

Caractérisation de disques de poussière exozodiacale par interférométrie stellaire en infrarouge proche et moyen

THÈSE

présentée pour l'obtention du diplôme de

Docteur en Sciences

par

Lindsay Marion

Soutenue publiquement le 4 octobre 2017 devant le Jury composé de :

Président : Pr. Serge HABRAKEN
Directeur de thèse : Dr. Olivier ABSIL
Examineurs : Dr. Jean-Philippe BERGER
Dr. Denis DEFRÈRE
Pr. Lucas LABADIE
Pr. Jérôme LOICQ
Dr. Bertrand MENNESSON
Pr. Jean SURDEJ

Mis en page avec la classe thloria.

Remerciements

Je voudrais en tout premier lieu remercier mon promoteur, Olivier Absil pour m'avoir soutenue dans ce projet et avoir suscité mon intérêt pour l'interférométrie durant mon travail de fin d'études de Master. Je souhaiterais également le remercier pour m'avoir rassurée et conseillée lors de mes moments de doute et pour m'avoir fourni les pistes de réflexion adéquates à chaque fois que je pensais ne jamais y arriver.

Je souhaiterais également remercier Jean Surdej pour son encadrement indirect, les échanges fructueux que j'ai pu avoir avec lui et ses conseils avisés.

Je voudrais également remercier Denis Defrère pour son aide et son accueil lors de mon séjour en Arizona, puis pour ses conseils une fois de retour en Belgique et pour la relecture partielle de ce manuscrit.

Je remercie également Jean-Charles Augereau pour son accueil lors de mon séjour à Grenoble ainsi que pour les nombreux échanges qui en ont découlés et m'ont permis d'apprendre à maîtriser le package IDL GRaTeR sans quoi une partie de ce travail n'aurait pu être réalisé.

Je tiens à remercier Emmanuel Di Folco pour son accueil lors de mon séjour à Bordeaux et pour ses nombreux conseils dans la réduction de données MIDI que je n'avais encore jamais prise en main.

Je voudrais aussi remercier l'ensemble de mon comité de thèse, Serge Habraken, Jérôme Loicq, Lucas Labadie, Bertrand Mennesson et encore une fois, Denis Defrère, Jean Surdej et Olivier Absil pour accepter de lire et évaluer ce manuscrit.

Je tiens tout particulièrement à remercier ma famille, mes parents, Nathalie et Claude, ainsi que mon frère, Jesse, pour leur soutien moral non seulement durant cette thèse mais aussi depuis le début de mes études. Si j'ai pu parvenir à terminer ce manuscrit, c'est grâce à eux, et à leur soutien depuis que j'ai entrepris cette folle aventure qu'est l'université. Je souhaiterais également remercier mon compagnon, Gauthier, pour avoir supporté mes sauts d'humeur au cours de ces derniers mois et les avoir subis sans broncher.

Enfin, je souhaiterais remercier mes collègues, en particulier Olivier Absil, Olivier Wertz, Ludovic Delchambre, et Denis Defrère pour m'avoir trainé en dehors du bureau lors des temps de midi...Finalement, le whist me manquera !

Table des matières

Table des figures	vii
Liste des tableaux	xi
Notations and acronymes	xiii
Prologue	1
Introduction	7
1 Les disques de débris	9
1.1 Le système solaire	9
1.1.1 La formation du système solaire	9
1.1.2 Le système solaire actuel	14
1.2 Les disques de débris	19
1.2.1 Les disques froids	19
1.2.2 Les disques chauds : la poussière exozodiacale	22
2 L'interférométrie stellaire	25
2.1 Introduction : l'expérience des fentes de Young	25
2.2 Interférences entre deux ondes	27
2.2.1 Les ondes électromagnétiques	27
2.2.2 Degré complexe de cohérence mutuelle	29
2.2.3 Le théorème de Van-Cittert Zernike	32
2.3 L'interférométrie stellaire	36
2.3.1 Visibilité d'une source circulaire	37
2.3.2 La clôture de phase	39
2.4 L'interférométrie de nulling	40
2.4.1 Cas d'une source étendue	42

3	La détection d'exozodis par interférométrie	45
3.1	Observations, détections et analyse statistique	45
3.2	Modélisation des exozodis	48
3.3	Scenarii de création de la poussière exozodiacale	51
3.3.1	Approvisionnement du disque en poussière	51
3.3.2	Piégeage de la poussière à proximité de l'étoile	55
4	Objectifs et motivations de ce travail	61
	Interférométrie en infrarouge proche	63
5	Recherche d'exozodis chauds et de compagnons avec PIONIER	65
5.1	Le programme d'observation exozodi	65
5.2	Article : <i>Searching for faint companions with VLTI/ PIONIER. II. 92 main sequence stars from the Exozodi survey</i>	70
6	Étude de la connexion entre la présence de poussière tiède et chaude	83
6.1	Article : <i>A near-infrared interferometric survey of debris-disk stars. VII. The hot/warm dust connection</i>	83
	Interférométrie en infrarouge moyen	107
7	Mesure de la fréquence des disques tièdes avec le LBTI	109
7.1	Le Large Binocular Telescope Interferometer	110
7.1.1	Description du télescope	110
7.1.2	Description de l'instrument	110
7.1.3	Principe de recombinaison pour la détection d'exozodis	112
7.2	Le programme d'observation HOSTS	112
7.3	Réduction des données et améliorations	115
7.3.1	Obtention et calibration des données	115
7.3.2	La méthode classique de réduction des données	116
7.3.3	La méthode statistique de réduction des données	119
7.4	Premiers résultats	122
8	Caractérisation du disque autour de β Pic avec VLTI/MIDI	125
8.1	Une vue multi-spectrale du disque de débris de β Pic	126
8.1.1	Le disque externe de β Pic	126
8.1.2	Le disque interne de β Pic	127

8.2	Description des observations MIDI	128
8.2.1	L'instrument MIDI	130
8.2.2	Description des données obtenues sur β Pic	131
8.3	Réduction et calibration des données MIDI	135
8.3.1	Le logiciel de réduction MIA	135
8.3.2	Le logiciel de réduction EWS	136
8.3.3	Influence du facteur de lissage dans EWS	136
8.3.4	Moyennage des flux corrélés	137
8.3.5	Calibration des flux corrélés	138
8.4	Modélisation préliminaire avec GRaTeR	142
	Conclusion	149
	9 Résumé des résultats et perspectives futures	151
	Bibliographie	157

Table des figures

1	Message envoyé depuis Arecibo en 1974.	3
2	Principe de détection d'exoplanètes avec Kepler.	4
3	Exoplanètes potentiellement habitables.	4
4	Système Kepler-186.	5
5	Comparaison entre le soleil et TRAPPIST-1.	6
1.1	Vue d'artiste de la nébuleuse solaire.	10
1.2	Représentation de la ligne de glace dans le système solaire.	11
1.3	Vue d'artiste de la formation des planètes rocheuses et gazeuses.	12
1.4	Représentation de la distribution de petits corps aux différentes phases du LHB.	13
1.5	La zone habitable du système solaire.	14
1.6	La poussière zodiacale dans notre système solaire.	15
1.7	Le "Pale blue dot".	16
1.8	L'organisation du système solaire.	18
1.9	Analyse statistique de la population froide.	21
1.10	Disque froid de β Pic et Fomalhaut.	21
1.11	Modélisation d'un système Soleil-Terre à 10 pc.	23
1.12	Distribution d'énergie d'un système étoile+disque.	24
2.1	Dispositif des fentes de Young.	26
2.2	Illustration d'une source quasi-monochromatique.	30
2.3	Variation de l'intensité du signal en fonction du degré complexe de cohérence mutuelle.	32
2.4	Cas d'une source étendue.	33
2.5	Schématisation d'une source étendue située loin du plan d'observation.	35
2.6	Principe de l'interférométrie de nulling.	41
3.1	Représentation de la courbe de visibilité en fonction de la base interférométrique.	46
3.2	Schématisation de l'effet Poynting-Robertson.	52
3.3	Remplissage du disque interne par éjection de matériel par les planètes.	53
3.4	Résonance de moyen mouvement avec une planète excentrique.	53
3.5	Simulation d'un impact Terre-Lune dans des observations JWST.	55

3.6	Simulation de la résonance de moyen mouvement pour une planète de cinq masse terrestre.	56
3.7	Effet combiné de la résonance de moyen mouvement et de l'effet Poynting-Robertson.	57
3.8	Piégeage de la poussière par du gaz.	58
3.9	Illustration du mécanisme de piégeage magnétique.	59
5.1	Distribution de l'excès infrarouge dans l'échantillon Exozodi.	66
5.2	Taux de détection d'exozodis en fonction du type spectral.	67
5.3	Taux de détection d'exozodis en fonction du type spectral et de l'âge des étoiles (Ertel et al., 2014).	68
5.4	Comportement spectral d'un corps noir à différentes températures.	68
5.5	Comparaison des deux échantillons FLUOR et PIONIER.	69
7.1	Diagramme représentant l'architecture du LBTI en mode nulling.	111
7.2	Représentation schématique du nulling et de PHASEcam.	111
7.3	PSF d'une ouverture et carte de transmission du LBTI.	113
7.4	Niveau de sensibilité du LBTI.	113
7.5	Séquence d'observation pour le survey HOSTS.	115
7.6	Estimation du bruit de fond thermique au LBTI.	117
7.7	Illustration de la mesure de nulls au PFN.	118
7.8	Illustration de l'utilisation de la méthode statistique.	120
7.9	Calcul d'erreur par la méthode bayésienne.	122
7.10	Comportement de l'erreur dans la méthode NSC.	123
7.11	Premiers résultats obtenus au LBTI avec la méthode classique sur η Crv.	124
7.12	Premiers résultats avec la méthode NSC au LBTI.	124
8.1	Représentation de l'inclinaison du disque interne de β Pic par rapport au disque externe.	128
8.2	Représentation des structures clés du système stellaire β Pic (Apai et al., 2015).	129
8.3	Images à différentes longueurs d'onde du disque de β Pic.	129
8.4	Représentation du trajet des faisceaux lumineux au sein du combineur.	130
8.5	Représentation du VLT avec ses 4 UTs et ses 4 ATs.	132
8.6	Couverture du plan UV pour les ATs et les UTs.	133
8.7	Représentation schématique de l'orientation de la fente pour les ATs et les UTs.	134
8.8	Représentation du flux corrélé non calibré en fonction de la longueur d'onde pour les deux jeux de données.	137
8.9	Représentation du flux corrélé non calibré en fonction de la base et du temps.	138
8.10	Comparaison entre le flux corrélé non calibré pour les données ATs et pour les données UTs.	139
8.11	Représentation des données de 2013 ainsi que de l'erreur.	139
8.12	Représentation des données de 2007 ainsi que de l'erreur.	140
8.13	Représentation du flux corrélé calibré de β Pic et des templates.	141

8.14	Illustration du flux corrélé calibré pour β Pic dans le cas des ATs, des UTs et du flux stellaire.	145
8.15	Meilleur ajustement de la SED pour les données MIDI et flux corrélé calibré avec l'erreur à 3σ	145
8.16	Courbe de visibilité pour une source circulaire pour les UTs et pour les ATs.	147
8.17	Température des grains en fonction de la distance à l'étoile.	147

Liste des tableaux

3.1	Liste des interféromètres travaillant en infrarouge proche et moyen et utilisés pour la détection d'exozodis.	47
8.1	Expression de l'orientation de la fente par rapport à la direction du Nord pour l'instrument MIDI.	134
8.2	Résumé des données interférométriques utilisées pour la modélisation avec GRaTeR ainsi que des données photométriques.	143

Notations and acronymes

Bandes d'observation

J band	from 1.15 to 1.4 μm
H band	from 1.5 to 1.8 μm
K band	from 2.0 to 2.4 μm
L' band	from 3.5 to 4.1 μm
M band	from 4.5 to 5.1 μm
N band	from 8 to 13 μm

Unités

arcmin (ou')	minute d'arc (2.90888×10^{-4} radian)
arcsec (ou'')	second d'arc (4.848137×10^{-6} radian)
mas	milli-arcsec (10^{-3} arcsec)
UA	Unité Astronomique (1.495978×10^{11} m)
pc	parsec (3.085678×10^{17} m)
Jy	Jansky (10^{-26} W m ⁻² Hz ⁻¹)
Myr	Mega-years (un million d'années)
Gyr	Giga-years (un milliard d'années)
zodi	unité de densité pour les disques de poussière

Acronymes

AMBER	Astronomical Multiple Beam Recombiner
AT	VLTI Auxiliary Telescope (1.8-m de diamètre)
BLINC	Bracewell Infrared Nulling Cryostat
CHARA	Center for High Angular Resolution Astronomy
DEBRIS	Disc Emission via a Bias-free Reconnaissance in the Infrared/Submillimetre
EWS	Expert Work-Station
FLUOR	Fiber Linked Unit for Optical Recombination
HOSTS	Hunt for Observable Signatures of Terrestrial planetary Systems
IONIC	Integrated Optic Near-Infrared Combiner
IOTA	Infrared-Optical Telescope Array
IRAS	InfraRed Astronomy Satellite
IRS	InfraRed Spectrograph
ISO	Infrared Space Observatory
KIN	Keck Interferometer Nuller
LBTI	Large Binocular Telescope Interferometer
LHB	Late Heavy Bombardement (bombardement tardif)
LMIRcam	L and M InfraRed Camera
MIA	MIDI Interactive Analysis
MIDI	Mid-Infrared instrument
MIPS	Multiband Imaging Photometer for Spitzer
MMT	Multiple Mirror Telescope
NOMIC	Nulling Optimized Mid-Infrared Camera
NSC	Nulling self calibration
OTN	Objet Trans-Neptunien
PFN	Palomar Fiber Nuller
PIONIER	Precision Integrated-Optics Near-infrared Imaging ExpeRiment
PTI	Palomar Testbed Interferometer
SETI	Search for ExtraTerrestrial Intelligence
TRAPPIST	TrAnsiting Planets and Planetesimals Small Telescope
UT	VLTI Unit Telescope (8-m de diamètre)
VAST	Volume-limited A-STar
VLTI	Very Large Telescope Interferometer

Prologue

Depuis toujours, l'Homme est fasciné par l'espace, cette étendue infinie qui l'entoure et le fait se sentir tout petit. Très vite, il se pose la question de savoir s'il est seul dans l'univers et lance de nombreux programmes pour signaler sa présence sur la planète Terre à une éventuelle autre forme d'intelligence. Dès les années 1950, les paris vont bon train, entre ceux qui supposent qu'il doit forcément exister une autre civilisation que la nôtre et ceux qui supposent qu'il n'en existe pas. Parmi les détracteurs de l'idée d'une autre civilisation que la nôtre dans l'univers, nous pouvons citer Fermi. Il identifie un paradoxe en expliquant que, s'il existait une autre civilisation intelligente, elle devrait déjà avoir colonisé la galaxie. En effet, supposons qu'il existe une civilisation suffisamment intelligente que pour coloniser la galaxie. Cette civilisation commence par envoyer des missions spatiales vers dix planètes habitables. Chacune de ces planètes disposant de la technologie nécessaire, elles envoient à leur tour dix nouvelles missions vers dix autres planètes. En supposant qu'il faille 100000 ans avant d'atteindre une nouvelle planète et y recréer une nouvelle civilisation qui va à son tour envoyer dix nouvelles missions, la croissance au sein de la galaxie serait exponentielle : en 100000 ans, dix planètes sont colonisées, en 200000 ans, 100 planètes sont colonisées, et en moins de 800000 ans, 100 millions de planètes habitables sont colonisées, c'est-à-dire toute la galaxie. Puisque certaines étoiles sont beaucoup plus vieilles que le Soleil, il doit forcément y avoir déjà eu une civilisation qui aurait eu envie de réaliser cette expansion. Or, nous n'avons pas encore eu de retour de ces hypothétiques civilisations, donc, selon Fermi, si nous n'avons pas encore remarqué de telles civilisations, c'est tout simplement qu'elles ne sont pas là. Pour résoudre son paradoxe, Fermi explique que de telles civilisations ont pu exister mais si une civilisation est suffisamment intelligente que pour coloniser d'autres planètes, elle l'est aussi pour s'auto-détruire et finit toujours par disparaître avant d'avoir pu s'expandre.¹

En 1960, Frank Drake tente quant à lui d'estimer la probabilité qu'une étoile abrite une forme de vie intelligente. Pour ce faire, il définit un nombre $N = R_{\star} \times f_p \times n_e \times f_l \times f_i \times f_c \times L$ (Drake, 1962) qui reprend plusieurs paramètres qu'il juge importants dans la détermination du nombre de civilisations intelligentes dans la galaxie. Nous pouvons décrire ces paramètres l'un après l'autre et fournir l'estimation numérique de Drake pour ces grandeurs :

- R_{\star} correspond au taux de formation d'étoiles par an dans la galaxie et est estimé par Drake à dix étoiles par an en moyenne ;

1. Cette vision pessimiste peut se comprendre par le fait que cette discussion survient dans les années 1950, lorsque le monde sort de la seconde guerre mondiale, et entre en pleine guerre froide.

- f_p correspond à la fraction d'étoiles ayant des planètes, estimé par Drake à 0.5, soit une étoile sur deux pourrait avoir des planètes ;
- n_e est le nombre de planètes en zone habitable autour d'une étoile, estimé par Drake à 2 ;
- f_l correspond à la fraction de planètes habitables où la vie se développe, Drake l'estime à une planète parmi celles dans la zone habitable ;
- f_i correspond à la fraction de planètes habitées où la vie évolue vers une forme d'intelligence, Drake suppose que nous ayons une chance sur cent de voir cela se produire ;
- f_c correspond à la fraction de formes de vie intelligente qui vont développer des moyens technologiques, estimé également à une chance sur cent ;
- L est la durée de vie moyenne des civilisations, Drake l'estime à 10000 ans.

Avec ces chiffres, il estime le nombre de civilisations intelligentes en mesure de communiquer à dix civilisations dans notre galaxie. Cette valeur a bien entendu suscité l'intérêt des scientifiques de l'époque puisqu'elle suggérait plus d'une civilisation au sein de notre galaxie.

C'est en partie pour cette raison qu'à la même époque, le programme SETI (Search for ExtraTerrestrial Intelligence) est lancé et recherche des signaux radio émis (intentionnellement ou non) par des formes de vie. À l'heure actuelle, le programme SETI a majoritairement identifié des signaux artificiels provenant de la Terre et n'a pas encore pu identifier de signaux extraterrestres provenant d'une autre civilisation. En 1974, un signal de 169 secondes a été émis depuis Arecibo vers l'amas globulaire M13. Ce message reprend les nombres de 0 à 10 en binaire, les numéros atomiques de H, C, N, O, P, les formules chimiques des bases de l'ADN, l'organisation spatiale de l'ADN, un petit bonhomme, la place de la Terre dans le système solaire et l'antenne d'Arecibo...Toutefois, ce signal très codé est à peine compréhensible par les humains eux-mêmes (à moins de savoir quoi chercher, voir Fig. 1) et il est donc très peu probable qu'il soit déchiffrable par une autre forme de vie. En outre, les signaux que nous tentons d'intercepter et qui sont envoyés se trouvent sous forme d'ondes radio. Or, déjà sur Terre, les ondes radio sont dépassées (Wi-Fi, bluetooth,...) et il n'est donc pas garanti qu'une autre forme de vie utilise les mêmes ondes que celles auxquelles nous avons pensé pour véhiculer de l'information.

Les raisons pour lesquelles nous n'avons pas encore pu rencontrer une autre civilisation (pour autant qu'elle existe) sont multiples :

- Il nous est pour l'instant impossible de nous déplacer suffisamment vite pour atteindre l'étoile la plus proche. Avec une fusée actuelle voyageant à 20000km/h, il nous faudrait 200000 ans pour atteindre l'étoile la plus proche du système solaire et 4 milliards d'années pour traverser la galaxie ;
- La vie semble apparaître assez rapidement lorsque les conditions sont réunies (sur Terre, la vie est apparue il y a environ 3 milliards d'années alors que la Terre n'a que 4 milliards d'années) mais l'évolution vers une forme d'intelligence est beaucoup plus lente. Sur Terre, il a fallu plus de 2 milliards d'années pour que la vie passe du stade unicellulaire à un stade plus complexe. Dès lors, il est probable que la vie existe ailleurs, mais peut-être pas l'intelligence ;



FIGURE 1 – Illustration du message envoyé en 1974 au télescope d’Arecibo. Crédit : NASA.

- L’intelligence est un facteur d’évolution...dans un premier temps ! Selon Darwin, seules les espèces les mieux adaptées survivent. Mais à partir d’un certain stade, l’intelligence engendre l’auto-destruction : il n’y a pas pire prédateur pour l’Homme que l’Homme et il est donc probable que les civilisations technologiques ne survivent pas assez longtemps pour coloniser la galaxie.

Toutefois, même si nous n’avons pas encore trouvé d’autres civilisations, nous ne cessons de chercher de la vie ailleurs dans l’univers. Avant de se poser la question de l’existence de vie intelligente, il a fallu se demander si d’autres planètes de type terrestre pouvaient exister. La première découverte d’exoplanète² est réalisée en 1995 par Mayor et Queloz qui découvrent une planète autour de 51 Pegase. Cette planète n’a rien d’une planète terrestre et est qualifiée de Jupiter chaud : une planète de masse semblable à celle de Jupiter ($0.468 M_{Jup}$) et qui orbite très près de son étoile avec une période de 4.23 jours. Au moment de la rédaction de cette thèse, 3623 exoplanètes en tout genre (Jupiters chauds et planètes de type terrestre) ont été détectées.³ De récentes missions se sont tournées vers la recherche de planètes de type terrestre autour d’étoiles proche afin de tenter d’apporter une réponse à cette énigme. Le programme le plus connu de détection et d’étude de systèmes planétaires est le programme Kepler qui fut lancé en 2009 (Borucki et al., 2010). Ce programme utilise la méthode des transits qui consiste à observer une baisse de luminosité dans la courbe de l’étoile pour détecter une planète (voir Fig. 2).

Les objectifs de cette mission étaient multiples : déterminer le pourcentage de planètes de type terrestre ou plus grandes qui se trouvent dans la zone habitable d’une étoile ou à proximité, déterminer la distribution de tailles des planètes et la forme de leurs orbites, estimer combien de planètes se trouvent au sein de systèmes stellaires multiples, déterminer les orbites, albedos, tailles, masses et densités de géantes à courtes périodes, et enfin déterminer les propriétés des étoiles qui présentent des systèmes planétaires. En 2013,

2. On définit l’exoplanète comme étant une planète orbitant autour d’une étoile autre que le Soleil.

3. <http://www.exoplanet.eu>.

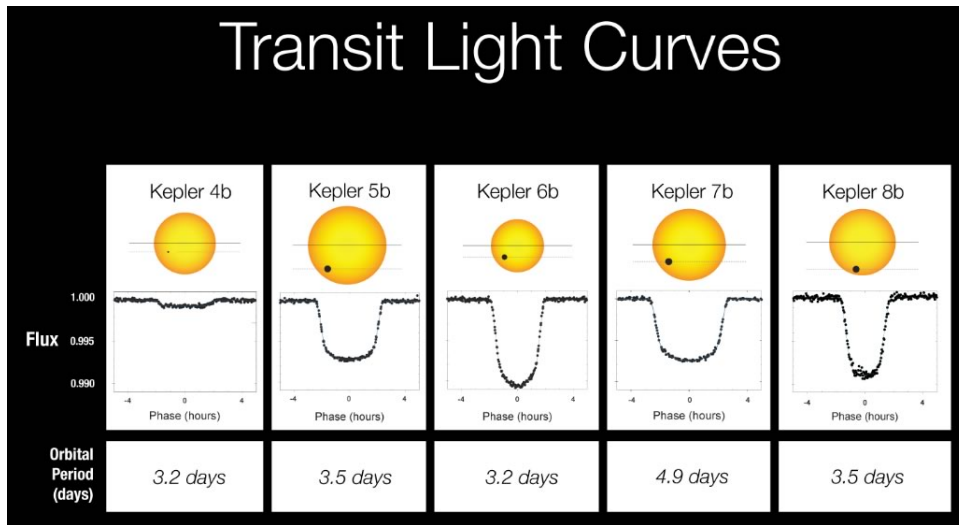


FIGURE 2 – Illustration du principe de détection d'exoplanètes avec Kepler. Crédit : NASA/Kepler mission.

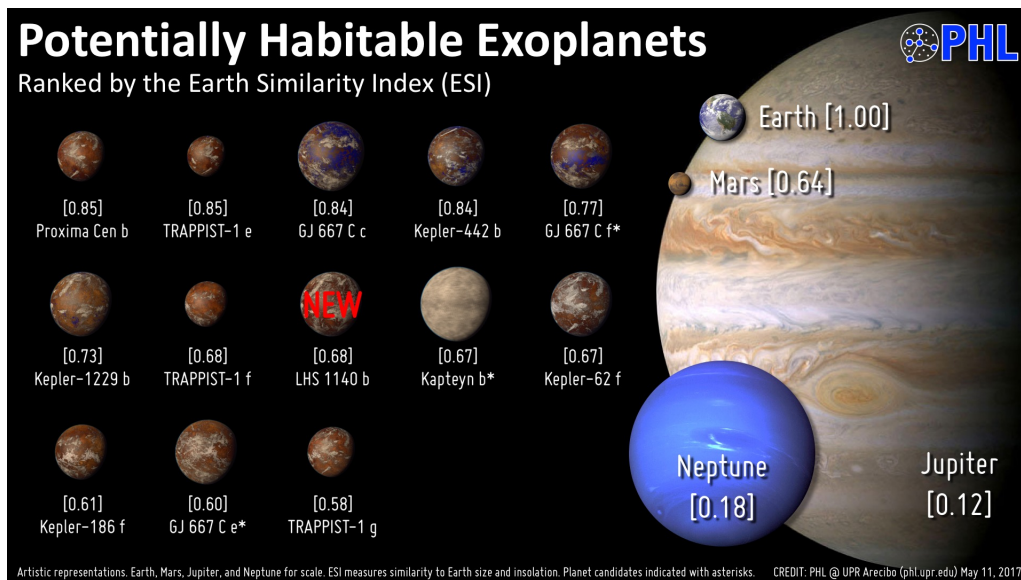


FIGURE 3 – Illustration des planètes rocheuses les plus prometteuses en matière d'habitabilité. Dernière mise à jour en mai 2017. Crédit : Phl UPR Arcibo.

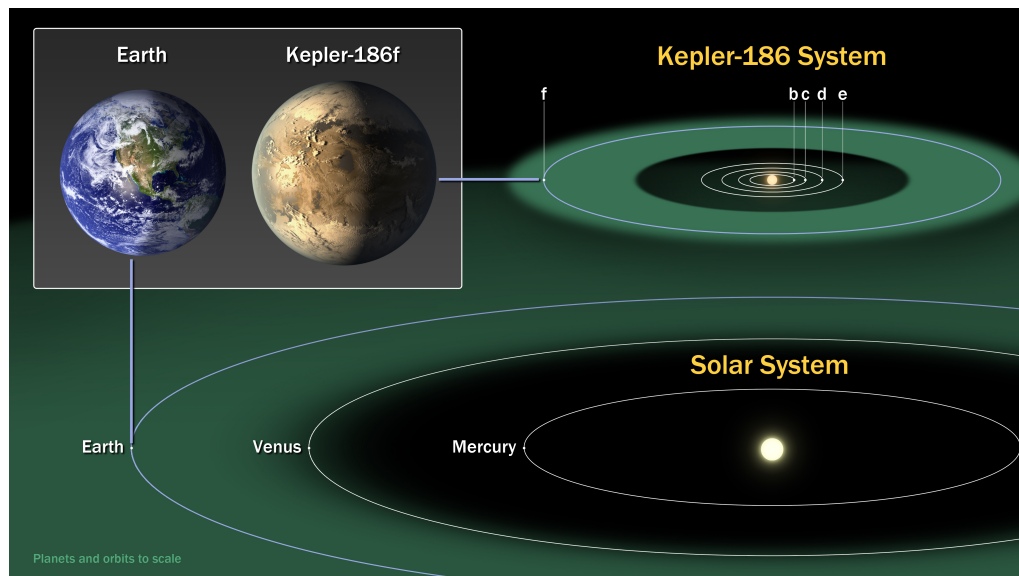


FIGURE 4 – Illustration du système Kepler-186. La planète Kepler 186-f se trouve dans la zone habitable de son étoile. Crédit : NASA.

Kepler perd un second gyroscope sur les quatre qui permettent de pointer le télescope avec précision, ce qui met fin à la première partie de la mission, qui a monitoré plus de 150000 étoiles. Suite à cette panne, les scientifiques et les ingénieurs se sont interrogés sur l'utilité du télescope et ont proposé la mission *K2* qui fut opérationnelle dès mai 2014 et devrait continuer jusque fin 2017 ou 2018 (Howell et al., 2014). À l'heure actuelle, la première partie de la mission Kepler a permis de découvrir 2337 exoplanètes dont 30 de type terrestre dans la zone habitable, et il reste encore 4496 candidats à confirmer. La mission K2 a quant à elle permis de confirmer 157 exoplanètes et de découvrir 521 nouveaux candidats. Une vue d'artiste des candidats les plus prometteurs en termes d'habitabilité potentielle est reprise à la Fig. 3.

Nous pouvons souligner deux systèmes en particulier parmi ceux qui sont repris à la Fig. 3 : Kepler-186 et TRAPPIST-1. Kepler-186 est le premier système stellaire validé qui abrite une planète de type terrestre dans la zone habitable. L'étoile de ce système est une naine rouge, plus froide que le Soleil, donnant une zone habitable plus proche de l'étoile que dans notre système (voir Fig. 4). TRAPPIST-1 est un système découvert par un petit télescope liégeois, TRAPPIST (pour "TrAnsiting Planets and Planetesimals Small Telescope"), installé à l'observatoire de La Silla au Chili. TRAPPIST-1 est une naine ultra froide située à 12 parsec du Soleil et comportant sept planètes dont quatre se trouvent dans la zone habitable. La Fig. 5 reprend la comparaison du Soleil et de l'étoile TRAPPIST-1 ainsi qu'une vue d'artiste du système. Avec la découverte de tels systèmes, continuer de penser que nous sommes seuls dans l'univers semble de plus en plus irréaliste. Non seulement les planètes ne sont pas rares dans l'univers mais en plus, il est possible d'en trouver dans la zone habitable des étoiles.

Outre la recherche et la détection d'exoplanètes, la recherche de *poussière* autour d'étoiles en séquence principale est devenue l'un des champs de recherche en expansion

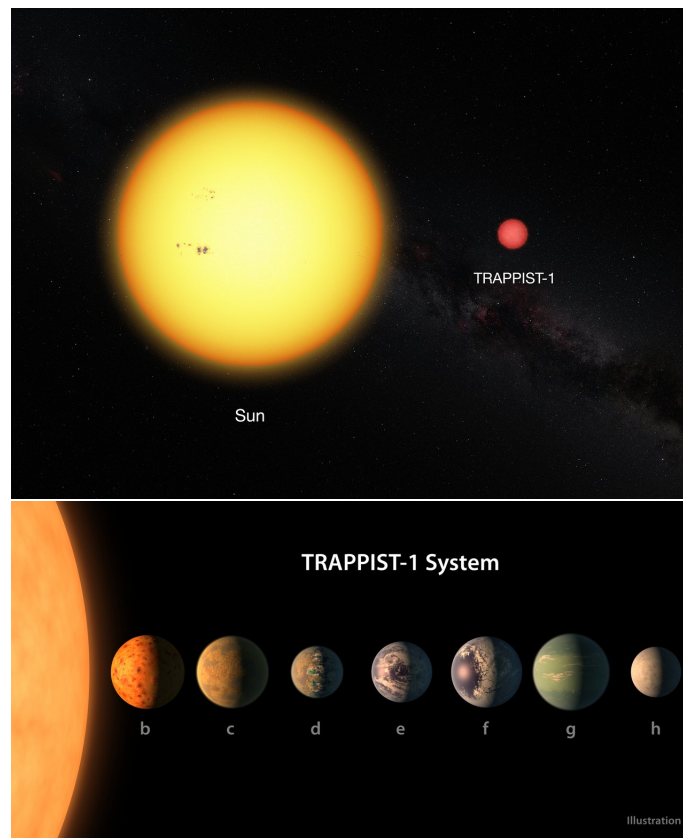


FIGURE 5 – Comparaison entre le Soleil et la naine froide au sein du système TRAPPIST-1 et vue d’artiste du système. Crédit : ESO.

au cours du XXI^{ème} siècle. En effet, l’intérêt de l’étude de cette poussière est double : d’une part, afin de pouvoir détecter des exoplanètes en imagerie directe, il convient de se débarrasser du bruit considérable que constitue la poussière qui peut imiter ou cacher le signal d’une planète dans les observations. D’autre part, l’étude de cette poussière permet d’obtenir des informations sur la formation du système, comme il le sera expliqué dans l’introduction.

Introduction

Le commencement de toutes les sciences, c'est l'étonnement de ce que les choses sont ce qu'elles sont.

Aristote

1

Les disques de débris

Sommaire

1.1	Le système solaire	9
1.1.1	La formation du système solaire	9
1.1.2	Le système solaire actuel	14
1.2	Les disques de débris	19
1.2.1	Les disques froids	19
1.2.2	Les disques chauds : la poussière exozodiacale	22

Lorsque nous nous intéressons à un domaine jusqu'alors inconnu, il est intuitif de se référer à ce que nous connaissons déjà et à ce que nous pouvons étudier le plus facilement. Dans le cas des systèmes planétaires, il s'agit de notre système solaire. Dans ce chapitre, je reprends en détail les origines du système solaire qui sont étroitement liées à la présence de poussière en son sein. Ensuite, je décris les différents disques de poussière dans notre système en rappelant leur origine. Enfin, je décris les disques de débris froids et chauds autour d'autres étoiles et explique brièvement l'impact que peuvent avoir ces disques sur les observations.

1.1 Le système solaire

L'ensemble des explications fournies dans cette section est adapté du livre de Encrenaz et al. (2004).

1.1.1 La formation du système solaire

L'origine de la formation des étoiles, et éventuellement d'un système planétaire, est aujourd'hui bien connue. L'hypothèse dite *de la nébuleuse solaire* semble être la plus probable pour décrire la formation de notre système solaire (voir Fig. 1.1 pour une représentation d'artiste). Dans notre galaxie, nous trouvons de nombreux nuages froids

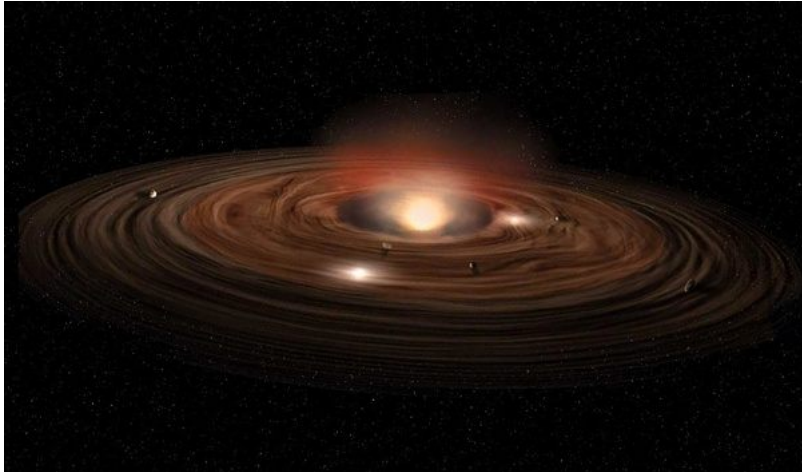


FIGURE 1.1 – Vue d’artiste de la nébuleuse solaire.

(~ 10 K) composés d’hydrogène moléculaire gazeux, d’hélium, de quelques éléments plus lourds issus de la nucléosynthèse d’autres étoiles, et enfin d’un peu de poussière. Suite à une perturbation dans la proximité du nuage, lui qui était initialement très stable, s’effondre sur lui-même et commence alors une contraction gravifique du gaz. La force gravitationnelle étant une force centrale (dirigée vers le centre du nuage), le nuage entre en rotation (pas de mouvement rectiligne, sauf radial, possible). Plus la contraction augmente, plus la rotation s’accélère donnant lieu à un effet centrifuge qui aplatit le nuage en un disque par conservation du moment angulaire. Cet effondrement donne lieu à la formation d’une masse centrale (le proto-Soleil) et l’équilibre entre les forces centrifuges et gravitationnelles provoque la formation d’un anneau de poussière dans lequel les planètes vont pouvoir se former. Lorsque la nébuleuse solaire s’effondre, de tous petits grains de poussière entrent en collision et peuvent in fine coalescer pour former des grains de poussières plus gros. Ces grains de poussières entrent à leur tour en collision pour former d’encore plus gros agglomérats et le processus se répète jusqu’à la formation de planétésimaux : des petits corps solides de dimension supérieure à un kilomètre et dominés par leur propre gravitation. Ces planétésimaux vont à leur tour entrer en collision et, suivant leur vitesse relative, leur taille, et l’angle d’impact, ils vont s’agglomérer ou s’effriter en corps plus petits qui seront réutilisés pour former d’autres planétésimaux.

Il est à noter que ce modèle de nébuleuse solaire n’explique pas pourquoi 99.9% de la masse du système solaire se trouve dans le Soleil tandis que 96% du moment angulaire se trouve dans les planètes. Pour expliquer cela, il faut faire appel à des connaissances sur les états fluide et solide de la matière. Le proto-Soleil, équivalent à un plasma conducteur, est en rotation, et donne donc lieu à un champ magnétique en rotation avec lui. Le vent solaire s’échappe quant à lui radialement et, en vertu de la conservation du moment angulaire, la vitesse de rotation ω diminue avec la distance r à l’étoile. La périphérie du disque protoplanétaire est donc en rotation plus lente que le Soleil. Or, le champ magnétique du Soleil est connecté aux matériaux conducteurs du disque (le champ est gelé dans le plasma). De ce fait, on assiste à un transfert de moment cinétique du Soleil vers le disque protoplanétaire et à un ralentissement de la rotation du Soleil (Woolfson, 1969).

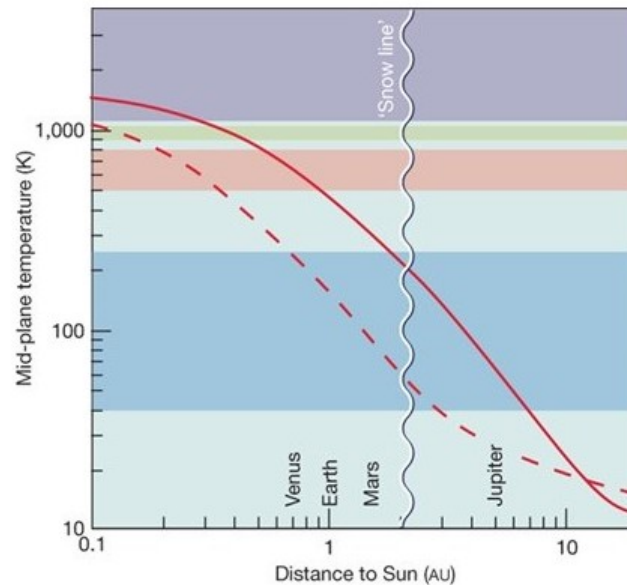


FIGURE 1.2 – Représentation de la ligne de glace dans le système solaire. Les courbes rouges représentent deux modèles de distribution de température dans le plan du disque en fonction de la dissipation visqueuse dans le milieu. La ligne pleine correspond à un taux d'accrétion du Soleil de 1% par million d'année et à un taux de dissipation visqueuse de 10^{-3} et la ligne en pointillé représente un taux d'accrétion du Soleil de 1% par million d'année avec cette fois un taux de dissipation visqueuse de 10^{-1} . Les différentes bandes de couleur correspondent à des températures de condensation pour différents éléments et ne nous intéressent pas ici (pour plus d'informations à ce propos, voir Albarède (2009)).

Durant les premiers temps de la formation du système solaire, le proto-Soleil se trouve dans une phase instable : la phase T-Tauri qui dure environ 10 millions d'années (Henyey et al., 1955). Durant cette phase, il n'a pas une température suffisante pour démarrer la fusion de l'hydrogène en hélium et l'énergie diffusée provient uniquement de sa contraction gravitationnelle. Le proto-Soleil éjecte alors de la matière qui cause des vents stellaires importants qui chassent tout le gaz et les particules légères vers l'extérieur du système solaire.

Dans notre système solaire, l'éjection du gaz et des matériaux légers durant la phase T-Tauri nous a permis de définir la *ligne de glace* (snow line) qui représente la limite entre la formation de planètes rocheuses et de planètes gazeuses (Albarède, 2009). Typiquement, cette distance est symbolisée par la ceinture d'astéroïde qui sera décrite dans la suite de cette section. Cette ligne correspond à une distance de 2,7 unités astronomiques (UA) en deçà de laquelle l'eau est liquide ou gazeuse et au delà de laquelle l'eau peut geler et donner lieu à des planétésimaux qui accrètent de la glace (voir Fig. 1.2).

À partir de cette ligne de glace, nous pouvons donc distinguer deux régions dans le disque : la partie interne du disque ($d < 3$ UA), proche du proto-Soleil et la partie externe du disque ($d > 3$ UA), au-delà de la ligne de glace. La partie interne, plus proche du proto-Soleil s'effondrera plus vite que la partie externe. La partie externe quant à elle sera composée de deux sous-parties : un disque fin, dans le plan, rempli de poussières

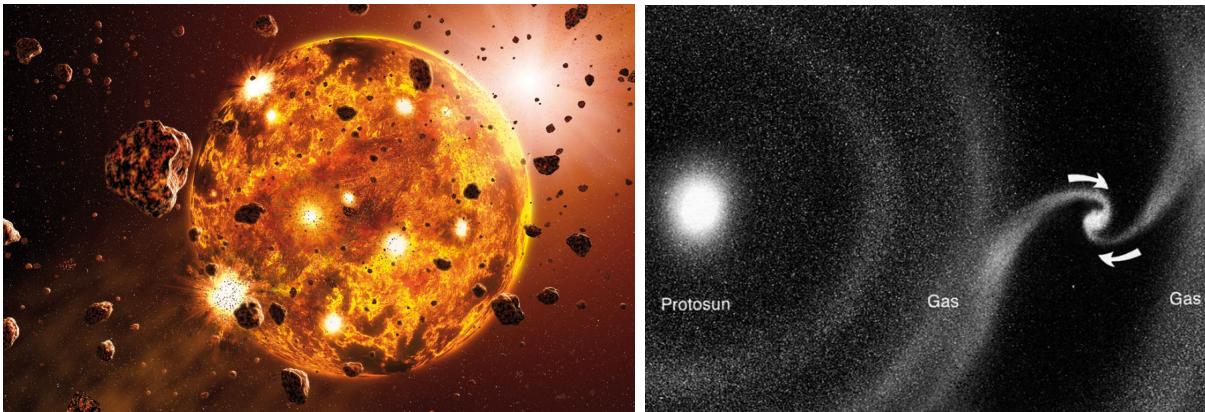


FIGURE 1.3 – Vue d’artiste de la formation de la terre (à gauche) et représentation de l’accrétion de matière pour la formation de planètes gazeuses (à droite).

recouvertes de glace et un disque épais s’écartant du plan du disque composé de gaz d’hélium et d’hydrogène. En deçà de la ligne des glaces, la température est suffisante pour vaporiser tous les éléments légers et ne laisse que la possibilité d’exister aux éléments lourds qui peuvent alors former des planètes rocheuses. Typiquement, en deçà de 2 UA, les planètes telluriques vont pouvoir se former. Lors de la collision des planétésimaux, certains restent agglomérés et forment des corps de plus en plus gros. L’accrétion en cours transforme l’énergie gravifique en chaleur (voir Fig. 1.3, partie gauche) et le gros planétésimal ainsi formé prend peu à peu une forme sphérique (dès que son diamètre excède 100 km, le champ gravifique est suffisant). Au fur et à mesure du temps, la planète se refroidit et subit les bombardements de petits planétésimaux restants, ce qui donne lieu à un apport de composés chimiques différents. Le refroidissement permet également une différenciation des matériaux en couche (coeur, manteau, croûte). À ce moment, les planètes rocheuses n’ont pas encore d’atmosphère, le proto-Soleil étant trop chaud et vaporisant tous les composés plus légers.

Entre 2 et 3 UA, nous observons la formation de la ceinture d’astéroïdes, un peu au delà de la ligne des glaces. Dans cette ceinture, les corps sont composés de poussière mais aussi de glace. À cet endroit, il n’y a pas assez de matériel pour construire des planètes et les influences gravifiques des corps en formation au delà de la ligne des glaces entraînent une dislocation constante des corps un peu plus gros que des planétésimaux qui pourraient se former. Notamment, la proto-Jupiter en formation entre en résonance avec la ceinture d’astéroïdes. La formation de ces géantes s’effectue en deux temps. Dans un premier temps, la formation s’effectue par une perturbation du disque externe qui entraîne un effondrement local et l’accrétion de poussière et de molécules contenant de la glace (H_2O , CH_4 , NH_3 , CO , CO_2 , etc) : cela va donner le coeur de la planète gazeuse, beaucoup plus gros qu’une planète rocheuse (jusqu’à 15 fois la masse de la Terre). Dans un second temps, ce gros noyau planétaire va être capable d’accréter du gaz par effondrement gravitationnel local du nuage gazeux restant (voir Fig. 1.3, partie droite).

Comme dit précédemment, à ce stade, tous les composés volatiles ont été chassés du système solaire interne. Or, de nos jours, nous observons la présence d’eau, de méthane, de

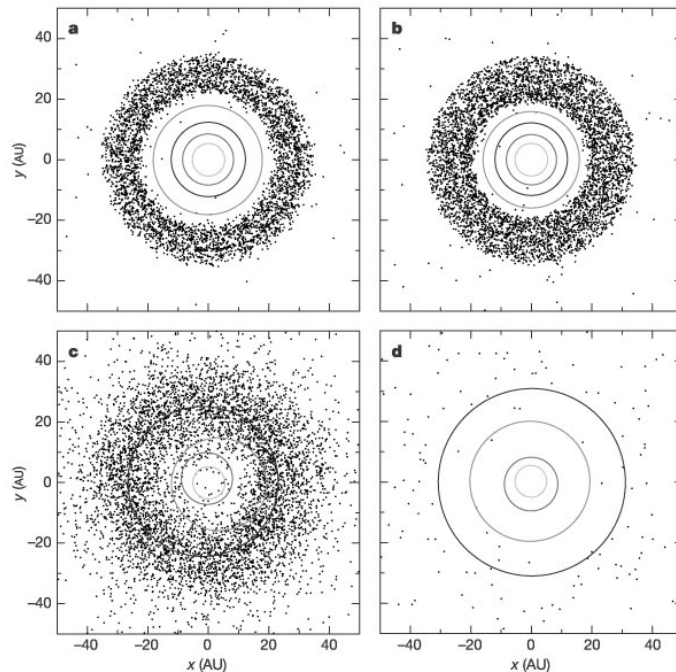


FIGURE 1.4 – Représentation de la distribution de petits corps aux différentes phases du LHB. **a.** au début de la migration planétaire à 100 millions d’années, **b.** juste avant le début du LHB (879 million d’années), **c.** juste après le commencement du LHB (882 millions d’années) et **d.** 200 millions d’années après la fin du LHB, les orbites des planètes sont définitives (Gomes et al., 2005).

gaz carbonique, etc sur les planètes telluriques, et en particulier sur la Terre. Ces composés ont été ré-introduits dans le système solaire interne suite à un bombardement météoritique tardif (“Late Heavy Bombardment” - LHB). La théorie admise à l’heure actuelle porte le nom de Modèle de Nice et fût proposée pour la première fois en 2005 dans un triplet d’articles publiés dans *Nature* (Gomes et al., 2005; Tsiganis et al., 2005; Morbidelli et al., 2005). Après la phase T-Tauri, les quatre géantes (Jupiter, Saturne, Uranus et Neptune) suivent des orbites quasi-circulaires entre ~ 5.5 et 17 UA. Cette configuration plus compacte que la configuration actuelle n’est toutefois pas stable, Jupiter et Saturne sont en résonance 2:1 et un transfert de moment angulaire s’effectue entre les planétésimaux et les planètes géantes. Par conservation du moment angulaire, nous observons une migration interne de planétésimaux et une migration externe des planètes géantes, avec une inversion des orbites de Neptune et Uranus (initialement, l’orbite de Neptune se trouvait avant celle d’Uranus). Ce réarrangement du système solaire implique un bombardement des planètes rocheuses à l’intérieur du système solaire par projection des planétésimaux déstabilisés lors de la migration des planètes géantes. Ce bombardement tardif (vers 800 millions d’années après la naissance du Soleil) ramène les éléments légers à l’intérieur du système solaire et est probablement à l’origine de la présence d’eau sur Terre. Par ailleurs, cette réorganisation du système solaire entraîne également l’expulsion de petits corps au delà de l’orbite de Neptune, créant la ceinture de Kuiper. Après ce bombardement, le système solaire se trouve dans sa configuration actuelle (voir Fig. 1.4), les planètes tel-

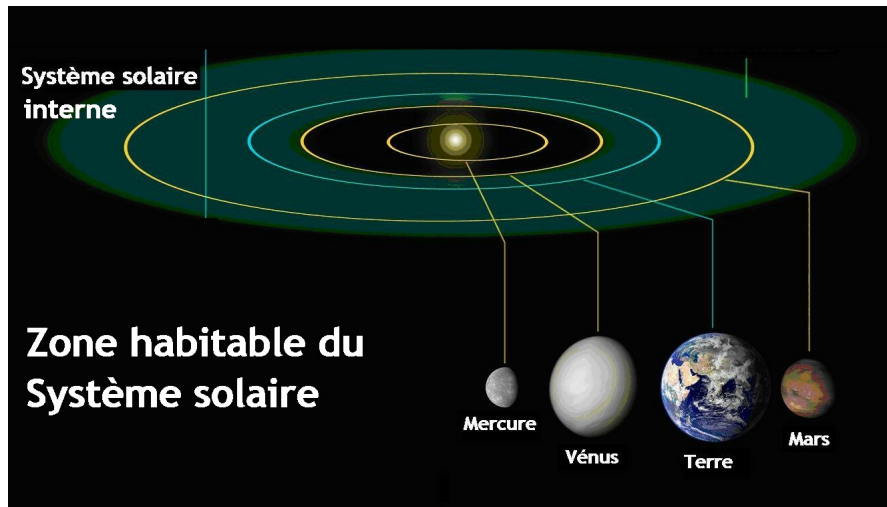


FIGURE 1.5 – Représentation de la zone habitable dans le système solaire.

luriques terminent leur refroidissement, la ceinture d'astéroïdes se stabilise et certains groupes d'astéroïdes entrent en résonance avec Jupiter : ce sont les Troyens.

1.1.2 Le système solaire actuel

À l'heure actuelle, on distingue plusieurs populations dans le système solaire : les planètes rocheuses, la poussière zodiacale, la ceinture d'astéroïdes, les planètes gazeuses, la ceinture de Kuiper et le nuage de Oort. Bien que j'aie déjà détaillé certaines de ces populations, je vais les reprendre brièvement et introduire celles qui ne l'ont pas encore été.

Les planètes rocheuses du système solaire sont Mercure, Vénus, la Terre et Mars. Ces planètes ayant déjà été décrites, je ne vais détailler qu'un point qui n'a pas encore été abordé : la zone habitable autour d'une étoile. On définit la zone habitable du système solaire comme la zone dans l'espace où les conditions sont favorables pour la présence d'eau liquide. En fonction de la luminosité de l'étoile, cette zone en sera plus ou moins éloignée. La Fig. 1.5 représente la zone habitable de notre système solaire. Nous remarquons que Vénus se trouve juste en bordure intérieure tandis que la Terre et Mars se trouvent dans la zone habitable. Comme nous pouvons le remarquer sur la Fig. 1.5, le fait qu'une planète se trouve dans la zone habitable ne signifie pas qu'elle soit effectivement habitable/habitée. En effet, Mars se trouve dans la zone habitable mais n'est en réalité pas viable du fait de sa faible masse et de l'absence de champ magnétique. De la même façon que Vénus, Mars a dû présenter de l'eau liquide mais sa faible masse n'a pas permis de retenir l'atmosphère à sa surface. Très vite, l'activité magnétique s'est arrêtée également résultant en un échappement encore plus rapide de l'atmosphère de Mars. Il est donc possible de détecter une exoplanète en zone habitable qui ne soit en réalité pas viable.

La poussière zodiacale est définie comme la poussière du système solaire se trouvant typiquement entre l'orbite de Mercure et de Jupiter. Cette poussière trouve son origine

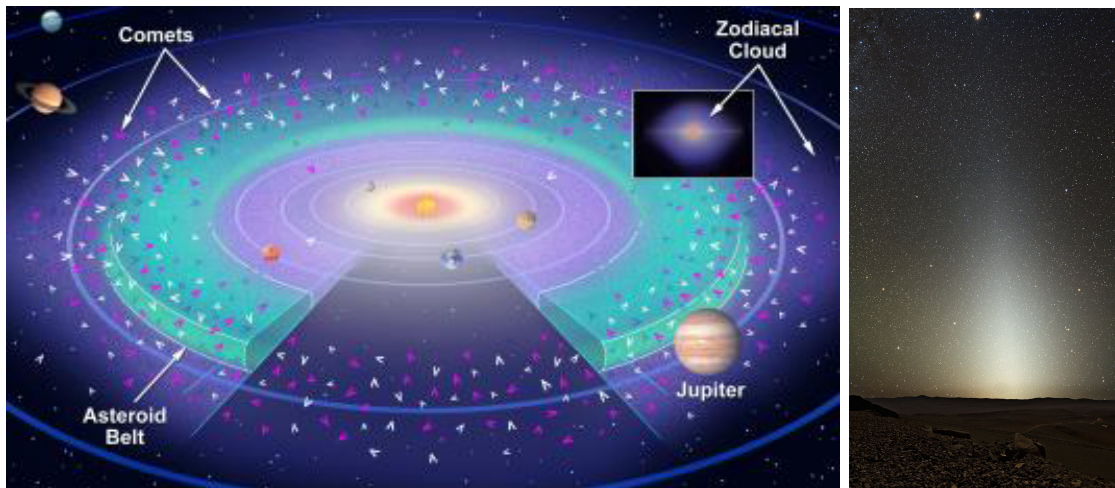


FIGURE 1.6 – Représentation de la poussière zodiacale dans le système solaire (à gauche) et vue de la poussière zodiacale depuis Cerro Paranal (à droite, crédit : ESO).

dans la collision d'astéroïdes et dans le dégazage de comètes passant à proximité du Soleil. Une illustration de cette poussière est fournie à la Fig. 1.6 ainsi que la vision qu'on peut en avoir depuis la Terre. La poussière zodiacale est considérée comme **chaude à tiède**, typiquement de 1000 K à proximité du Soleil à 300 K à hauteur de la zone habitable, et émet dans l'infrarouge proche et moyen... mais elle présente également des structures en infrarouge lointain, ce qui correspond à des températures froides (en dessous de 150 K) comme l'ont observé Reach et al. (1995) et Kelsall et al. (1998) avec la sonde COBE et plus tard Ootsubo et al. (2016) lors d'observations avec AKARI.

Nesvorný et al. (2010) proposent un modèle de disque zodiacal basé sur les propriétés orbitales et les temps de vie des comètes et astéroïdes et sur l'évolution dynamique de la poussière après son éjection. Le modèle proposé par Nesvorný et al. (2010) est contraint par des observations IRAS en infrarouge moyen dans quatre bandes différentes (12-25-60 et 100 μm) qui sondent différentes régions dans le disque. Par exemple, l'observation à 12 μm sonde la région autour de 1-2 UA tandis que les bandes à 25 et 60 μm sondent des régions plus lointaines. Enfin, la bande à 100 μm permet de sonder les radiations thermiques de la poussière du système solaire. Les observations IRAS ont permis de montrer que le disque zodiacal est presque symétrique et présente un pic d'émission dans le plan de l'écliptique. Le modèle de Nesvorný et al. (2010) se base sur quatre hypothèses : ils définissent une distribution orbitale initiale de la poussière en fonction de sa population d'origine ; ils suivent l'évolution des orbites des particules en fonction de différentes tailles ; ils déterminent l'émission thermique infrarouge à partir de la distribution des particules ; ils modélisent la détection attendue pour leurs particules avec IRAS. Avec ce modèle, ils démontrent que 85 à 95% de la poussière zodiacale trouve son origine dans le dégazage des comètes provenant de la *Jupiter Family Comets* (les comètes dont l'orbite est dirigée par les interactions gravitationnelles avec Jupiter). Moins de 10% de la poussière provient de comètes à longue période et enfin la poussière causée par des collisions d'astéroïdes contribue également pour moins de 10% à la poussière zodiacale.

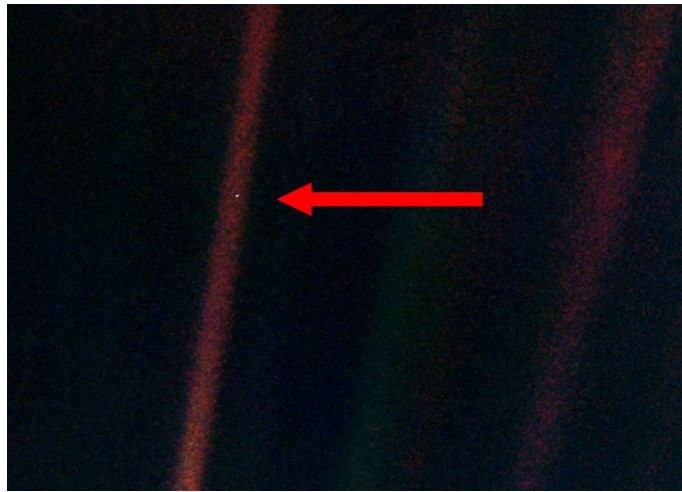


FIGURE 1.7 – Photo prise par la sonde Voyager-1 le 14 février 1990 à sa sortie du système solaire.

Malgré sa faible densité, la poussière zodiacale est un composé brillant du système solaire, bien plus brillant qu’une planète comme la Terre en infrarouge moyen (de l’ordre de 100 fois plus brillant, Serabyn et al. (2012)). En 1990, la sonde Voyager-1 a pris une photo de la Terre alors qu’elle arrivait à la sortie du système solaire (40.5 UA). La Terre, perdue dans ce nuage de poussière ne ressemble plus qu’à un “point bleu pâle” (voir Fig. 1.7) à peine visible et nous montre bien toute la problématique de cette poussière qui peut aisément masquer la présence d’une planète.

La ceinture d’astéroïdes (aussi appelée ceinture principale pour la différencier des autres ceintures du système solaire) se situe entre l’orbite de Mars et de Jupiter (de 2 à 3.5 UA) et est constituée de petits corps qui n’ont pas pu s’agréger pour former une planète. La masse totale de la ceinture d’astéroïdes correspond à environ 4% de la masse de la lune et contient des corps allant de quelques centaines de mètres à 1000 km (Cérès). Ces corps entrent occasionnellement en collision, créant de plus petits corps qui rentrent éventuellement dans le système solaire interne et contribuent à la formation de poussière zodiacale. Ces collisions proviennent du fait que les astéroïdes sont sur des orbites plus excentriques que les planètes (en moyenne, $e = 0.17$). Certains astéroïdes ont une orbite qui croise celle de la Terre, ils sont appelés géocroiseurs. Nous y trouvons aussi des zones vides, appelées lacunes de Kirkwood et causées par des résonances orbitales avec Jupiter. Enfin, il existe des groupes d’astéroïdes qui présentent les mêmes excentricités, inclinaisons et demi-grand axe. Parmi eux, nous pouvons citer les Troyens qui sont sur la même orbite que Jupiter, aux points de Lagrange L4 et L5 (points de stabilité, à l’équilibre entre le Soleil et Jupiter, pour des objets sur l’orbite de Jupiter). Ces astéroïdes proviennent probablement de la ceinture externe (ceinture de Kuiper) et ont été piégés par Jupiter lors du LHB.

Les planètes gazeuses du système solaire sont Jupiter, Saturne, Uranus et Neptune. Comme c’était le cas pour les planètes rocheuses, ces planètes ont déjà été abordées précédemment et ne feront donc plus le sujet d’un paragraphe détaillé. Nous pouvons

rapidement souligner le fait que ces planètes disposent de satellites plus nombreux que les planètes rocheuses : un pour la Terre, deux pour Mars contre 69 confirmés pour Jupiter. En outre, ces planètes disposent également d’anneaux de poussières et de glace.

La ceinture de Kuiper se trouve après l’orbite de Neptune (Edgeworth, 1943; Kuiper, 1951). Depuis 2006, Pluton n’est plus une planète mais considéré comme *Objet Trans-Neptunien (OTN)* suite à la découverte de nombreux corps d’un diamètre semblable à celui de Pluton et sur des orbites similaires. Les OTN se répartissent en familles en résonance avec l’orbite de Neptune : les plutinos en résonance 2:3, les twotinos en résonance 1:2. Il existe également des objets non affectés par Neptune : les cubewanos et les objets épars sur des orbites très excentriques ($e > 0.2$). Les OTN sont à l’origine de la ceinture de Kuiper. Ils se sont formés à proximité des planètes géantes et, lors de la migration de celles-ci durant le LHB (modèle de Nice, Gomes et al. (2005); Tsiganis et al. (2005); Morbidelli et al. (2005)), ils ont été fortement perturbés. Les OTN à l’intérieur de l’orbite de Neptune sont éjectés dans toutes les directions et constituent la population actuelle de OTN sur des orbites fortement inclinées avec des excentricités élevées ainsi que le nuage de Oort. Les OTN qui se trouvaient déjà au delà de l’orbite de Neptune sont moins perturbés et sont juste repoussés vers l’extérieur du système solaire où ils sont éventuellement capturés dans des zones de résonance. Ces objets constituent la ceinture de Kuiper : une population **froide** ($T < 100$ K) qui s’étend de 30 à 55 UA et composée de corps plus ou moins gros dont plus d’un millier avec un diamètre supérieur à 100 km (Kuiper, 1951). Pour expliquer une telle population, Stern & Colwell (1997) estiment que la masse originale de la ceinture de Kuiper devait être de dix fois la masse de la Terre. En plus des OTN, la ceinture de Kuiper abrite des corps très petits : des grains de poussière. Il n’est pas facile d’observer la ceinture de Kuiper car l’émission infrarouge est dominée par la poussière zodiacale plus chaude. Néanmoins, Vitense et al. (2012) proposent un modèle pour le disque de débris que représente la ceinture de Kuiper où la population de grains de poussière serait régie par la présence des plus gros corps (collision, piégeage, etc). Vitense et al. (2012) précisent également qu’aujourd’hui, la ceinture de Kuiper est à l’équilibre collisionnel avec un rapport de flux de 1.2×10^{-7} par rapport à l’étoile. Ils ont enfin cherché quelle serait la distribution spectrale d’énergie (SED) pour une ceinture de Kuiper à 10 pc et ils sont arrivés à la conclusion qu’elle présenterait un pic de 0.5 mJy à 40-50 μm , ce qui n’est à priori pas détectable avec Herschel/PACS. En effet, Herschel a permis de détecter des disques de débris froids présentant des rapports de luminosité similaires à celui de la ceinture de Kuiper, mais toujours plus grands que la ceinture de Kuiper (et donc plus froids), présentant un maximum d’émission autour des 100 μm , là où le spectre stellaire est plus faible.

Le nuage de Oort constitue une structure beaucoup plus étendue du système solaire qui s’étend de 20000 à 30000 UA (Oort, 1950). Il trouve son origine dans le LHB et l’expulsion d’objets trans-neptuniens se trouvant avant l’orbite de Neptune sur des orbites excentriques. Les objets du nuage de Oort sont très froids et constitués de glace et de gaz. C’est en partie de là que proviennent les comètes qui traversent notre système solaire et dégazent à proximité du Soleil.

Les comètes sont de petits corps du système solaire qui se situent assez loin du Soleil pour contenir de la glace et s’apparentent à des “boules de neige sale”. Elles se

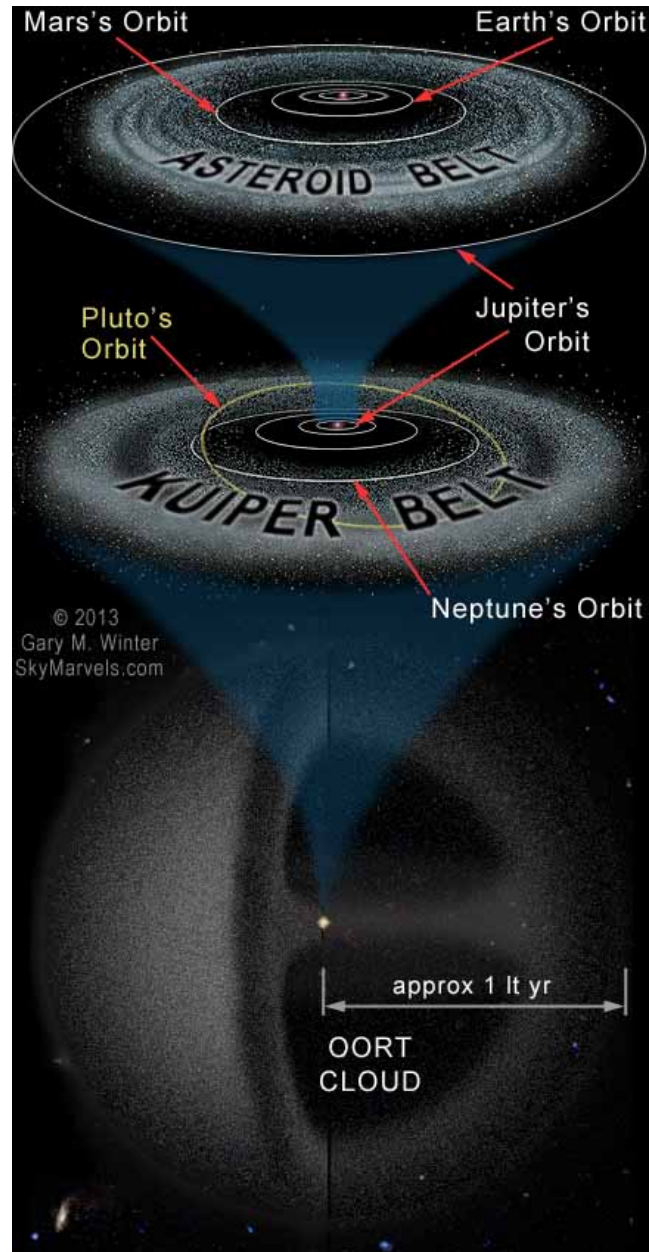


FIGURE 1.8 – Représentation des différentes ceintures de petits corps au sein du système solaire.

répartissent en deux familles principales : les comètes se trouvant sur des orbites à courte période (< 200 ans) et elliptiques dont plusieurs passages ont déjà été observés à travers les siècles ; les comètes se trouvant sur des orbites à longue période (> 200 ans), qualifiées de non-périodiques et présentant des directions et inclinaisons aléatoires. Au sein de ces deux grandes familles nous distinguons des sous-catégories. Pour les comètes à courte période, nous avons les comètes de la famille de Halley (avec des périodes supérieures à 20 ans) et les comètes de la famille de Jupiter (avec des périodes inférieures à 20 ans). Les comètes de la famille de Jupiter sont des comètes capturées par Jupiter lorsqu'elles passent à sa proximité en provenance de la ceinture de Kuiper. Pour les comètes à longue période, nous avons les comètes qui reviennent (avec un demi-grand axe inférieur à 10000 UA) et les comètes nouvellement observées (avec un demi-grand axe supérieur à 10000 UA) qui proviennent du nuage de Oort. Les comètes sont réinjectées dans le système solaire interne lors d'instabilités. Étant de petits corps glacés, elles se désintègrent partiellement (ou complètement) lorsqu'elles s'approchent du Soleil, et laissent des poussières et du gaz dans le système solaire interne, contribuant à la *poussière zodiacale*.

La Fig. 1.8 reprend la position de la ceinture d'astéroïdes, de la ceinture de Kuiper et du nuage de Oort.

1.2 Les disques de débris

1.2.1 Les disques froids

Les disques de poussière froide s'apparentent à la ceinture de Kuiper dans notre système solaire. Tout comme dans notre système solaire, l'origine de ces disques se trouve dans la formation de systèmes planétaires (Wyatt, 2008). Le modèle accepté pour l'évolution de ces disques consiste en une succession de collisions des petits corps qui les constituent jusqu'à ce que tout soit réduit en poussière et éjecté du système. C'est ce qu'on appelle des collisions à l'état stationnaire (Wyatt, 2008) et qui suivent une cascade collisionnelle classique. Bien sûr, s'il existe des planètes au sein du système, il est possible qu'elles structurent le disque de débris au moyen de résonances de moyen mouvement. Aussi, si nous prenons une fois de plus notre système solaire en référence, il se peut que les planètes aient totalement réorganisé les disques que nous observons en suivant un modèle similaire au modèle de Nice (Wyatt, 2008).

Les disques de poussière froide ($T \leq 100$ K), tout particulièrement ceux autour des étoiles de type A, ont été étudiés en détail depuis les années 80 grâce notamment à la découverte d'un excès dans les spectres IRAS en infrarouge lointain pour l'étoile Véga (Aumann et al., 1984). La mission *InfraRed Astronomy Satellite* (IRAS), lancée en 1983, était un projet commun aux États-Unis, Angleterre et Pays-Bas qui visait à sonder le ciel à 12, 25, 60 et 100 μm (Habing, 1987). Très vite, d'autres excès sont détectés autour de Fomalhaut, ϵ Eridani, ou encore β Pic (Aumann, 1985; Artymowicz et al., 1989). Ces nombreuses découvertes ont suscité l'intérêt des chercheurs qui lancent alors d'autres missions afin d'obtenir plus d'information à propos de ces disques. La mission *Infrared Space Observatory* (ISO) fut lancée en 1995 et opéra jusqu'en 1998. Cette mission a

notamment permis d'obtenir des informations à propos de la distribution des âges des étoiles entourées d'un disque (Habing et al., 2001) et d'arriver à la conclusion que plus les étoiles sont jeunes, plus le disque est massif. Une autre mission importante lancée en 2003 est la mission Spitzer (Trilling et al., 2008). L'évolution des disques de débris autour d'étoiles de type A a été caractérisée en utilisant Spitzer et plus précisément par le *Multiband Imaging Photometer for Spitzer* (MIPS) (Su et al., 2006) et en combinant les données Spitzer à 24 et 70 μm avec les observations de ISO et de IRAS. Les résultats statistiques de ces analyses sont fournis à la Fig. 1.9. Rieke et al. (2005) ont réalisé une étude de 266 étoiles à 24 μm et sont également arrivés à la même conclusion que Habing et al. (2001). Su et al. (2006) ont quant à eux réalisé le même type d'analyse sur les données à 70 μm et ont encore observé la même tendance. Grâce à ces analyses, Wyatt (2008) arrivent à la conclusion qu'environ un tiers des étoiles de type A présentent un disque de débris. Enfin, nous pouvons citer Herschel et son programme d'observation DEBRIS (*Disc Emission via a Bias-free Reconnaissance in the Infrared/Submillimetre*, Matthews et al. (2010)). Ce programme a observé 446 étoiles avec des types spectraux de A à M et susceptibles d'abriter un disque de débris froid. Thureau et al. (2014) se concentrent uniquement sur les 83 étoiles de l'échantillon qui sont de type spectral A et arrivent à la conclusion qu'au minimum $24 \pm 5\%$ de ces étoiles montrent un excès à 100 μm et donc disposent d'un disque de débris froid. Cette valeur est inférieure au taux de détection déjà estimé dans la littérature (Su et al., 2006) mais s'explique par le fait qu'il s'agit d'une limite inférieure sur la détection et que celle-ci pourrait s'élever jusqu'à 51% dans l'analyse de Thureau et al. (2014).

Pour les étoiles de type solaire, il semblerait qu'un excès froid soit plus rare que pour les étoiles de type A. En fonction de leur âge, le pourcentage d'étoiles de type FGK présentant un excès à 24 μm passe d'environ 30% à quelques pourcents et ce en quelques centaines de millions d'années (Trilling et al., 2008). Cette diminution correspond au temps de formation d'un disque planétaire présentant des planètes rocheuses comme la Terre et il se pourrait donc que nous assistions à la formation de planètes de type terrestre pour certains systèmes (Wyatt, 2008). Pour l'excès à 70 μm , il semble rester présent sur des durées beaucoup plus longues que l'excès à 24 μm , allant jusqu'à 10 milliards d'années (Wyatt, 2008). Des observations avec Herschel ont également été réalisées sur les étoiles de type solaire (FGK) et ont notamment permis de déterminer qu'environ 20% des étoiles de ce type présentent un disque de poussière froide (Eiroa et al., 2013). Ces observations ont également permis d'obtenir une limite supérieure sur le rapport de luminosité $L_{\text{dust}}/L_{\star}$ de 7.8×10^{-7} pour les étoiles de type F, 1.4×10^{-6} pour les étoiles de type G et 2.2×10^{-6} pour les étoiles de type K (Montesinos et al., 2016).

Certains de ces disques suffisamment brillants ont pu être imagés soit à partir d'observations en infrarouge lointain ou dans le domaine sub-millimétrique, soit à partir d'observations en lumière diffusée dans le domaine visible ou proche infrarouge. Ces observations ont révélé des structures complexes : asymétries, zones de plus grande densité, torsions, etc qui sont probablement dues à la présence de planètes massives orbitant l'étoile hôte et créant des interactions dynamiques avec le disque (Absil & Mawet, 2010). Parmi les disques froids les plus étudiés, nous pouvons citer celui de Fomalhaut et de β Pic qui sont illustrés à la Fig. 1.10. L'étude de tels disques permet d'avoir des informations sur

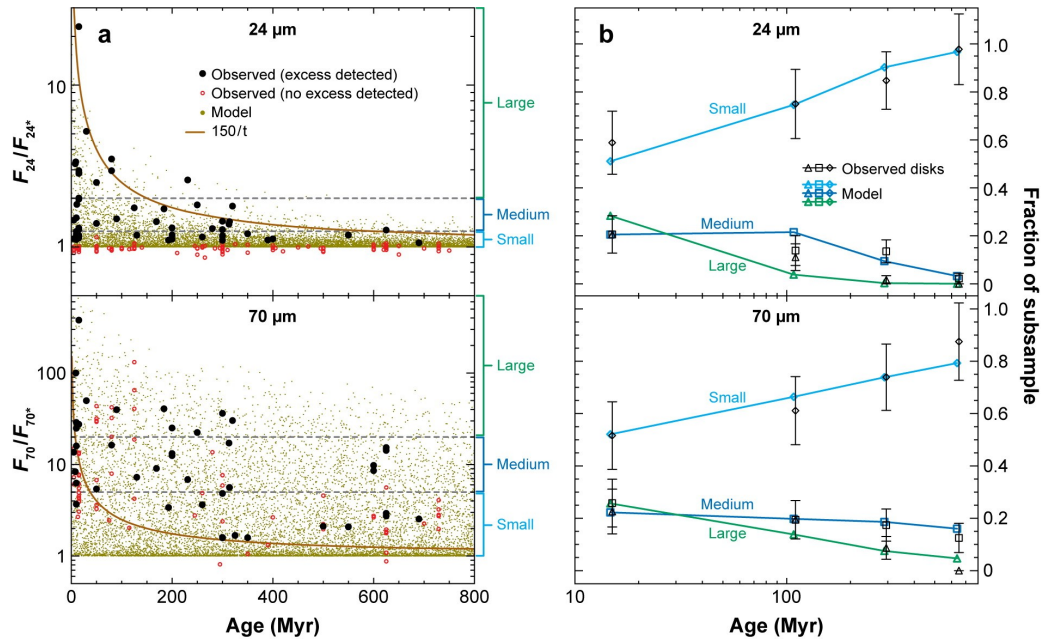


FIGURE 1.9 – Évolution des excès à $24 \mu\text{m}$ (en haut) et $70 \mu\text{m}$ (en bas) pour les étoiles de type A (Wyatt, 2008). a : excès des disques observés. En noir, présence d'un excès ; en rouge, absence d'excès ; en jaune population modélisée pour laquelle tous les disques considérés démarrent d'un disque protoplanétaire présentant des planétésimaux avec une masse initiale suivant une distribution log-normale centrée sur $10M_{\oplus}$, de largeur 1.14 dex et un rayon variant entre 3 et 120 UA. Cette population est considérée comme suivant une évolution stationnaire. b : proportion d'étoiles présentant un excès défini comme petit, moyen ou important en fonction de quatre âges différents (Rieke et al., 2005; Su et al., 2006; Wyatt et al., 2007b).

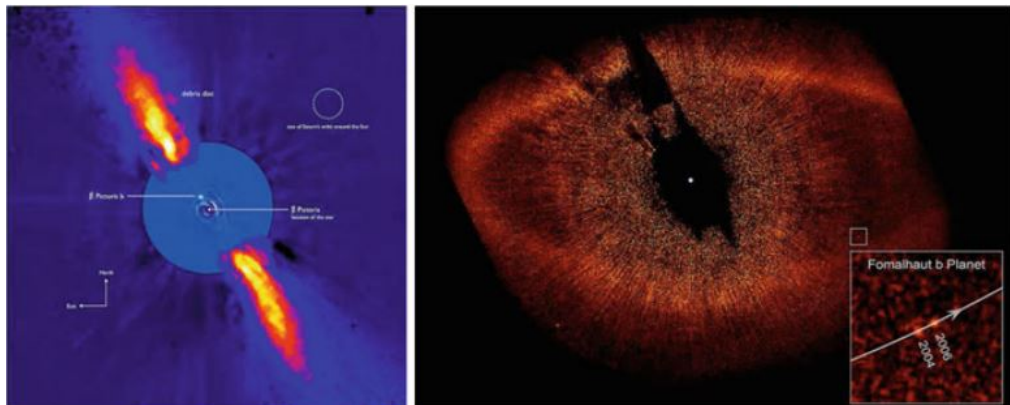


FIGURE 1.10 – À gauche : disque de β Pic et sa planète interne (Lagrange et al., 2009a). À droite : disque de Fomalhaut et sa planète externe (Kalas et al., 2008).

les petits corps du système parent. En effet, comme c'est le cas dans le système solaire, la poussière froide provient de collisions entre les petits corps du système stellaire considéré et sa composition est donc directement reliée à la composition des corps du système (Absil & Mawet, 2010). Ces disques sont équivalents à la ceinture de Kuiper du système solaire et pour faire correspondre les luminosités observées à notre ceinture de Kuiper, il faudrait qu'ils soient beaucoup plus massifs que notre ceinture de Kuiper. Ils sont donc plus précisément équivalents à la ceinture de Kuiper jeune.

1.2.2 Les disques chauds : la poussière exozodiacale

À l'heure actuelle, nous sommes certains que notre système planétaire n'est pas unique et qu'il existe d'autres systèmes présentant des planètes rocheuses orbitant autour d'étoiles en séquence principale. Il n'y a donc aucune raison de penser que notre disque zodiacal est unique. Par analogie au nuage de poussière zodiacale, les disques exozodiacaux (aussi appelés exozodis) sont des disques de poussière chaude à tiède (≥ 200 K) qui entourent des étoiles en séquence principale et proviennent de mécanismes similaires à ce que nous observons dans notre système solaire. De la même manière que nous considérons le disque zodiacal comme s'étendant jusqu'à l'orbite de Jupiter, nous considérerons que le disque exozodiacal correspond à la poussière qui se trouve à proximité de l'étoile (typiquement jusque ~ 5 AU), tandis que nous parlerons de disque de débris (froids) pour de la poussière plus éloignée. L'étude des exozodis présente un double intérêt :

1. comprendre les mécanismes à l'origine de ces disques afin de pouvoir caractériser le système parent : y a-t-il des petits corps dans le système, s'il y en a, peut-être ont-ils pu s'agglomérer pour former des planètes, y a-t-il une dynamique particulière dans le système, y a-t-il une résonance de moyen mouvement entre des corps et le disque, éventuellement une zone de plus grande densité dans le disque, causée par une planète, etc ;
2. discriminer les étoiles entourées de ce genre de disques pour les missions futures d'observation de planètes rocheuses en imagerie directe. Le disque étant beaucoup plus brillant qu'une éventuelle planète rocheuse, il sera impossible de détecter la planète de manière directe en présence de tels disques (elles peuvent cependant être détectées par les effets gravitationnels qu'elles auront sur le disque).

Defrère et al. (2012) ont réalisé des simulations de système planétaire avec un disque pour une étoile située à 10 pc. Lorsque le disque présente la même densité que le disque zodiacal (on parle de disque à "1-zodi"), la présence d'une éventuelle planète dans le disque est aisément détectable (voir Fig. 1.11, en haut à gauche). Plus la densité du disque augmente et plus il est ardu de détecter la planète dans le disque, avec une limite à environ 10-zodi (soit un disque 10 fois plus dense que le disque zodiacal, voir Fig. 1.11, en bas à gauche). Nous comprenons ici toute la problématique de la présence de ces disques qui peuvent totalement masquer la présence d'une planète.

La première méthode utilisée pour détecter des exozodis fut la photométrie de haute précision au moyen de télescopes spatiaux. En particulier, l'utilisation de IRAS, ISO,

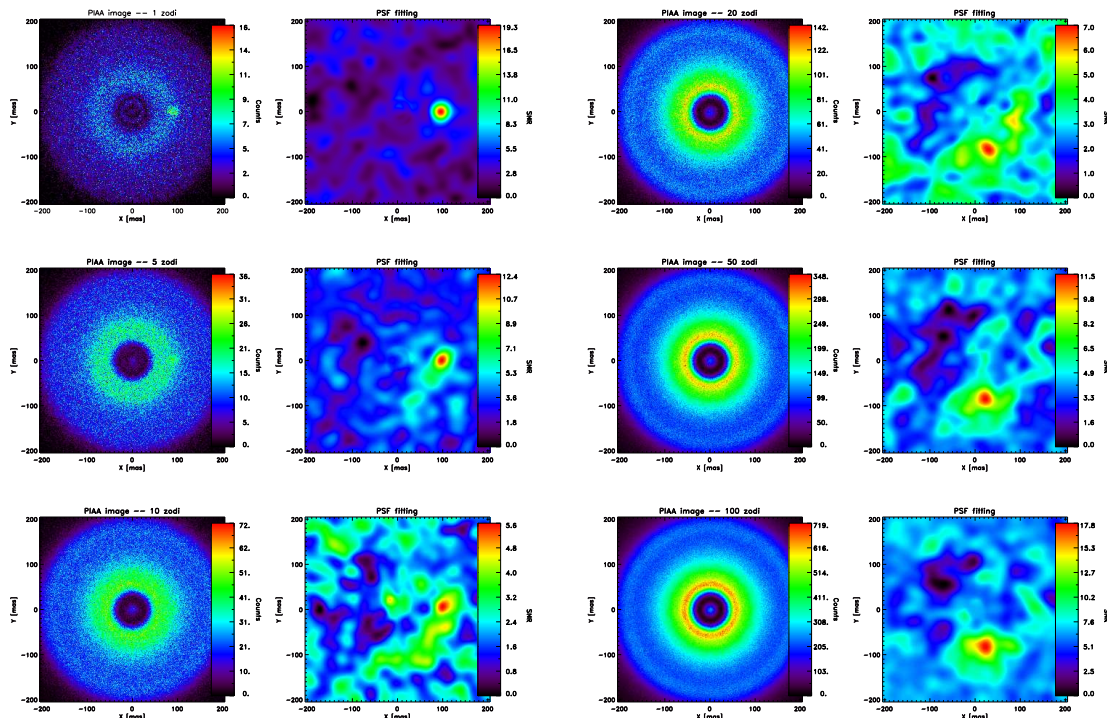


FIGURE 1.11 – Simulations d’images produites (à gauche de la double colonne) par Defrère et al. (2012) et PSF associée (à droite de la double colonne). Ces simulations correspondent à un système Soleil-Terre situé à 10 pc et entouré d’un disque zodiacal de différentes densités (à gauche, de haut en bas, 1, 5 et 10 zodis ; à droite, de haut en bas, 20, 50 et 100 zodis).

le Spitzer Space Telescope ou encore WISE nous ont permis de mieux comprendre l’influence des exozodis tièdes sur nos observations. Les premières estimations fournies par les observations IRAS et ISO démontrent que moins de 2% des systèmes étudiés avec ces programmes présentent un excès à $10 \mu\text{m}$ (Fajardo-Acosta et al., 2000; Mannings & Barlow, 1998; Laureijs et al., 2002). Lawler et al. (2009) démontrent que $1.0 \pm 0.7\%$ de leur échantillon d’étoiles (203) de type solaire observées avec Spitzer/IRS montrent un excès à $8.5\text{-}12 \mu\text{m}$ contre $11.8 \pm 2.4\%$ à $30\text{-}34 \mu\text{m}$, ce qui semble être en accord avec les modèles théoriques (Wyatt et al., 2007a). En utilisant Spitzer et WISE, et compte tenu de leur sensibilité (environ 1000-zodis), il semblerait encore une fois que les disques exozodiacaux soient plus rares autour d’étoiles plus âgées (Kral et al., 2017a). En effet, Kennedy & Wyatt (2013) démontrent à l’aide d’observations WISE que l’âge est un facteur important pour l’existence de poussière tiède dans le système. Cependant, Kennedy & Wyatt (2013) démontrent également que, bien que l’âge soit un facteur important, il n’est pas le seul facteur déterminant pour la présence de poussière tiède puisqu’ils ont trouvé un système âgé de ~ 1 Gyr présentant de la poussière tiède (BD+20307). La présence de poussière tiède tant autour d’étoiles jeunes que vieilles pose alors question : par quel(s) mécanisme(s) la poussière parvient-elle à survivre sur de grandes échelles de temps ? Quels peuvent être les scénarii de formation de cette poussière ? Provient-elle de disques initialement extrêmement massifs ? Provient-elle du dégazage de comètes ? Dans ce cas, où

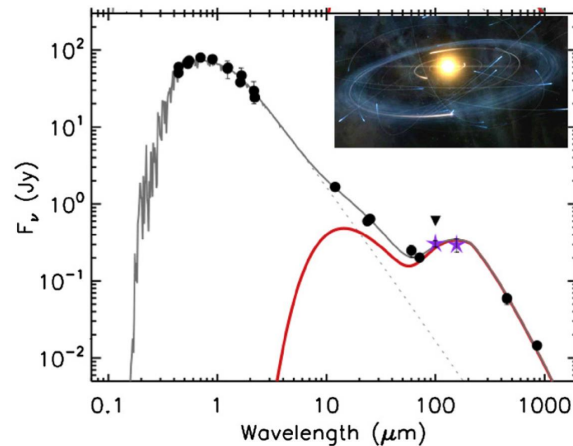


FIGURE 1.12 – Distribution d'énergie pour le système étoile-disque eta Crv représentant la présence d'un exozodi (partie gauche de la courbe rouge) et d'un disque de débris froid (partie droite de la courbe rouge). On voit clairement que le pic de l'exozodi (autour de 10-20 μm est largement masqué par la distribution d'énergie de l'étoile (courbe pointillée) tandis que le pic pour le disque de débris froid (vers 100-200 μm) est visible dans la distribution d'énergie totale (courbe noire).

se trouve le réservoir de comètes? La poussière peut-elle être piégée par d'éventuelles planètes, champs magnétiques, un autre phénomène?

Pour répondre à ces questions, les observations classiques de photométrie ne suffisent en général pas car le contraste entre la poussière et l'étoile est trop important et la séparation angulaire trop faible que pour pouvoir observer directement les disques. Il faut donc avoir recours à des méthodes permettant de meilleures résolutions angulaires telles que l'interférométrie. En effet, la difficulté principale de l'étude des exozodis réside dans le fait que leur pic d'émission thermique se trouve dans l'infrarouge proche à moyen (typiquement de ~ 1000 K à ~ 300 K, entre 1.5 μm et 13 μm), là où l'étoile hôte est encore très brillante (voir Fig. 1.12) et il faut donc trouver des méthodes permettant de séparer le signal provenant de l'étoile du signal provenant du disque. Ces dernières années, les exozodis ont été étudiés beaucoup plus en détail à l'aide de programmes d'observation dédiés en interférométrie classique (par opposition à l'interférométrie dite de *nulling*, voir la Section 2.4 pour plus de détails). Les programmes d'observation CHARA/FLUOR et VLTI/PIONIER ont notamment permis de faire de nombreuses découvertes et avancées en la matière et feront l'objet des Chapitres 5 et 6. La technique du *nulling* sera quant à elle présentée au Chapitre 7.

2

L'interférométrie stellaire

Sommaire

2.1	Introduction : l'expérience des fentes de Young	25
2.2	Interférences entre deux ondes	27
2.2.1	Les ondes électromagnétiques	27
2.2.2	Degré complexe de cohérence mutuelle	29
2.2.3	Le théorème de Van-Cittert Zernike	32
2.3	L'interférométrie stellaire	36
2.3.1	Visibilité d'une source circulaire	37
2.3.2	La clôture de phase	39
2.4	L'interférométrie de nulling	40
2.4.1	Cas d'une source étendue	42

Dans ce chapitre, je commence par reprendre une expérience d'interférométrie de base : l'expérience des fentes de Young. Cette expérience nous permet d'introduire les concepts de base de l'interférométrie. Ensuite, j'entre dans des considérations plus mathématiques en détaillant les interférences entre deux parties d'une onde électromagnétique pour une source monochromatique et ponctuelle. Une fois cette expression introduite, je supprimerai l'une après l'autre les hypothèses simplificatrices de monochromaticité et ponctualité de la source afin d'introduire le degré complexe de cohérence mutuelle ainsi que le théorème de Van-Cittert Zernike. Dans ce chapitre, je présente également les bases de l'interférométrie stellaire en introduisant la visibilité complexe des franges d'interférence ainsi que la clôture de phase. Enfin, je présente l'interférométrie de nulling (en frange sombre) ainsi que les concepts qui y sont reliés.

2.1 Introduction : l'expérience des fentes de Young

Commençons par rappeler le principe d'Huygens-Fresnel qui stipule que chaque point d'un front d'onde peut être considéré comme la source ponctuelle d'une nouvelle ondelette sphérique et que le front d'onde est alors considéré comme l'enveloppe de toutes ces

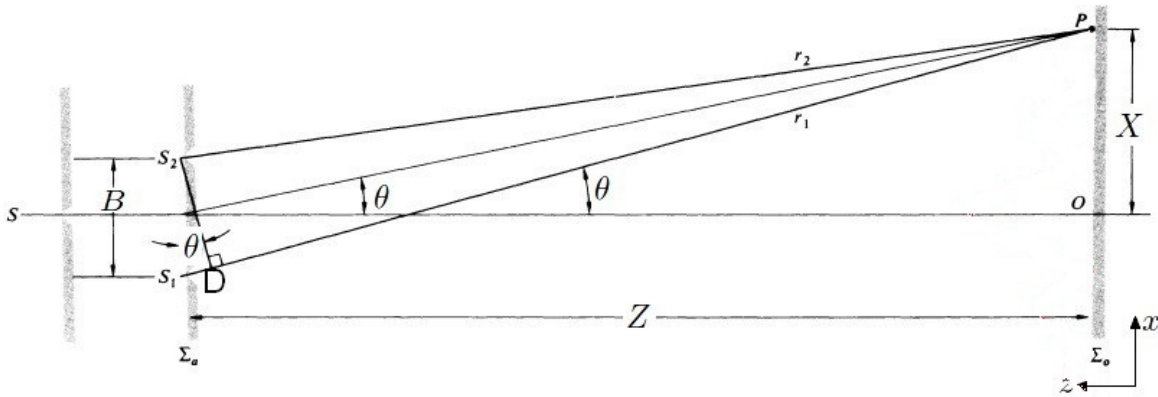


FIGURE 2.1 – Dispositif des fentes de Young (Hecht (2002) p. 410).

ondelettes. Grâce à ce modèle, Fresnel a pu expliquer le principe de diffraction de la lumière en considérant que les ondelettes secondaires peuvent interférer entre elles. De ce fait, nous comprenons pourquoi l'image d'une source ponctuelle au travers d'un télescope n'est pas un point, mais une tache, nommée *tache d'Airy* : la lumière, en traversant un télescope de diamètre d va diffracter sur les bords et s'étaler. Le diamètre de cette tache centrale vaut :

$$\sigma = 2.44 \frac{\lambda}{d}. \quad (2.1)$$

Dès lors, nous pourrions *résoudre*⁴ une source si et seulement si son diamètre angulaire Δ est supérieur à σ . Dans le cas contraire, les taches d'Airy correspondant aux différentes régions de la source se superposent en une seule. Typiquement, un télescope de 14 cm nous permettra de résoudre des objets dont la dimension angulaire est supérieure à $1''$. Si nous augmentons le diamètre du télescope utilisé, nous augmenterons son pouvoir collecteur mais malheureusement, nous ne parviendrons pas à améliorer le pouvoir de résolution angulaire du télescope qui restera limité à environ $1''$ à cause de l'agitation atmosphérique. En effet, les variations de température et de pression dans l'atmosphère créent des cellules à basse altitude (~ 30 km) qui ont des tailles typiques de l'ordre de 10 cm et des périodes d'évolution assez courtes (de l'ordre de 1-10 msec). Chacune de ces cellules peut se comporter comme une nouvelle source ponctuelle qui interfère alors avec ses voisines et brouillent l'image dans le plan focal.

La première expérience d'interférométrie est l'expérience des fentes de Young. Pour avoir des faisceaux qui peuvent interférer, il faut une cohérence spatiale et temporelle de la lumière (Hecht, 2002). La façon la plus simple d'obtenir cette cohérence est de diviser un même faisceau. Dans le cas du dispositif des fentes de Young, nous parlons de division de front d'onde (par opposition à la division d'amplitude, comme dans le cas du dispositif de Michelson qui ne sera pas abordé ici). Ce dispositif divise simplement le front d'onde incident en deux sous-fronts d'onde à l'aide de deux trous (voir Fig. 2.1).

Dans ce cadre, nous supposons la distance entre le plan Σ_a et le plan Σ_o très grande

4. Voir définition ci-après.

par rapport à la distance entre les sources S_1 et S_2 (ondes planes). La différence de chemin entre les deux faisceaux est donnée par $\overline{S_1 D} = r_1 - r_2$. Puisque $Z \gg X$, $r_1 - r_2 \approx B\theta$ (approximation des petits angles) et nous supposons enfin être en présence d'une source monochromatique. Remarquons que $\theta = \frac{X}{Z}$ ainsi nous obtenons $r_1 - r_2 \sim B \times \frac{X}{Z}$. Or, les interférences constructives ont lieu lorsque la différence de chemin optique entre les deux faisceaux équivaut à un nombre entier de longueurs d'onde, c'est-à-dire $r_1 - r_2 = m\lambda$. Ainsi, la position du maximum X_m est donnée par

$$X_m \sim \frac{Zm\lambda}{B}, \quad (2.2)$$

À l'inverse, la position des franges sombres est donnée par $r_1 - r_2 = (2m + 1)\frac{\lambda}{2}$, et par un calcul similaire, nous obtenons alors la position des minima donnée par

$$X_{min} = (2m + 1)\frac{\lambda Z}{2B}. \quad (2.3)$$

L'espacement entre deux maxima est quant à lui donné par

$$X_{m+1} - X_m = \frac{Z(m+1)\lambda}{B} - \frac{Zm\lambda}{B} = \frac{Z\lambda}{B}. \quad (2.4)$$

Nous pouvons également calculer la largeur du premier maximum, pour $m=1$, nous avons

$$\frac{XB}{Z} = \lambda \Leftrightarrow \frac{X}{Z} = \frac{\lambda}{B} \quad (2.5)$$

Or, vu l'approximation des petits angles, $\frac{X}{Z} \sim \theta$, et donc

$$\frac{\lambda}{B} = \theta. \quad (2.6)$$

Nous remarquons que θ est proportionnel à l'inverse de la distance entre les deux trous. Donc plus B sera grand et plus l'interfrange sera petit, c'est-à-dire plus il sera possible de séparer deux sources lumineuses proches l'une de l'autre. Il est trivial de remarquer que l'espacement entre les franges sombres sera le même que celui entre les franges claires. La figure d'interférence observée est donc constituée de franges claires et sombres superposées à une tache d'Airy due aux trous supposés circulaires.

2.2 Interférences entre deux ondes

2.2.1 Les ondes électromagnétiques

Entrons maintenant dans des considérations plus techniques et continuons dans un premier temps de considérer une onde monochromatique plane.⁵ Considérons également

5. L'ensemble des calculs de cette section est tiré du cours d'observation du Ciel et de la Terre du Pr. Jean Surdej.

que celle-ci est polarisée linéairement et se propage dans le vide le long d'une direction d'abscisse z . Le champ électrique associé à cette onde en un point quelconque de l'espace et à l'instant t est donné par :

$$E = a \cos \left(2\pi \left(\nu t - \frac{z}{\lambda} \right) \right), \quad (2.7)$$

où ν est la fréquence des vibrations électromagnétiques, $\lambda = \frac{c}{\nu} = cT$ la longueur d'onde, c la vitesse de la lumière et a l'amplitude de l'onde. Nous pouvons également noter que $1/\nu = T$, la période de l'onde. En règle générale, nous exprimons l'onde électromagnétique sous sa forme complexe et l'expression (2.7) est alors équivalente à :

$$E = \Re \left(a \exp \left[i 2\pi \left(\nu t - \frac{z}{\lambda} \right) \right] \right), \quad (2.8)$$

où \Re représente la partie réelle de l'expression se trouvant entre parenthèses. Grâce à cette expression, nous pouvons maintenant séparer les composantes spatiales et temporelles de l'exponentielle en un produit de deux exponentielles indépendantes :

$$E = \Re(a \exp [2i\pi\nu t] \exp [-i\phi]) = \Re(A \exp [2i\pi\nu t]), \quad (2.9)$$

où $\phi = 2\pi\frac{z}{\lambda}$ et $A = a \exp(-i\phi)$. Par convention, nous exprimerons par la suite le champ électrique sous sa forme imaginaire et nous en prendrons la partie réelle une fois toutes les opérations terminées. Le champ électromagnétique variant trop rapidement pour être observé directement ($\nu \approx 6 \times 10^{14}$ Hz pour $\lambda = 500$ nm), nous définissons l'intensité qui correspond à la *moyenne temporelle de la quantité d'énergie traversant, par unité de temps et d'angle solide un élément de surface unitaire placé perpendiculairement à la direction de propagation du faisceau lumineux*. Nous avons donc :

$$\langle E^2 \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} E^2 dt = \frac{a^2}{2}, \quad (2.10)$$

où a est l'amplitude réelle du champ électrique. Par convention, nous définissons l'intensité de la radiation par :

$$I = \langle \vec{E} \cdot \vec{E}^* \rangle = AA^* = |A|^2 = a^2, \quad (2.11)$$

Pour une source réelle, la monochromaticité et la ponctualité de la source ne sont bien entendu pas respectées. Nous allons donc nous affranchir de ces deux hypothèses pas à pas afin de mettre en évidence le théorème de Van-Cittert Zernike. Commençons par supposer une source **quasi-monochromatique**.

Une source quasi-monochromatique émet dans une bande de fréquence $\pm\Delta\nu$:

$$E(z, t) = \int_{\nu-\Delta\nu}^{\nu+\Delta\nu} a(\nu') \exp \left[2i\pi \left(\nu' t - \frac{z}{\lambda'} \right) \right] d\nu', \quad (2.12)$$

que nous pouvons réécrire comme suit :

$$E(z, t) = A(z, t) \exp \left[2i\pi \left(\nu t - \frac{z}{\lambda} \right) \right], \quad (2.13)$$

où

$$A(z, t) = \int_{\nu-\Delta\nu}^{\nu+\Delta\nu} a(\nu') \exp \left[2i\pi \left\{ (\nu' - \nu)t - \left(\frac{z}{\lambda} - \frac{z}{\lambda'} \right) \right\} \right] d\nu'. \quad (2.14)$$

Nous observons un champ de fréquence ν dont l'amplitude varie dans le temps de façon beaucoup plus lente. Pour le montrer, supposons $a(\nu')$ est une constante égale à a_0 et posons $z = 0$ ⁶ :

$$A(z, t) = a_0 \int_{\nu-\Delta\nu}^{\nu+\Delta\nu} \exp [2i\pi(\nu' - \nu)t] d\nu'.$$

Nous utilisons, comme changement de variable,

$$y = 2i\pi(\nu' - \nu)t, \quad dy = 2i\pi t d\nu',$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow A(z, t) &= a_0 \int_{-2i\pi\Delta\nu t}^{2i\pi\Delta\nu t} \exp [y] dy \frac{1}{2i\pi t} \\ &= \frac{a_0}{\pi t} \sin(2\pi\Delta\nu t) = 2a_0\Delta\nu \frac{\sin(2\pi\Delta\nu t)}{2\pi\Delta\nu t}. \end{aligned}$$

L'amplitude varie donc bien au cours du temps avec une fréquence $\Delta\nu$. Nous obtenons, comme dans un phénomène de battement classique, une période effective et une longueur d'onde effective valant respectivement

$$T_{eff} = \frac{1}{\Delta\nu}, \quad (2.15)$$

$$\text{et } \lambda_{eff} = cT_{eff} = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}. \quad (2.16)$$

Malgré la quasi-monochromaticité de la source, l'expression (2.11) reste vraie et nous pouvons chercher quelle sera l'intensité reçue en un point q du plan d'observation.

$$I_q = \langle E_q(t) E_q^*(t) \rangle.$$

2.2.2 Degré complexe de cohérence mutuelle

Considérons maintenant deux ondes définies par les deux ouvertures P_1 et P_2 éclairées par une même onde issue d'une source quasi-monochromatique (voir Fig. 2.2). Nous

6. Nous aurions également pu supposer $t = 0$ pour obtenir un résultat similaire et tirer les mêmes conclusions.

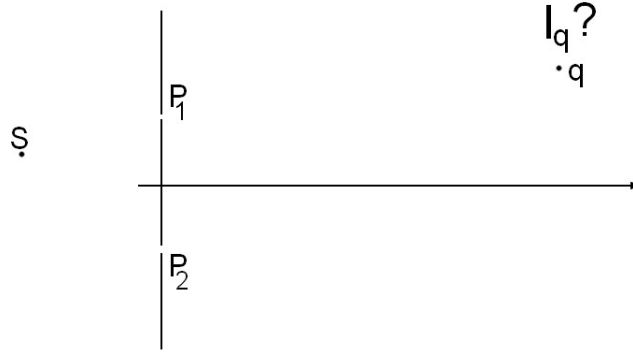


FIGURE 2.2 – Recherche de l'intensité du champ électrique au point q dans le cas d'une source quasi-monochromatique.

supposons que les ouvertures P_1 et P_2 sont identiques (i.e. $E_1(t) = E_2(t)$) et que les temps de propagation de la lumière entre P_1 (resp. P_2) et q sont donnés par t_{q1} (resp. t_{q2}). Le champ électrique au point q sera constitué des contributions des points P_1 et P_2 corrigées de leur temps de propagation :

$$E_q(t) = E_1(t - t_{q1}) + E_2(t - t_{q2}). \quad (2.17)$$

Définissons $t_{q1} = t_0$, et $\tau = t_{q2} - t_{q1}$, la différence de temps entre les deux faisceaux afin de pouvoir réécrire le champ électrique au point q comme suit :

$$E_q(t) = E_1(t) + E_2(t - \tau).$$

Dès lors, nous pouvons écrire l'intensité au point q dans le plan d'observation :

$$\begin{aligned} I_q &= \langle (E_1(t) + E_2(t - \tau))(E_1^*(t) + E_2^*(t - \tau)) \rangle \\ &= I_1 + I_2 + \langle E_2(t - \tau)E_1^*(t) + E_2^*(t - \tau)E_1(t) \rangle. \end{aligned} \quad (2.18)$$

Nous supposons également que les fentes P_1 et P_2 sont rigoureusement identiques de telle sorte que $I_1 = I_2 = I$. Remarquons ensuite que

$$\langle E_2(t - \tau)E_1^*(t) + E_2^*(t - \tau)E_1(t) \rangle = 2\Re \{ \langle E_2(t - \tau)E_1^*(t) \rangle \}.$$

Ainsi, en réintroduisant cette expression dans l'équation (2.18), nous trouvons

$$\begin{aligned} I_q &= 2I + 2\Re \{ \langle E_2(t - \tau)E_1^*(t) \rangle \} \\ &= 2I + 2I\Re \left\{ \frac{\langle E_2(t - \tau)E_1^*(t) \rangle}{I} \right\} \\ &= 2I(1 + \Re \{ \gamma_{12}(\tau) \}), \end{aligned} \quad (2.19)$$

où nous avons défini le *degré complexe de cohérence mutuelle* comme

$$\gamma_{12}(\tau) = \frac{\langle E_2(t - \tau)E_1^*(t) \rangle}{I}. \quad (2.20)$$

Afin d'évaluer le degré complexe de cohérence mutuelle, repartons de (2.13) que nous insérons dans l'expression du degré complexe de cohérence mutuelle :

$$\begin{aligned} \gamma_{12}(\tau) &= \frac{\langle A_1^*(t) \exp[-2i\pi(\nu t - \frac{z}{\lambda})] A_2(t - \tau) \exp[2i\pi(\nu(t - \tau) - \frac{z}{\lambda})] \rangle}{I} \\ &= \frac{\langle A_1^*(t) A_2(t - \tau) \rangle \exp[-2i\pi\nu\tau]}{I}. \end{aligned} \quad (2.21)$$

Afin de simplifier cette expression, nous considérons que le décalage entre les deux faisceaux est petit par rapport à la période de battement, c'est-à-dire, $\tau \ll \frac{1}{\Delta\nu} = T_{eff}$. Dans ce cas, les amplitudes évaluées au temps t ou au temps $t - \tau$ peuvent être considérées comme identiques.

$$\Rightarrow A_1^*(t) A_2(t - \tau) \approx A_1^*(t) A_2(t),$$

et nous pouvons alors évaluer le module du nombre complexe $\gamma_{12}(\tau)$

$$|\gamma_{12}(\tau)| \approx |\gamma_{12}(0)| = \frac{|\langle A_1^*(t) A_2(t) \rangle|}{I}. \quad (2.22)$$

Finalement, le degré complexe de cohérence mutuelle s'écrira

$$\gamma_{12}(\tau) = |\gamma_{12}(0)| \exp(i\beta_{12}) \exp(-2i\pi\nu\tau), \quad (2.23)$$

où $\exp(i\beta_{12})$ est un facteur de phase rendant le caractère complexe du degré complexe de cohérence mutuelle. Ayant obtenu une expression pour $\gamma_{12}(\tau)$, nous pouvons repartir de l'expression (2.19) et ainsi obtenir l'expression de l'intensité au point q :

$$\begin{aligned} I_q &= 2I(1 + \Re\{|\gamma_{12}(0)| \exp(i\beta_{12}) \exp(-2i\pi\nu\tau)\}) \\ &= 2I(1 + |\gamma_{12}(0)| \cos(\beta_{12} - 2\pi\nu\tau)). \end{aligned} \quad (2.24)$$

Nous pouvons tenter de comprendre intuitivement ce à quoi correspond $|\gamma_{12}(0)|$ en traçant l'équation (2.24) pour différentes valeurs du degré complexe de cohérence mutuelle. Ceci constitue un raisonnement très simple et les valeurs ont été prises de façon complètement arbitraire. Le résultat du choix de quatre valeurs arbitraires pour $|\gamma_{12}(0)|$ est représenté à la Fig. 2.3. Nous remarquons que plus $|\gamma_{12}(0)|$ est grand et plus l'amplitude des franges est importante. Le degré complexe de cohérence mutuelle nous donne donc une information sur le contraste des franges d'interférence. Pour cette raison, il est égal à la *visibilité des franges d'interférence* qui peut être définie comme :

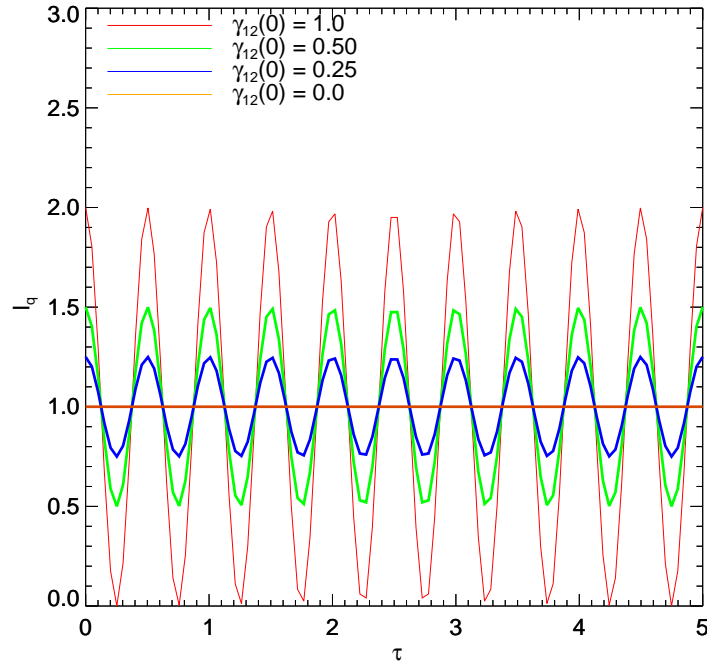


FIGURE 2.3 – Schéma représentant I_q pour quatre valeurs de $|\gamma_{12}(0)|$.

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} = \frac{2I(1 + |\gamma_{12}(0)|) - 2I(1 - |\gamma_{12}(0)|)}{2I(1 + |\gamma_{12}(0)|) + 2I(1 - |\gamma_{12}(0)|)}, \quad (2.25)$$

où I_{max} représente l'intensité du flux dans la frange claire et I_{min} l'intensité du flux dans la frange sombre. En simplifiant l'équation (2.25), nous obtenons donc :

$$\boxed{V = |\gamma_{12}(0)|}. \quad (2.26)$$

La visibilité des franges d'interférence est donc liée au degré complexe de cohérence mutuelle. Cependant, une source stellaire est rarement ponctuelle et il faut alors la considérer comme une somme de petits éléments dS_i qui vont tous contribuer à l'expression du champ au point q pour évaluer l'expression de $\gamma_{12}(0)$.

2.2.3 Le théorème de Van-Cittert Zernike

La source étendue dans l'expérience des fentes de Young est considérée comme un ensemble de petits éléments dS_i où la distance entre les points i est petite par rapport à la longueur d'onde du rayonnement et où tous les points i émettent de façon mutuellement incohérente (voir Fig. 2.4).

Etant donné la présence d'une source étendue, les champs électriques aux points P_1 et P_2 seront donnés par

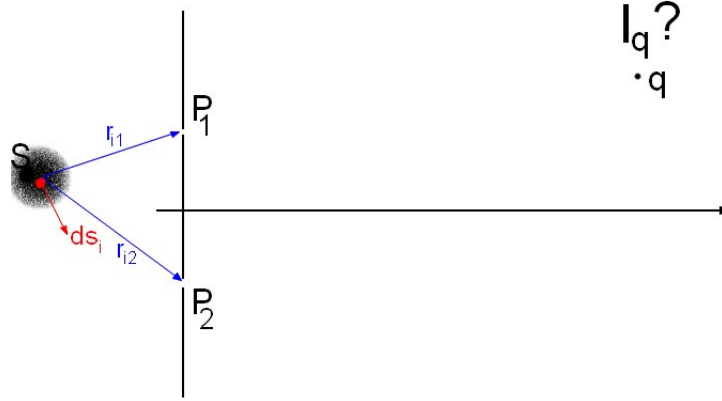


FIGURE 2.4 – Recherche de l'intensité du champ électrique au point q dans le cas d'une source étendue.

$$E_1(t) = \sum_{i=1}^N E_{i1}(t), \quad (2.27)$$

$$\text{et } E_2(t) = \sum_{i=1}^N E_{i2}(t). \quad (2.28)$$

Dès lors, compte tenu de l'équation (2.20), le degré complexe de cohérence mutuelle va s'écrire

$$\gamma_{12}(0) = \frac{\langle \sum_{i=1}^N E_{i1}^*(t) \sum_{j=1}^N E_{j2}(t) \rangle}{I}, \quad (2.29)$$

et en séparant les termes croisés de ceux qui ne le sont pas, nous obtenons

$$\gamma_{12}(0) = \frac{\sum_{i=1}^N \langle E_{i1}^*(t) E_{i2}(t) \rangle + \sum_{j \neq i} \langle E_{i1}^* E_{j2}(t) \rangle}{I}. \quad (2.30)$$

Le second terme se trouve être égal à zéro puisque, par hypothèse, les sources sont mutuellement incohérentes. Il nous reste donc

$$\gamma_{12}(0) = \frac{\sum_{i=1}^N \langle E_{i1}^*(t) E_{i2}(t) \rangle}{I}. \quad (2.31)$$

Or, $E_{i1}(t)$ s'exprime, en tenant compte de la dilution géométrique et du fait que le faisceau est émis $\frac{r_{i1}}{c}$ secondes avant d'arriver en P_1 , comme

$$E_{i1}(t) = \frac{a_i(t - \frac{r_{i1}}{c})}{r_{i1}} \exp \left[2i\pi\nu \left(t - \frac{r_{i1}}{c} \right) \right],$$

et $E_{i2}(t)$ s'exprime de façon analogue comme

$$E_{i2}(t) = \frac{a_i(t - \frac{r_{i2}}{c})}{r_{i2}} \exp \left[2i\pi\nu(t - \frac{r_{i2}}{c}) \right].$$

De plus, nous savons que l'amplitude varie lentement par rapport à la fréquence du champ électrique. De ce fait, il semble logique de considérer $|r_{i1} - r_{i2}| < \lambda_{eff}$. En effet, nous avons défini une période de battement et une longueur d'onde de battement (voir équations (2.15) et (2.16)). Nous avons également remarqué que la période de battement était grande et donc, la longueur d'onde du battement également. Par ailleurs, notre source étendue n'est pas une source étendue très grande ce qui nous permet de supposer que $|r_{i1} - r_{i2}| < \lambda_{eff}$, ce qui revient à supposer que $a_i(t - \frac{r_{i1}}{c}) \approx a_i(t - \frac{r_{i2}}{c})$. Il faut en effet que la différence de chemin optique à partir du trou 1 ou du trou 2 jusqu'à l'élément i soit inférieure à λ_{eff} pour pouvoir écrire $a_i(t - \frac{r_{i1}}{c}) \approx a_i(t - \frac{r_{i2}}{c})$.

$$\Rightarrow E_{i1}^*(t)E_{i2}(t) = \frac{|a_i(t - \frac{r_{i1}}{c})|^2}{r_{i1}r_{i2}} \exp \left[-\frac{2i\pi\nu}{c}(r_{i2} - r_{i1}) \right].$$

Par ailleurs, $|a_i(t - \frac{r_{i1}}{c})|^2$ représente l'intensité au point de la surface de l'élément i multiplié par cet élément, c'est-à-dire

$$|a_i(t - \frac{r_{i1}}{c})|^2 = I(s)ds.$$

Puisqu'il faudra sommer sur tous les éléments « i » supposés infinitésimaux de la source S , la sommation dans l'expression (2.31) peut être remplacée par une intégrale (où $r_1 = \sum_{i=1}^N r_{i1}$ et $r_2 = \sum_{i=1}^N r_{i2}$) :

$$\boxed{\gamma_{12}(0) = \frac{\int \frac{I(s)}{r_1 r_2} \exp[-\frac{2i\pi}{\lambda}(r_2 - r_1)] ds}{I}} \quad (2.32)$$

Ceci constitue le **Théorème de Van-Cittert Zernike**.

En se rappelant que la distance entre l'écran et les sources est grande par rapport à la dimension de la source, un développement en série de Taylor au premier ordre peut être appliqué à $r_2 - r_1$. Pour ce faire, nous cherchons tout d'abord les expressions des distances entre un point P_i et P_1 ou P_2 respectivement (voir Fig. 2.5) puisque nous pouvons écrire $|\vec{r}_2 - \vec{r}_1| = |P_2\vec{P}_i - P_1\vec{P}_i|$. Nous considérons un repère orthonormé (x,y,z) représenté à la Fig. 2.5 tel que les éléments de l'interféromètre P_1 et P_2 aient respectivement pour coordonnées (x,y,0) et (0,0,0). Les coordonnées d'un élément dS_i seront quant à elles repérées par le point $P_i(x',y',z')$.

Nous pouvons donc chercher les expressions de P_1P_i et P_2P_i puis les soustraire pour obtenir l'expression de $|\vec{r}_2 - \vec{r}_1|$:

$$\overline{P_1P_i} = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2 + z'^2}, \quad (2.33)$$

$$\text{et } \overline{P_2P_i} = \sqrt{x'^2 + y'^2 + z'^2}. \quad (2.34)$$

Ainsi, $|\vec{r}_2 - \vec{r}_1|$ s'écrira



FIGURE 2.5 – Schématisation d'une source étendue située loin du plan d'observation.

$$\begin{aligned}
 r_2 - r_1 &= z' \sqrt{\frac{x'^2 + y'^2}{z'^2} + 1} - z' \sqrt{\frac{(x - x')^2 + (y - y')^2}{z'^2} + 1} \\
 r_2 - r_1 &\approx z' \underbrace{\left(\frac{x'^2 + y'^2}{2z'^2} + 1\right)}_{\ll 1} - z' \underbrace{\left(\frac{(x - x')^2 + (y - y')^2}{2z'^2} + 1\right)}_{\ll 1} + O(2) \\
 &\approx z' \left(1 + \frac{x'^2 + y'^2}{2z'^2} - 1 - \frac{(x - x')^2 + (y - y')^2}{2z'^2}\right) \\
 &\approx \frac{xx' + yy'}{z'} - \frac{x^2 + y^2}{2z'}, \tag{2.35}
 \end{aligned}$$

où nous avons considéré que la dimension latérale de la source est petite ($x', y' \ll 1$) et que la distance entre les trous est petite. Notons que $r_1 \approx r_2$ (P_1 et P_2 ne sont pas trop éloignés par rapport à la distance de la source et la dimension latérale de la source est petite comparée à la distance de la source) et que $\frac{ds}{r^2} = \frac{dx' dy'}{z' z'}$. En réinsérant ces expressions dans (2.32), nous obtenons alors

$$\gamma_{12}(0) = \frac{\int I(s) \exp \left[\frac{-2i\pi}{\lambda} \left(\frac{xx' + yy'}{z'} - \frac{x^2 + y^2}{2z'} \right) \right] \frac{dx' dy'}{z' z'}}{I}. \tag{2.36}$$

Posons $\xi = \frac{x'}{z'}$, $\eta = \frac{y'}{z'}$ des coordonnées angulaires et $u = \frac{x}{\lambda}$, $v = \frac{y}{\lambda}$ des fréquences spatiales angulaires afin de pouvoir écrire

$$\gamma_{12}(0) = \frac{\exp \left[\frac{i\pi}{z'} (ux + vy) \right] \iint I(\xi, \eta) \exp [-2i\pi(u\xi + v\eta)] d\xi d\eta}{\iint I(\xi', \eta') d\xi' d\eta'}. \tag{2.37}$$

En définissant

$$\frac{I(\xi, \eta)}{\iint I(\xi', \eta') d\xi' d\eta'} = I'(\xi, \eta), \tag{2.38}$$

la brillance de surface normalisée de la source et

$$\exp \left[\frac{i\pi}{z'}(ux + vy) \right] = \exp(-i\phi_{u,v}), \quad (2.39)$$

un facteur de phase, nous finissons par obtenir

$$\gamma_{12}(0) = \exp(-i\phi_{u,v}) \iint I'(\xi, \eta) \exp[-2i\pi(u\xi + v\eta)] d\xi d\eta. \quad (2.40)$$

Mathématiquement, nous définissons *la transformée de Fourier* comme suit :

$$TF(f(s)) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) \exp(-2i\pi sx) dx. \quad (2.41)$$

$$\Rightarrow \gamma_{12}(0, u, v) = \exp(-i\phi_{u,v}) \times TF(I'). \quad (2.42)$$

Ainsi, nous montrons que, la visibilité des franges d'interférence étant égale au module du degré complexe de cohérence mutuelle (voir équation (2.26)), elle est directement liée à la transformée de Fourier de la brillance normalisée de la source :

$$V = |TF(I')|. \quad (2.43)$$

2.3 L'interférométrie stellaire

Fizeau, père de l'interférométrie moderne, se rend compte que le contraste des franges d'interférence (i.e. le module de la visibilité des franges d'interférence) décroît au fur et à mesure que le diamètre d'une source augmente ou que la base de l'interféromètre augmente (voir démonstration en Section 2.3.1). Grâce à cette observation, il détermine que lorsque deux sources sont séparées d'un angle Δ supérieur à $\lambda/2B$, nous aurons brouillage des franges d'interférence. Il propose ensuite d'appliquer ce principe sur le ciel : nous disposons un masque percé de deux trous devant un télescope et nous écartons ces trous jusqu'à avoir brouillage des franges d'interférence. Lorsque nous avons brouillage, nous pouvons déterminer le diamètre angulaire de la source. Cette technique d'interférométrie classique fut notamment utilisée par Michelson en 1890 pour résoudre les satellites de Jupiter puis par Michelson et Pease en 1920 pour résoudre la géante rouge Bételgeuse. Lorsque la visibilité est égale à 1, $I_{min} = 0$, ce qui signifie que le contraste est maximum et que l'étoile est non résolue. Par opposition, lorsque la visibilité est égale à 0, $I_{max} = I_{min}$ et il n'y a plus de franges. On dit que l'étoile est résolue.

En interférométrie stellaire, la figure de franges d'interférence peut être encodée de deux façons différentes :

1. Dans le plan focal : les franges sont encodées spatialement et sont vues comme une modulation de l'intensité superposée à une tache d'Airy en fonction de la variation du retard entre les deux faisceaux en les différents points du plan focal ;

2. Dans le plan pupille : les franges sont encodées temporellement sur deux détecteurs à un seul pixel situés à la sortie d'un *beamsplitter*⁷ en modulant le chemin optique d'un des deux faisceaux à l'aide d'un miroir qui se déplace d'avant en arrière.

2.3.1 Visibilité d'une source circulaire

Considérons une source circulaire de diamètre angulaire θ . Nous considérons également que cette source est de brillance de surface uniforme sur tout le disque et nous notons sa brillance, en coordonnées polaires :

$$F(\rho) = F_0(\rho < \theta/2) \quad (2.44)$$

Il est trivial de remarquer que l'expression de la puissance totale collectée pour cette source sera donnée par :

$$P_0 = A_0 F_0 \pi \theta^2 / 4 \quad (2.45)$$

Jusqu'ici, nous avons travaillé avec le *module* du degré complexe de cohérence mutuelle (et donc avec la partie réelle de la visibilité) car nous nous intéressons à l'amplitude des franges d'interférence. Bien sûr, en général, nous pouvons travailler avec la quantité complexe puis en prendre la partie réelle pour obtenir l'amplitude des franges d'interférence ou l'argument pour obtenir la *phase* des franges d'interférence. Définissons donc la *visibilité complexe* (Lawson, 2000) pour une source à la position (α_0, β_0) :

$$V(u, v) = \exp[-2i\pi(\alpha_0 u + \beta_0 v)] \int A_0 F \exp[-2i\pi(\alpha u + \beta v)] d\alpha d\beta, \quad (2.46)$$

où A_0 est la surface de collection des ouvertures. Pour trouver l'expression de la visibilité d'un disque uniforme, commençons par évaluer la transformée de Fourier à deux dimensions d'une fonction axisymétrique notée $f = f(\rho)$:

$$\begin{aligned} F(u, v) &= \int f(\rho) \exp[-2i\pi(\alpha u + \beta v)] d\alpha d\beta \\ &= \int \rho f(\rho) \exp[-2i\pi\rho(u \cos(\theta) + v \sin(\theta))] d\rho d\theta \end{aligned} \quad (2.47)$$

où nous avons posé $\alpha = \rho \cos(\theta)$ et $\beta = \rho \sin(\theta)$. Changeons également les coordonnées u et v en coordonnées angulaires de fréquence spatiales : $u = v_r \cos(\phi)$, $v = v_r \sin(\phi)$. Nous pouvons alors écrire :

$$F(v_r, \phi) = \int \rho f(\rho) \exp \left[-2i\pi\rho v_r \underbrace{(\cos(\theta) \cos(\phi) + \sin(\theta) \sin(\phi))}_{\cos(\theta-\phi)} \right] d\rho d\theta \quad (2.48)$$

7. Il s'agit d'une lame séparatrice qui va séparer le front d'onde incident en deux sous-fronts d'onde.

Puisque par construction, F est axisymétrique, nous pouvons poser $\phi = 0$ sans perte de généralité :

$$F(v_r) = \int \rho f(\rho) \exp[-2i\pi\rho v_r \cos(\theta)] d\rho d\theta \quad (2.49)$$

Nous pouvons maintenant réaliser l'intégrale sur θ en utilisant :

$$\int_0^{2\pi} \exp(ix \cos(\theta)) = 2\pi J_0(x), \quad (2.50)$$

où $J_0(x)$ est la fonction de Bessel d'ordre 0. Nous pouvons finalement écrire :

$$\begin{aligned} F(v_r) &= 2\pi \int_0^{+\infty} \rho f(\rho) J_0(-2\pi\rho v_r) d\rho \\ &= 2\pi \int_0^{+\infty} \rho f(\rho) J_0(2\pi\rho v_r) d\rho \end{aligned} \quad (2.51)$$

où nous avons pu écrire $J_0(-2\pi\rho v_r) = J_0(2\pi\rho v_r)$ car J_0 est une fonction paire. Grâce à la symétrie axiale de la fonction f , nous avons pu passer d'une transformée de Fourier à deux dimensions à une transformée de Fourier à une dimension. Ceci constitue la transformation de Hankel (ou de Fourier-Bessel).

En reprenant l'expression (2.46) et compte tenu de l'équation (2.51), nous obtenons directement :

$$V(u, v) = 2\pi \exp[-2i\pi(\alpha_0 u + \beta_0 v)] \int_0^{\theta/2} A_0 \rho F_0 J_0(2\pi\rho v_r) d\rho, \quad (2.52)$$

Nous pouvons substituer l'expression de la puissance totale collectée de la source dans l'expression (2.52) :

$$V(u, v) = \exp[-2i\pi(\alpha_0 u + \beta_0 v)] \frac{8P_0}{\theta^2} \int_0^{\theta/2} \rho J_0(2\pi\rho v_r) d\rho, \quad (2.53)$$

Nous savons (propriété des fonctions de Bessel) que :

$$\int_0^x x' J_0(x') dx' = x J_1(x). \quad (2.54)$$

En utilisant le changement de variable $x' = 2\pi v_r \rho$, nous obtenons

$$\int_0^{\pi\theta v_r} \frac{x'}{2\pi v_r} J_0(x') \frac{dx'}{2\pi v_r} = \frac{1}{(2\pi v_r)^2} \pi\theta v_r J_1(\pi\theta v_r). \quad (2.55)$$

Et donc, nous pourrions écrire la visibilité comme :

$$V(u, v) = \exp[-2i\pi(\alpha_0 u + \beta_0 v)] 2P_0 \frac{J_1(\pi\theta v_r)}{\pi\theta v_r}. \quad (2.56)$$

Rappelons que v_r est la composante radiale de la fréquence spatiale définie ci-avant. Nous avons donc $v_r = u^2 + v^2 = B^2/\lambda^2$, où B est la base de l'interféromètre. Nous pouvons donc écrire :

$$V(B, \lambda, \theta) = \exp[-2i\pi(\alpha_0 u + \beta_0 v)] 2P_0 \frac{J_1(\pi\theta B/\lambda)}{\pi\theta B/\lambda}, \quad (2.57)$$

et en normalisant la visibilité, nous obtenons :

$$V(B, \lambda, \theta) = \exp[-2i\pi(\alpha_0 u + \beta_0 v)] \frac{J_1(\pi\theta B/\lambda)}{\pi\theta B/\lambda}, \quad (2.58)$$

Il reste alors en prendre la partie réelle pour obtenir l'amplitude des franges d'interférence et nous obtenons :

$$\begin{aligned} V(B, \lambda, \theta) &= \left| \exp[-2i\pi(\alpha_0 u + \beta_0 v)] \frac{J_1(\pi\theta B/\lambda)}{\pi\theta B/\lambda} \right| \\ &= \frac{J_1(\pi\theta B/\lambda)}{\pi\theta B/\lambda} \end{aligned} \quad (2.59)$$

L'expression (2.59) s'annule lorsque le diamètre angulaire de la source est égal à $1.22\lambda/B$.

2.3.2 La clôture de phase

Lorsque nous nous intéressons à un signal interférométrique, nous allons mesurer une phase et une amplitude. Nous avons déjà vu qu'il était possible de transformer ce signal interférométrique en visibilité des franges d'interférence, une grandeur ensuite exploitable pour l'analyse de données. Bien souvent par contre, l'information concernant la phase des franges d'interférence est perdue. En effet, lorsqu'une onde traverse l'atmosphère, sa phase s'en trouve modifiée. La turbulence atmosphérique va ajouter un terme de phase supplémentaire entre les deux télescopes car le front d'onde incident sur un télescope n'aura pas traversé la même partie d'atmosphère que le front d'onde arrivant sur l'autre télescope. L'atmosphère va également engendrer des variations d'ordre plus élevé du signal (comme les effets de tip/tilt) et peut également créer des *speckles* : chaque cellule atmosphérique va jouer le rôle d'un petit télescope et va permettre l'interférence des faisceaux entre les cellules atmosphériques, donnant lieu à une image brouillée. De nos jours, l'optique adaptative permet de corriger la plupart des effets de l'atmosphère en actionnant de petits éléments sur un miroir déformable afin de corriger les déformations du front d'onde incident. En parallèle de l'optique adaptative, il est possible de se débarrasser des effets de l'atmosphère en faisant appel à la *clôture de phase*. Lorsque nous disposons de plus de deux télescopes, il est possible de construire une phase exempte des turbulences atmosphériques. L'idée fut initialement proposée pour la radio astronomie par Jennison (1958). Supposons trois télescopes que nous notons 1, 2, 3. La phase associée à l'objet considéré

s'écrira $\phi_{1,2}^{obj}$, $\phi_{2,3}^{obj}$, $\phi_{3,1}^{obj}$ selon la base considérée. En outre, il faudra tenir compte d'une composante atmosphérique à la phase mesurée sur chaque télescope : ϕ_1^{atm} , ϕ_2^{atm} , ϕ_3^{atm} . Ainsi, la phase totale mesurée en fonction de la base considérée sera donnée par :

$$\begin{aligned}\Phi_{1,2} &= \phi_{1,2}^{obj} + \phi_2^{atm} - \phi_1^{atm} \\ \Phi_{2,3} &= \phi_{2,3}^{obj} + \phi_3^{atm} - \phi_2^{atm} \\ \Phi_{3,1} &= \phi_{3,1}^{obj} + \phi_1^{atm} - \phi_3^{atm} \\ \Rightarrow \Psi_{1,2,3} &= \Phi_{1,2} + \Phi_{2,3} + \Phi_{3,1} = \phi_{1,2}^{obj} + \phi_{2,3}^{obj} + \phi_{3,1}^{obj}.\end{aligned}\tag{2.60}$$

La grandeur $\Psi_{1,2,3}$ est habituellement appelée clôture de phase.

2.4 L'interférométrie de nulling

L'interférométrie classique permet de résoudre des étoiles, d'en déterminer leur diamètre angulaire, de rechercher des compagnons stellaires et même dans certains cas de rechercher des disques de débris chauds (par excès en infrarouge proche par rapport à la mesure attendue pour la photosphère seule, voir Chapitres 5 et 6). Cependant, il est impossible de détecter des compagnons de type planétaires en interférométrie classique, et la présence d'un disque peut aussi être difficile à mettre en évidence tant l'étoile est brillante en comparaison au disque ou à la planète dans l'infrarouge (voir Fig. 1.12) et il convient alors d'utiliser une autre méthode : l'interférométrie de *nulling*.

L'interférométrie de nulling (ou dite en frange sombre) consiste à déphaser les faisceaux interférant de π afin d'obtenir une frange sombre à la position de l'étoile sur le ciel, ce qui permet d'atténuer son flux lumineux. Cette idée novatrice fut initialement proposée par Bracewell (1978) lorsqu'il se rendit compte des limitations de l'interférométrie classique pour la détection de planètes par méthodes directes. Le principe de l'interféromètre de Bracewell est illustré à la Fig. 2.6.

Dans le cas de l'interférométrie de nulling, nous travaillons dans le plan pupille et à l'inverse d'un interféromètre classique, nous allons introduire un déphasage entre les deux faisceaux de telle sorte que le signal de l'étoile ne se retrouve qu'à **une seule** sortie de la lame séparatrice (voir Fig. 2.6, en interférométrie classique, nous modulons la différence de chemin optique pour récupérer un interférogramme complet). Un interféromètre en plan pupille est caractérisé par une réponse en intensité $R(\vec{\theta})$ où $\vec{\theta} = (\theta, \alpha)$, θ étant l'angle qui situe la planète hors de l'axe de visée (l'axe de visée étant supposé perpendiculaire au plan de l'interféromètre) et α situe la planète dans le plan du ciel (voir Fig. 2.6, à droite).

Nous pouvons rechercher la valeur de la réponse de l'interféromètre (ce calcul est tiré de Absil (2006), p. 55). En tout point \vec{r} de la pupille, le champ électrique correspondant aux deux rayons est donné par :

$$\vec{E}(\vec{\theta}, \vec{\alpha}) = \Pi\left(\frac{r}{R}\right) (\vec{E}_1(\vec{\theta})e^{i\phi_1} + \vec{E}_2(\vec{\theta})e^{i\phi_2}),\tag{2.61}$$

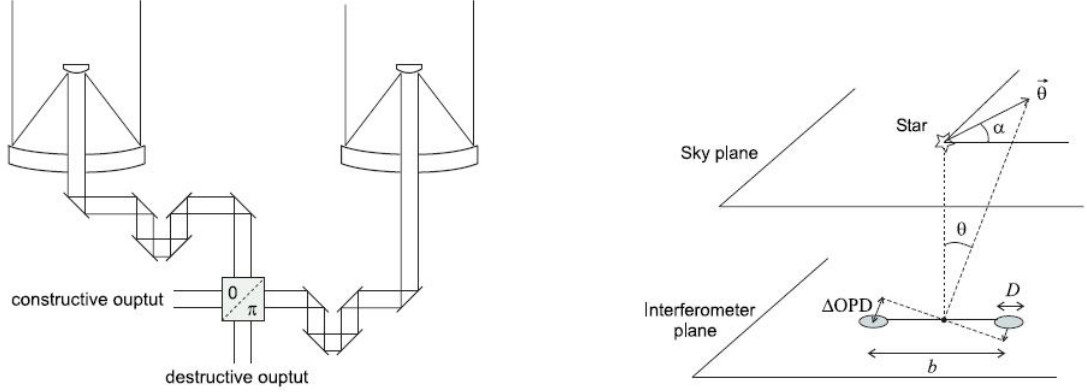


FIGURE 2.6 – Principe de l'interféromètre de Bracewell (à gauche) et schématisation de la configuration géométrique (à droite). Figure tirée de Absil (2006).

$\Pi\left(\frac{r}{R}\right)$ étant la fonction porte, R correspondant au rayon de la pupille et ϕ_j est une phase supplémentaire s'ajoutant au faisceau collecté par le télescope j .

Nous supposons ensuite qu'il n'y a pas de différence de chemin optique pour tout objet se trouvant sur l'axe. Dès lors, la différence de chemin optique résulte uniquement d'objets hors axe et vaut $\pm\pi\frac{b\theta\cos\alpha}{\lambda}$. Nous supposons également collecter la même quantité de lumière sur chacun des deux télescopes et que les télescopes sont de taille unitaire, de telle sorte que $|E_1|^2 = |E_2|^2 = 1/2$. Lors de l'interférence destructive, nous introduisons une différence de phase $\phi_2 - \phi_1 = \pi$ entre les deux faisceaux. Le champ électrique s'écrit donc

$$\vec{E}(\vec{\theta}, \vec{\alpha}) = \Pi\left(\frac{r}{R}\right) \frac{1}{\sqrt{2}} (e^{i\pi(b\theta/\lambda)\cos\alpha} + e^{-i\pi(b\theta/\lambda)\cos\alpha} e^{i\pi}), \quad (2.62)$$

$$\vec{E}(\vec{\theta}, \vec{\alpha}) = \Pi\left(\frac{r}{R}\right) \frac{2i}{\sqrt{2}} \sin\left(\frac{\pi b\theta\cos\alpha}{\lambda}\right). \quad (2.63)$$

En effectuant la transformée de Fourier de la distribution dans le plan pupille, il est possible de trouver une expression équivalente qui sera donnée par

$$\vec{E}(\vec{\theta}, \vec{\theta}_f) = \left(\frac{2J_1(\pi D\lambda)}{\pi D\lambda} \otimes \delta(|\theta_f - \theta|)\right) i\sqrt{2} \sin\left(\frac{\pi b\theta\cos\alpha}{\lambda}\right), \quad (2.64)$$

où θ_f est la coordonnée angulaire dans le plan focal. La fonction de Bessel d'ordre 1 intervenant dans (2.64) correspond bien entendu à la figure de diffraction classique pour une ouverture circulaire tandis que la seconde partie de cette expression, i.e. $\sqrt{2} \sin\left(\frac{\pi b\theta\cos\alpha}{\lambda}\right)$, correspond à la figure d'interférence. Le détecteur n'étant sensible qu'à des intensités et non à des champs électriques (ceux-ci variant trop vite que pour être perçus), il convient de considérer la réponse de l'interféromètre comme étant égale au module au carré de $\sqrt{2} \sin\left(\frac{\pi b\theta\cos\alpha}{\lambda}\right)$. Ce qui nous donne

$$R(\theta, \alpha) = 2 \sin^2 \left(\pi \cos \alpha \frac{b\theta}{\lambda} \right). \quad (2.65)$$

L'intensité projetée sur le plan du ciel est nommée *carte de transmission de l'interféromètre* et définit quelle partie du champ de vue sera transmise dans une interférence constructive ou bloquée dans une interférence destructive. Dans les cas qui occupent les astronomes, $\theta \ll \frac{\lambda}{b}$, dès lors,

$$R(\theta, \alpha) \approx 2 \left(\pi \cos(\alpha) \frac{b\theta}{\lambda} \right)^2. \quad (2.66)$$

C'est pourquoi nous parlons souvent de réponse en θ^2 pour un interféromètre de Bracewell : il n'éteint proprement que les objets se trouvant sur l'axe ou très proches de l'axe ce qui explique qu'il reste des traces du flux de l'étoile au niveau du détecteur.

À la sortie de l'interféromètre, le flux total récolté dans le plan pupille à l'aide d'un détecteur ne comprenant qu'un seul pixel sera donné par (Absil (2006) p. 56)

$$F(\lambda, t) = T_{tot}(\lambda) \int_{\alpha} \int_{\theta} \frac{2J_1\left(\frac{\pi D\theta}{\lambda}\right)}{\frac{\pi D\theta}{\lambda}} \times \{R_{\lambda}(\theta, \alpha)B(\theta, \alpha, \lambda) + B_{bg}(\theta, \alpha, \lambda, t)\} \theta d\theta d\alpha, \quad (2.67)$$

où $T_{tot}(\lambda)$ est la transmission globale au travers de l'interféromètre, $R_{\lambda}(\theta, \alpha)$ est la carte de transmission de l'interféromètre, $B(\theta, \alpha, \lambda)$ est la distribution de brillance de toutes les sources cohérentes dans le champ de vue considéré et $B_{bg}(\theta, \alpha, \lambda, t)$ est la brillance de toutes les sources incohérentes constituant le bruit de fond (incluant les émissions thermiques).

2.4.1 Cas d'une source étendue

Étant donné qu'une étoile ne peut être considérée comme une source ponctuelle, son extension finie va donner lieu à une source d'erreur nommée fuite géométrique (Absil et al., 2006a). Nous pouvons en déduire son expression considérant l'intégrale de (2.67) sur une surface circulaire de rayon angulaire égal au rayon angulaire stellaire θ_* , en tenant pas compte de $B_{bg}(\theta, \alpha, \lambda, t)$ (puisque'il n'intervient pas ici), en tenant compte de (2.66) et en tenant compte du fait que $\frac{2J_1\left(\frac{\pi D\theta}{\lambda}\right)}{\frac{\pi D\theta}{\lambda}} \approx 1$ pour une étoile non résolue,

$$F_{leak}(\lambda) = T_{tot}(\lambda) \int_0^{2\pi} \int_0^{\theta_*} 2\pi^2 \left(\frac{b\theta}{\lambda} \cos(\alpha) \right)^2 B_{\star}(\theta, \alpha, \lambda) \theta d\theta d\alpha. \quad (2.68)$$

Supposons qu'il n'y ait pas d'assombrissement centre-bord, soit que $B(\theta, \alpha, \lambda)$ soit constant sur toute la surface de l'étoile. Dans ce cas, nous pourrions sortir la distribution de brillance de l'intégrale pour obtenir que

$$F_{leak}(\lambda) = T_{tot}(\lambda)B_{\star}(\lambda) \int_0^{2\pi} \int_0^{\theta_{\star}} 2\pi^2 \left(\frac{b\theta}{\lambda} \cos(\alpha) \right)^2 \theta d\theta d\alpha, \quad (2.69)$$

$$F_{leak}(\lambda) = T_{tot}(\lambda)B_{\star}(\lambda) 2\pi^2 \frac{b^2}{\lambda^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{\theta_{\star}} (\cos(\alpha))^2 \theta^3 d\theta d\alpha, \quad (2.70)$$

$$F_{leak}(\lambda) = T_{tot}(\lambda)B_{\star}(\lambda) 2\pi^2 \frac{b^2}{\lambda^2} \underbrace{\int_0^{2\pi} (\cos(\alpha))^2 d\alpha}_{\pi} \underbrace{\int_0^{\theta_{\star}} \theta^3 d\theta}_{\frac{\theta^4}{4}}. \quad (2.71)$$

Le taux d'extinction (aussi appelé null par la suite), défini comme le rapport entre le flux de l'étoile transmis par l'interféromètre et incident sur les télescopes, s'écrit alors

$$N = \frac{F_{leak}}{2T_{tot}(\lambda)B_{\star}\pi\theta_{\star}^2} = \left(\frac{\pi b\theta_{\star}}{2\lambda} \right)^2, \quad (2.72)$$

et le taux de réjection est défini comme étant égal à l'inverse du taux d'extinction

$$\rho = \left(\frac{2\lambda}{\pi b\theta_{\star}} \right)^2. \quad (2.73)$$

Il est à noter que le taux de réjection dépend en général de l'assombrissement centre-bord et que, en conséquence, la brillance de surface de l'objet ne peut être considérée comme constante. Nous pouvons utiliser un modèle plus précis, tenant compte de l'assombrissement centre-bord :

$$B_{\lambda}(\mu) = B_{\lambda}(1)[1 - u_{\lambda}(1 - \mu)],$$

où u_{λ} correspond au coefficient d'assombrissement centre-bord, B_{λ} est la brillance de surface de l'étoile et μ est l'angle entre la normale à la surface de l'étoile et la ligne de visée. Dans ce cas, l'expression du null sera donnée par (Absil et al., 2006b)

$$N_{LD} = \left(\frac{\pi B\theta_{LD}}{2\lambda} \right)^2 \left(1 - \frac{7u_{\lambda}}{15} \right) \left(1 - \frac{u_{\lambda}}{3} \right)^{-1}, \quad (2.74)$$

où B est la base, θ_{LD} est le diamètre angulaire de la photosphère en tenant compte de l'assombrissement centre-bord, λ est la longueur d'onde, et u_{λ} le coefficient d'assombrissement centre-bord linéaire.

3

La détection d'exozodis par interférométrie

Sommaire

3.1	Observations, détections et analyse statistique	45
3.2	Modélisation des exozodis	48
3.3	Scenarii de création de la poussière exozodiacale	51
3.3.1	Approvisionnement du disque en poussière	51
3.3.2	Piégeage de la poussière à proximité de l'étoile	55

Dans ce chapitre, je commence par résumer brièvement les récentes découvertes en matière d'exozodis puis je détaille un code numérique permettant de simuler le transfert radiatif au sein d'un disque de poussière. Enfin, j'expose les différents scénarii possibles pour expliquer la présence de poussière chaude à tiède autour d'étoiles en séquence principale.

3.1 Observations, détections et analyse statistique

Dès le début des années 2000, la recherche et la détection des exozodis chauds (infrarouge proche) prend de l'ampleur (Absil & Mawet, 2010). La première tentative de détection d'un disque chaud fut effectuée par Ciardi et al. (2001) sur l'étoile Véga au PTI (instrument situé au Palomar Observatory). Malheureusement, l'absence de bases interférométriques courtes et la précision limitée n'ont pas permis d'obtenir une confirmation de la présence de poussière chaude. En interférométrie classique, la présence d'un disque chaud autour d'une étoile va induire une diminution de la visibilité par rapport à la visibilité attendue pour la photosphère stellaire. En effet, en vertu des principes introduits à la Section 2.3, la visibilité des franges d'interférence est égale à 1 lorsque la source est non résolue, ce qui est en général vrai pour les étoiles considérées comme des sources ponctuelles. Par contre, un disque est un objet beaucoup plus étendu qu'une étoile et dans ce cas peut être partiellement, ou totalement, résolu, ce qui induit une baisse dans la courbe de visibilité. Le déficit de visibilité observé par rapport à la courbe attendue

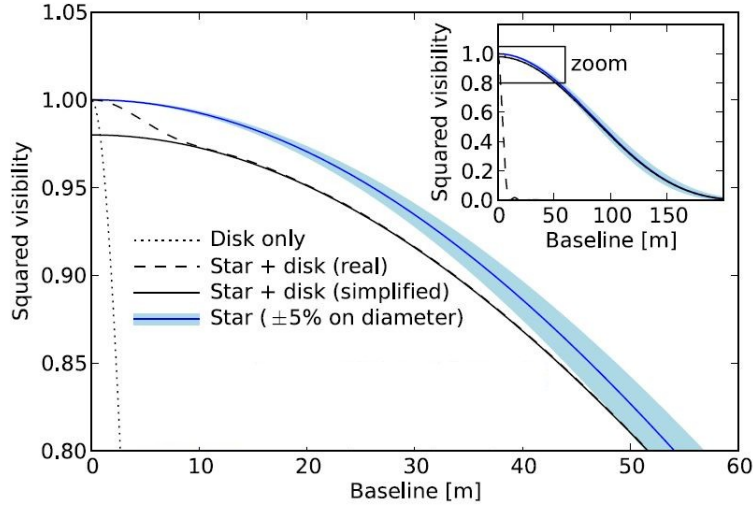


FIGURE 3.1 – Représentation de la courbe de visibilité en fonction de la base interférométrique. Le modèle en petits pointillés est celui du disque seul. Le modèle en pointillés épais est celui de l'étoile+disque dans une configuration réelle. Le modèle en trait plein noir est celui étoile+disque simplifié et enfin le modèle bleu est celui de l'étoile seule. En observant le trait plein noir nous remarquons la baisse de visibilité liée à la présence d'un disque autour de l'étoile (Ertel et al., 2014).

pour un disque uniforme peut alors être relié au rapport de flux entre l'étoile et le disque (voir Fig. 3.1, Ertel et al. (2014)) :

$$V^2 \approx (1 - 2f) \times \left(\frac{2J_1(\pi B\theta/\lambda)}{\pi B\theta/\lambda} \right)^2, \quad (3.1)$$

où le facteur f représente le rapport de flux entre le disque et l'étoile.

Di Folco et al. (2004) considèrent des observations VLTI/VINCI et n'obtiennent que des limites supérieures sur l'excès infrarouge, encore une fois à cause de bases interférométriques inappropriées. Absil et al. (2006b) révèlent quant à eux la présence d'un disque interne autour de Véga (étoile de type A) grâce à des données obtenues au télescope CHARA avec l'instrument FLUOR. Grâce à ces observations réalisées à la fois sur une grande base ($\sim 150\text{m}$) et sur une courte base ($\sim 30\text{m}$), ils parviennent à observer un déficit de visibilité de $\Delta V^2 = 1.88 \pm 0.34\%$ significatif par rapport à un modèle de disque uniforme pour l'étoile en bande K (et en considérant un diamètre angulaire $\theta_{\text{UD}} = 3.202 \pm 0.005$ mas). Ce déficit de visibilité équivaut à un excès de $1.29 \pm 0.19\%$ et constitue le premier excès résolu relatif à de la poussière chaude détectée. Après cette découverte, d'autres études menées avec CHARA/FLUOR ont permis de détecter des excès en infrarouge proche autour d'autres étoiles de type A (ζ Aql et β Leo) et autour d'une étoile de type G (τ Cet) (di Folco et al., 2007; Absil et al., 2008; Akeson et al., 2009). Dans la foulée, Absil et al. (2009) ré-analysent des données de Fomalhaut prises avec VLTI/VINCI et détectent un excès de 1% en bande K. La Table 3.1 reprend les différents instruments qui ont étudié des exozodis (Kral et al., 2017a).

TABLE 3.1 – Liste des interféromètres travaillant en infrarouge proche et moyen et utilisés pour la détection d'exozodis (Table tirée de Kral et al. (2017a)). La bande d'observation réfère à l'infrarouge proche (H et K) ou moyen (N). Le mode renseigne sur le mode d'observation : en interférométrie classique et en utilisant les visibilités (V) ou en interférométrie de nulling (N).

Instrument	Bande	Date	Mode	# d'étoiles	Réf.
IOTA/IONIC	H	1993 - 2006	V	1	Defrère et al. (2011)
VLTI/PIONIER	H	2010 -	V	144	Ertel et al. (2014) ; Marion et al. (2017)
PTI	K	1995 - 2008	V	1	Ciardi et al. (2001)
VLTI/VINCI	K	2001 - 2003	V	1	Absil et al. (2009)
CHARA/FLUOR	K	2002 -	V	75	Absil et al. (2013)
VLTI/GRAVITY	K	2016 -	V	1	Defrère et al. in prep
PFN	K	2009 - 2015	N	1	Mennesson et al. (2011)
VLTI/MIDI	N	2002 - 2015	V	4	Smith et al. (2009, 2012)
MMT/BLINC	N	2004 - 2009	N	6	Liu et al. (2009) ; Stock et al. (2010)
KIN	N	2007 - 2011	N	47	Mennesson et al. (2014)
LBTI/NOMIC	N	2012 -	N	26	Defrère et al. (2015) ; Ertel et al. in prep

À la fin du programme d'observation CHARA/FLUOR, Absil et al. (2013) ont réalisé une analyse statistique des excès en infrarouge proche autour de 42 étoiles. Parmi ces 42 étoiles, ils ont trouvé 13 excès, l'un causé par un compagnon (ϵ Cep), un autre probablement causé par de la perte de masse autour d'une géante (κ CrB), et 11 excès causés par des disques exozodiacaux donnant un premier taux de détection de $28^{+8}_{-6}\%$ dans leur échantillon. Il est à noter que cet échantillon était biaisé par le faible nombre d'étoiles observées et donc par la possibilité d'avoir des étoiles présentant des caractéristiques très particulières dans l'échantillon de contrôle. Ils ont également pu mettre en évidence une première corrélation entre la présence de poussière froide et de poussière chaude (exozodi) pour les étoiles de type solaire. En effet, Absil et al. (2013) ont montré qu'en présence d'un réservoir de poussière froide, tous les types spectraux (A, F, GK) montraient un excès en bande K assez similaire d'un cas à l'autre ($29^{+20}_{-11}\%$ pour les étoiles de type A, $36^{+16}_{-11}\%$ pour les étoiles de type solaire) alors qu'en l'absence de poussière froide, il n'y avait plus qu'une seule étoile de type solaire qui montrait encore un excès en bande K (avec un taux d'occurrence de $6^{+11}_{-2}\%$) contre $80^{+8}_{-25}\%$ pour les étoiles de type A présentant un excès.

Un autre grand programme pour la détection d'exozodis est celui mené sur l'instrument PIONIER au VLTI. Le programme a utilisé les quatre ATs (1.8m de diamètre) et a dans un premier temps observé 92 étoiles (Ertel et al., 2014). Au début de ma thèse, ce programme d'observation venait d'être réalisé et tous les résultats scientifiques étaient encore à publier. L'ensemble de ce programme ainsi que ma contribution personnelle sont fournis au Chapitre 5 et nous pouvons ici résumer les grands résultats de cette étude. Ertel et al. (2014) ont montré que les étoiles de type A avaient tendance à présenter plus souvent un disque chaud que les étoiles de type G ($\sim 28\%$ contre $\sim 10\%$) et qu'il n'y avait

à priori pas de corrélation entre présence de poussière chaude et froide. Ce résultat est assez surprenant au premier abord puisque la poussière chaude ne peut être créée in-situ et doit provenir de quelque part. Toutefois, considérant les incertitudes statistiques et le fait que nous ne soyons sensibles qu'aux exozodis les plus brillants, il est tout à fait possible que cette corrélation soit masquée.

Dans l'infrarouge moyen, la zone sondée est équivalente à la zone habitable de l'étoile (alors que l'infrarouge proche sonde des régions beaucoup plus proches de l'étoile) et présente donc un intérêt tout particulier dans la recherche de planètes de type terrestre. La plupart des résultats obtenus en infrarouge moyen concernant la détection de disques tièdes ont été obtenus à l'aide de l'interférométrie de nulling. Les premiers résultats furent obtenus au MMT, avec l'instrument BLINC sur β Leo. Stock et al. (2010) déterminèrent que β Leo est pourvu d'au moins deux disques, l'un de ~ 600 K à une distance de 2-3 UA de l'étoile et l'autre de ~ 120 K s'étendant de 5 à 55 UA. Après ces premières résultats, les premières analyses statistiques furent réalisées à l'aide de données obtenues au Keck Interferometer Nuller (KIN, Mennesson et al. (2014); Millan-Gabet et al. (2011)). De 2008 à 2011, le programme d'observation pour la détection d'exozodis utilisant le KIN a observé 47 étoiles dont 40 ne présentant pas de compagnon connu dans le champ de vue de l'instrument (qui pourrait imiter le signal d'un disque dans les données). La limite de détection du Keck est estimée à une centaine de zodis (limite à 1σ) et dans cette limite, seules cinq étoiles ont montré un excès à 8-9 μm . Cette étude suggère également une corrélation entre la présence de poussière froide et tiède. Au vu de la limite de détection atteinte par le KIN, la NASA a proposé un autre projet de détection d'exozodis qui permettra de gagner un ordre de grandeur en terme de sensibilité : le programme d'observation *Hunt for Observable Signatures of Terrestrial planetary Systems (HOSTS)* au Large Binocular Telescope Interferometer (LBTI). Le programme HOSTS observera une cinquantaine d'étoiles en séquence principale en bande N' (9.8-12.4 μm). Le premier résultat de ce programme d'observation fut obtenu sur η Crv avec un excès de $4.40 \pm 0.35\%$ enregistré dans le champ de vue du LBTI (Defrère et al., 2015). Depuis, d'autres résultats ont été obtenus et feront l'objet du Chapitre 7.

3.2 Modélisation des exozodis

Afin de caractériser les exozodis, la méthode la plus utilisée consiste à modéliser la distribution spectrale d'énergie (SED). Grâce à cette modélisation, nous pouvons retrouver les propriétés physiques des grains : taille des grains, masse, distribution spatiale, rayon de sublimation, constitution chimique, etc. En règle général, l'émission proche infrarouge provient de régions très proches de l'étoile et est causée par des grains de taille sub-micrométrique, bien plus petits que la taille nécessaire pour être soufflés par la pression de radiation. Pour l'émission en infrarouge moyen, elle provient quant à elle de régions plus éloignées, de l'ordre de quelques unités astronomiques, et correspond environ à la zone habitable de l'étoile.

La modélisation de la SED passe par une modélisation du transfert radiatif à l'oeuvre au sein de ces systèmes. La façon la plus simple de réaliser cette modélisation consiste

à superposer deux rayonnements de corps noir, l'un pour la photosphère de l'étoile et l'autre pour le disque. Nous obtenons ainsi un rapport de luminosité entre l'étoile et le disque et une température moyenne pour les grains (Kral et al., 2017a). Cependant, cette méthode n'est pas des plus précises puisqu'elle ne fournit pas d'information quant à la position des grains, leur nature (silicate, carbone, glace, etc) ou encore la densité du disque. Afin d'obtenir toutes ces informations, il faut utiliser des codes numériques simulant le transfert radiatif au sein du disque de poussière. Dans le cadre de cette thèse, nous utilisons plus particulièrement un package IDL initialement développé par Jean-Charles Augereau (Augereau et al., 1999) et amélioré par Jérémy Lebreton (Lebreton et al., 2013) qui porte le nom de GRaTeR. Le package IDL GRaTeR se charge de modéliser la SED d'un disque en fonction de la taille des grains, de leur position, de leur composition et des données entrées par l'utilisateur. Le détail fourni ci-après concernant la modélisation de disques avec GRaTeR est tiré de Augereau et al. (1999) et Lebreton et al. (2013).

Nous considérons une population de grains à une distance r de l'étoile et de distribution de taille des grains $dn(r, a)$ où a est le rayon du grain. Supposons que la dépendance de la distribution de taille des grains à la distance rend compte du fait que la distance de sublimation dépend de la taille des grains. Puisque la température de la poussière exozodiacale peut être très élevée, la sublimation peut empêcher les grains les plus petits de survivre à des endroits où des grains plus gros survivront, ce qui va tronquer la distribution de taille. Celle-ci s'écrit alors :

$$dn(r, a) = H(a - a_{sub}(r))dn(a), \quad (3.2)$$

où H est la fonction de Heaviside valant 1 pour $a \geq a_{sub}(r)$ et 0 pour $a < a_{sub}(r)$, $a_{sub}(r)$ est le rayon de sublimation à la distance r de l'étoile et $\int_{a_{min}}^{a_{max}} dn(a) = 1$. Pour une longueur d'onde donnée λ , la poussière va d'une part émettre un flux thermique et d'autre part diffuser une partie du flux incident (Lebreton et al., 2013). Le flux total émis par la poussière à la longueur d'onde λ sera donc donnée par la somme de deux composantes :

$$\Phi(\lambda, r) = \Phi_{sc}(\lambda, r) + \Phi_{th}(\lambda, r), \quad (3.3)$$

où

$$\Phi_{sc}(\lambda, r) = F_{\star}(\lambda) \frac{\sigma_{sca}(\lambda, r)}{4\pi r^2}, \quad (3.4a)$$

$$\Phi_{th}(\lambda, r) = \int_{a_{min}}^{a_{max}} B_{\lambda}(T_d(a, r)) \frac{\sigma_{abs}(\lambda, r, a)}{4d_{\star}^2} dn(r, a), \quad (3.4b)$$

avec

$$\sigma_{abs}(\lambda, r, a) = 4\pi a^2 Q_{abs} \left(\frac{2\pi a}{\lambda}, \lambda, r \right), \quad (3.5a)$$

$$\sigma_{sca}(\lambda, r) = \int_{a_{min}}^{a_{max}} \pi a^2 Q_{sca} \left(\frac{2\pi a}{\lambda}, \lambda, r \right) dn(r, a). \quad (3.5b)$$

Dans ces équations, d_* est la distance de l'observateur à l'étoile, $T_d(a, r)$ est la température des grains, B_λ est la fonction de Planck, σ_{abs} est la section efficace d'absorption des grains (l'absorption étant supposée isotrope), Q_{abs} est un coefficient adimensionnel d'absorption/émission, F_* est le flux de l'étoile perçu sur Terre, σ_{sca} la section efficace moyenne de diffusion et Q_{sca} le coefficient adimensionnel de diffusion (Lebreton et al., 2013). Les propriétés optiques des grains de poussière seront calculées à partir de la théorie de Mie pour des sphères solides. Le package GRaTeR a également besoin d'une composition de départ pour les grains. Dans notre système solaire, la majeure partie de la poussière zodiacale provient du dégazage de comètes et de collisions d'astéroïdes. Ces petits corps sont majoritairement composés de silicate et de carbone. C'est pourquoi, par analogie, lors de l'ajustement d'un modèle de disque avec GRaTeR, nous allons considérer des mélanges de carbone et silicate. Il est à noter que la température de sublimation des silicates est inférieure à celle des carbones. Dès lors, lorsque nous nous rapprochons de l'étoile, les silicates disparaissent en premier lieu, et sont remplacés par du vide, laissant ainsi la place à des grains composés de carbone et de vide plus nous nous rapprochons de l'étoile. Cette remarque permet de comprendre la dépendance en la distance des sections efficaces de diffusion et d'émission thermique.

Lorsque nous réalisons des observations en infrarouge proche, les instruments utilisés présentent généralement un champ de vue relativement petit (quelques UA) et dans ce cas, une partie de l'émission de l'exozodi ne sera pas prise en compte. Il faut donc tenir compte de la carte de transmission de l'instrument dans le modèle. Nous définissons alors un flux synthétique à une longueur d'onde donnée qui tient compte de la transmission de l'interféromètre (Kral et al., 2017a; Lebreton et al., 2013) :

$$\Phi(\lambda) = \int_0^{+\infty} 2\pi \bar{T}(r) \Phi(\lambda, r) \Sigma(r) r dr, \quad (3.6)$$

où $\bar{T}(r)$ correspond à la carte de transmission de l'interféromètre projetée sur le ciel et moyennée selon toutes les directions azimuthales le long d'un disque de rayon r dans le plan de l'exozodi et $\Sigma(r)$ correspond à la densité de surface du disque. L'équation (3.6) est valable pour autant que la carte de transmission de l'interféromètre soit axisymétrique dans le plan du ciel, ce qui est le cas notamment pour FLUOR/CHARA et VLTI/PIONIER. Lorsque le disque modélisé peut être considéré comme axisymétrique, il peut être décrit par un modèle à une dimension en fonction de la distance radiale à l'étoile (Kral et al., 2017a). Nous le caractérisons alors sur le plan du ciel à l'aide d'une inclinaison par rapport à la ligne de visée et un angle de position (Position Angle – PA). Dans le cas d'interféromètres comme le KIN ou le LBTI, cette supposition n'est plus vraie et il faut alors caractériser la carte de transmission de l'interféromètre en fonction de nombreux paramètres tels que le moment de l'observation, l'angle horaire, la base de l'interféromètre, etc et l'approximation 1D fournie ci-dessus n'est plus valable. Il convient dès lors de conserver les images 2D et de les multiplier par une carte de transmission à 2D (Defrère et al., 2015).

3.3 Scenarii de création de la poussière exozodiacale

Pour expliquer la présence de disques de poussière chaude autour d'étoiles en séquence principale, il faut trouver des mécanismes d'approvisionnement de ces disques en poussière et des mécanismes de piégeage de la poussière à proximité de l'étoile. En effet, sans l'action conjointe de ces mécanismes, la poussière se trouvant à proximité de l'étoile serait rapidement évacuée par pression de radiation et/ou sublimation des grains. L'objet de cette section est de présenter les différents mécanismes d'approvisionnement et de piégeage de la poussière au sein des exozodis.

3.3.1 Approvisionnement du disque en poussière

L'effet Poynting-Robertson se base sur le principe que la radiation stellaire est vue comme en retard par rapport à la ligne directe qui relie la poussière au centre de son orbite (voir Fig. 3.2). De ce fait, le grain de poussière se trouve freiné et spirale vers le centre (Guigay, 1959).

Le module de la force associée à l'effet Poynting-Robertson est donné par :

$$F_{PR} = \frac{Wv}{c^2} = \frac{r^2}{4c^2} \sqrt{\frac{GM_\star L_\star^2}{R^5}}, \quad (3.7)$$

où W est la puissance irradiée par la particule (et égale à la radiation incidente), v la vitesse de la particule, c la vitesse de la lumière, r le rayon de la particule, G la constante de gravitation universelle, M_\star la masse de l'étoile considérée, L_\star la luminosité de l'étoile considérée et R le rayon orbital de la particule. À partir de cette relation, nous pouvons trouver quelques comportements intuitifs :

- la gravité du Soleil évolue en $1/R^2$, F_{PR} est quant à elle proportionnelle à $1/R^{2.5}$. Dès lors, l'effet Poynting-Robertson est d'autant plus fort que l'orbite des particules est petite ;
- la force gravitationnelle évolue avec le cube du rayon de l'objet (pour rappel, cette force est proportionnelle à la masse de l'objet, donc à son volume) alors que la puissance qu'il reçoit et irradie évolue comme le carré de son rayon (fonction de la surface irradiée/irradiante). Dès lors, l'effet Poynting-Robertson est plus marqué pour les petits objets.

Dans notre système solaire, il existe une taille critique pour les particules, $r < 0.1 \mu\text{m}$, en deçà de laquelle la pression de radiation l'emporte sur la gravitation et les particules sont alors soufflées en dehors du système solaire avant d'avoir subi l'impact de l'effet Poynting-Robertson. C'est notamment pour cette raison que cet effet seul ne permet pas d'expliquer les concentrations de poussière au sein d'autres systèmes stellaires (Absil et al., 2006b; van Lieshout et al., 2014). Il faudra donc faire appel à d'autres procédés pour expliquer la présence d'exozodis chaud.

Des instabilités dynamiques au sein d'un système peuvent également aider à

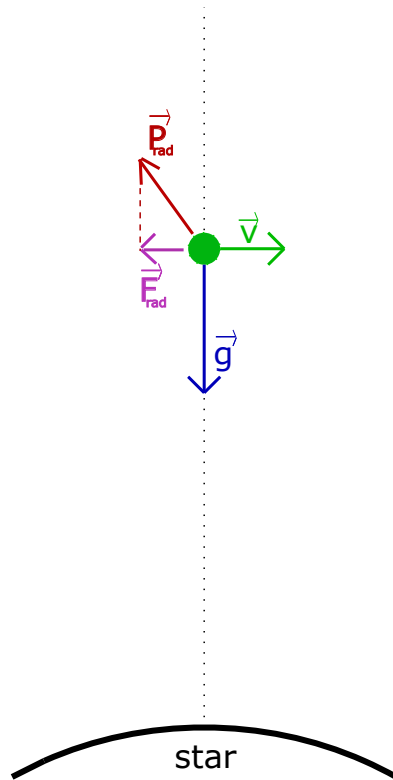


FIGURE 3.2 – Schématisation de l'effet Poynting-Robertson. La particule de poussière se déplace à vitesse \vec{v} sur son orbite et subit la gravitation (\vec{g}) ainsi que la pression de radiation (\vec{P}_{rad}) de l'étoile. Du fait du mouvement, la pression de radiation exercée sur l'étoile entraîne une force de radiation (\vec{F}_{rad}) qui s'oppose à la vitesse de la particule et tend à la ralentir, la faisant ainsi tomber sur l'étoile.

remplir la zone interne, comme ça a été le cas de notre système solaire lors du LHB. Suite à une résonance entre Jupiter et Saturne, les planètes externes de notre système solaire ont migré vers l'extérieur tout en se ré-arrangeant et en injectant de plus petits corps vers le système solaire interne. Booth et al. (2009) ont montré qu'une phase similaire au bombardement tardif engendre des concentrations de poussière très élevées dans le système planétaire. En particulier, l'émission proche/moyen infrarouge d'un tel événement sera importante de par les nombreuses collisions qui engendrent un échauffement global du disque. Cependant, ces phénomènes se produisent sur de courts temps et ne permettent pas d'expliquer le nombre d'exozodis observé.

La migration de planétésimaux vers le système stellaire interne (potentiellement après une phase comme le LHB) est aussi un mécanisme qui peut contribuer à la réinjection de poussière dans les parties les plus internes du système stellaire. Bonsor et al. (2014) ont réalisé des simulations de migration de planétésimaux, et donc d'alimentation du disque interne, suite à un mouvement de planètes dans un système stellaire. Comme c'est le cas pour notre système solaire, les planètes les plus massives se trouvent dans les régions externes du système planétaire et les moins massives dans la partie interne du système. Les planètes externes peuvent alors éjecter des plus petits corps vers

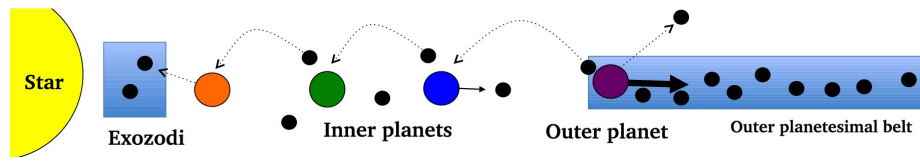


FIGURE 3.3 – Illustration du mécanisme de remplissage du disque interne par éjection de matériel par les planètes (Bonsor et al., 2014).

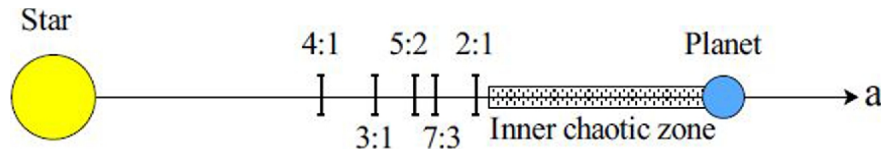


FIGURE 3.4 – Illustration du mécanisme de résonance de moyen mouvement avec une planète excentrique. La planète considérée est de masse $m = 0.5 M_{jup}$ et présente une excentricité de 0.1 (Faramaz et al., 2017).

l'intérieur du système (et également vers l'extérieur). Dans ce modèle, Bonsor et al. (2014) considèrent que l'éjection de planétésimaux par les planètes les plus externes se fait majoritairement vers l'intérieur du système, engendrant un transfert de moment angulaire aux planètes qui migrent vers l'extérieur. Ce mécanisme fonctionne pour des planètes présentant des masses au delà d'une masse critique (Bonsor et al., 2014) proportionnelle à la densité de surface locale du disque. La Fig. 3.3 illustre le principe de réinjection de matière dans le système stellaire interne par les planètes (Bonsor et al., 2014) : les planètes les plus externes commencent par perturber les planétésimaux qui sont éjectés aussi bien à l'intérieur qu'à l'extérieur du système. La migration des planètes vers l'extérieur entraîne une injection plus importante de matière vers l'intérieur. Le même genre d'interaction a lieu avec les planètes du système interne, propulsant les particules encore plus près de l'étoile.

L'avantage de ce procédé est qu'au fur et à mesure que les planètes migrent vers l'extérieur du système, elles continuent d'injecter de la matière vers le système stellaire interne, permettant d'alimenter le disque interne sur de grandes échelles de temps.

Des planètes peuvent également ré-injecter du matériel à l'intérieur du système une fois celui-ci à l'équilibre. Pour autant que les planètes du système interne soient suffisamment peu massive ($< 10M_{\oplus}$) et que le système planétaire soit suffisamment rempli de particules (Bonsor et al., 2012; Wyatt et al., 2017), les particules peuvent être injectées à proximité de l'étoile, créant un disque chaud. Si les planètes du système interne sont trop massives, l'injection de particules vers l'intérieur du système se produit sur des échelles de temps beaucoup plus courtes que la durée de vie de certains disques observés (milliard d'années). Ce mécanisme n'est toutefois pas des plus efficace car il requiert des conditions initiales très particulières : (1) les disques externes qui servent à alimenter le disque interne doivent être très massifs, mais pas trop massifs car leur masse est limitée par des cascades collisionnelles qui ont lieu au sein des disques (plus nous avons de particules dans un disque, plus la probabilité de collision est grande et plus les corps de ce disque tendent à se désintégrer par collisions, Bonsor et al. (2012)).

(2) La configuration du système doit également être assez spécifique (système compact et planètes internes peu massives, Kral et al. (2017a)).

Des planètes sur des orbites excentriques peuvent réinjecter des comètes à l'intérieur du système et alimenter les exozodis chauds comme le proposent Faramaz et al. (2017). Dans ce cadre, ils considèrent une planète sur une orbite légèrement excentrique ($e \leq 0.1$) à l'extérieur d'une ceinture de planétésimaux (équivalente à la ceinture d'astéroïdes par exemple) et qui présente des résonances de moyen mouvement avec les planétésimaux. Initialement, les planétésimaux sont sur des orbites quasi-circulaires et la résonance avec une planète sur une orbite excentrique va pouvoir les conduire eux-mêmes sur des orbites excentriques, permettant ainsi la réinjection de petits corps dans le système stellaire interne (voir Fig. 3.4).

Ce phénomène de déstabilisation de planétésimaux s'effectue sur de grandes échelles de temps (Gyr) et peut donc permettre d'expliquer la présence d'exozodis autour d'étoiles vieilles.

Des collisions massives telles que celle ayant eu lieu pour la formation de la Lune peuvent également aider à amener de la matière dans les disques internes. Wyatt et al. (2007a) démontrent qu'environ 2% des étoiles de type solaire passent par une phase transitoire où le disque peut être alimenté par de telles collisions. En supposant qu'après l'impact, 30% de la masse éjectée se trouve sous forme de grains millimétriques et 70% sous forme de planétésimaux ayant des tailles jusqu'à 500 km, Jackson & Wyatt (2012) démontrent que les grains millimétriques disparaissent en 1000 ans environ alors que les plus gros corps entrent en collision et forment de la poussière qui peut atteindre des durées de vie de 25 Myr et émettre à des longueurs d'onde détectables par Spitzer (excès à $24 \mu\text{m}$). Kral et al. (2015) ont également démontré que de tels scénarii peuvent produire des disques dont la durée de vie est de l'ordre du million d'années et qui seraient détectables par JWST/MIRI. Une illustration d'une simulation d'un tel événement est donnée à la Fig. 3.5. Nous remarquons la signature particulière de la collision entre deux corps massifs : une zone de sur-densité importante au sein du disque formé. Ce genre d'événement peut expliquer certains excès dans l'infrarouge moyen que nous détectons actuellement mais ne peut expliquer le grand nombre d'excès enregistrés dans l'infrarouge moyen du fait de la faible probabilité d'observer un tel impact (Wyatt et al., 2007a).

Enfin, la désintégration de planètes rocheuses peut être un événement qui permet également d'alimenter les exozodis en poussières. Jusqu'ici, trois objets de ce type ont été détectés grâce à la mission Kepler : KIC 12557548b, KOI-2700b et K2-22b (Rappaport et al., 2012, 2014; Sanchis-Ojeda et al., 2015). Ces phénomènes sont toutefois très rares, estimés à un taux d'occurrence de 10^{-4} dans les statistiques Kepler (Perez-Becker & Chiang, 2013) et très faibles, de l'ordre de 10^4 fois plus faible que l'excès enregistré de disques chauds. Il est donc très compliqué de détecter ce genre de phénomène quand il a lieu.

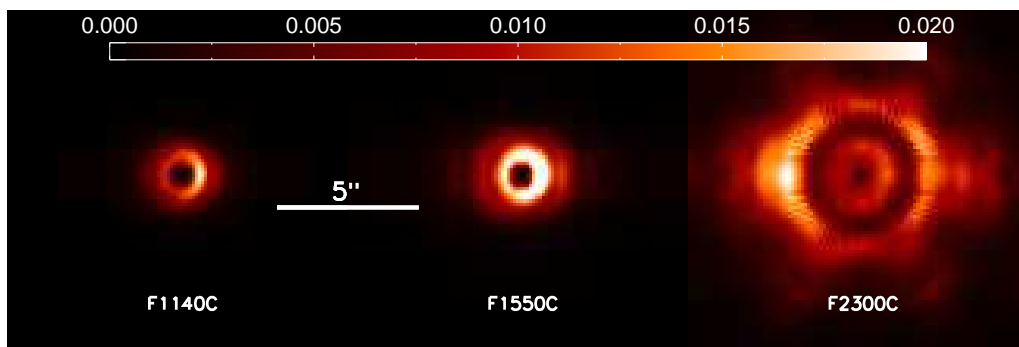


FIGURE 3.5 – Simulation d’observations MIRI/JWST lors d’une collision massive entre deux objets de taille conséquente (similaire à la collision entre la proto-Terre et un astéroïde massif qui a donné lieu à la formation de la Lune). La partie brillante sur la droite pour l’image à 11 et 15 μm et sur la droite pour l’image à 23 μm est la signature d’un tel événement (Kral et al., 2015)).

3.3.2 Piégeage de la poussière à proximité de l’étoile

L’accumulation de poussière au rayon de sublimation (*pile-up*) est un procédé qui fonctionne de paire avec l’effet Poynting-Robertson. L’effet Poynting-Robertson amène de la poussière dans les régions internes du disque et les grains finissent par arriver à leur rayon de sublimation (qui dépend de la température de l’étoile, de la température de sublimation des grains et donc de la constitution des grains ainsi que de leur taille). Au fur et à mesure que les grains approchent du rayon de sublimation, ils deviennent de plus en plus petits et la pression de radiation de l’étoile prend alors le dessus sur la force gravitationnelle, augmentant l’excentricité de l’orbite des grains (Kral et al., 2017a). De ce fait, la migration de la poussière par effet Poynting-Robertson est ralentie et permet la formation d’un anneau plus dense autour de l’étoile.

Le piégeage par résonance de moyen mouvement est une des autres méthodes qui pourrait expliquer la présence d’exozodis chauds autour d’étoiles en séquence principale. La poussière ramenée vers l’intérieur du système stellaire par effet Poynting-Robertson peut être piégée par des planètes et entrer en résonance de moyen mouvement. La résonance de moyen mouvement survient lorsque plusieurs petits corps (i.e. des poussières) ont des périodes de révolution commensurables par rapport à un plus gros corps (i.e. une planète). De ce fait, les poussières se retrouvent attirées ou repoussées par la planète à chaque révolution, ou toutes les quelques révolutions. Par exemple, nous parlerons de résonance 2:1 lorsque les grains de poussière ont fait deux tours autour de l’étoile pendant que la planète en fait un. Ainsi, tous les deux tours pour la poussière, le système se retrouve dans la même configuration ce qui attire/repousse la poussière. Cela va avoir pour effet de créer un disque présentant des zones de plus grandes densité (appelés *clumps* en anglais), et aussi des zones vides. Un exemple concret de ce piégeage s’observe dans notre système solaire au niveau des lacunes de Kirkwood qui sont des zones vides dans la ceinture d’astéroïdes, les corps se trouvant initialement à cet endroit ayant été tirés/poussés par une résonance avec Jupiter. Dans ce cadre, il s’agit d’astéroïdes, mais ce principe de fonctionnement s’applique aussi à des grains plus petits. Enfin, nous pouvons

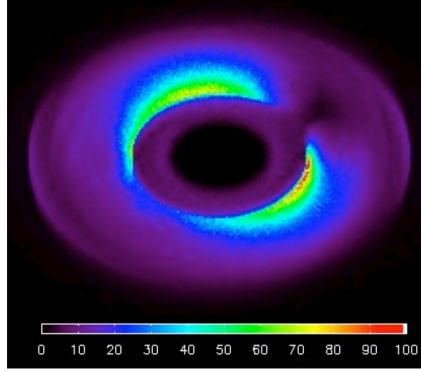


FIGURE 3.6 – Anneau de poussière piégé dans le mouvement d’une planète de cinq masse terrestre (Kuchner et al., 2007).

noter qu’un tel mécanisme est aussi à l’oeuvre autour de la Terre et de Vénus, piégeant des particules sur leurs orbites et donnant lieu à des zones de sur-densité un peu avant et un peu après la Terre sur son orbite (Kral et al. (2017a) et papiers cités dans cet article). Une illustration du piégeage de particules par une planète de cinq fois la masse de la Terre est fournie à la Fig. 3.6.

L’effet combiné de l’effet Poynting-Robertson et du piégeage par résonance de moyen mouvement est illustré à la Fig. 3.7. Dans ce cadre, nous définissons un paramètre β qui dépend du rapport entre pression de radiation du Soleil et attraction gravitationnelle (Ueda et al., 2017) :

$$\beta = \frac{SAQ_{PR}/c}{GM_{\odot}m/R^2}, \quad (3.8)$$

où $S \equiv L_{\odot}/4\pi R^2$ est la densité d’énergie du Soleil, $A \equiv \pi s^2$ est la section efficace du grain et Q_{PR} est le facteur d’efficacité de la pression de radiation. Ce paramètre dépend donc des propriétés physiques des grains (Ueda et al., 2017). La Fig. 3.7 illustre le piégeage des particules à proximité de la Terre. À gauche, le paramètre β est fixé à 0.01 (en rouge) et 0.02 (en vert) et c’est le paramètre de résonance qui varie (de 3:1 à 6:1). Nous observons dans ce cas un déplacement des clumps qui proviennent en fait d’une variation de la composante tangentielle de la vitesse de la particule. Sans pression de radiation, les zones de sur-densité devant et suivant la Terre seraient réparties de façon symétrique, dans une configuration stable : si la conjonction (point où la particule est le plus proche de la Terre) se produit juste avant l’aphélie, la force tangentielle subie par la particule juste avant l’aphélie sera plus petite que juste après, ce qui provoque un transfert de moment angulaire de la Terre vers la poussière et donc une augmentation de la composante tangentielle de la vitesse, la particule est accélérée. Lors de la conjonction suivante, nous serons à nouveau proche de l’aphélie mais un peu après. Dès lors, si la conjonction se produit juste après le passage à l’aphélie, la particule de poussière transfère du moment angulaire à la planète et voit sa vitesse tangentielle diminuer. Cette configuration est une configuration stable. Lorsque nous ajoutons la pression de radiation, l’effet Poynting-Robertson vient s’ajouter et cause toujours une diminution de la composante tangentielle de la vitesse (cf. Fig. 3.2).

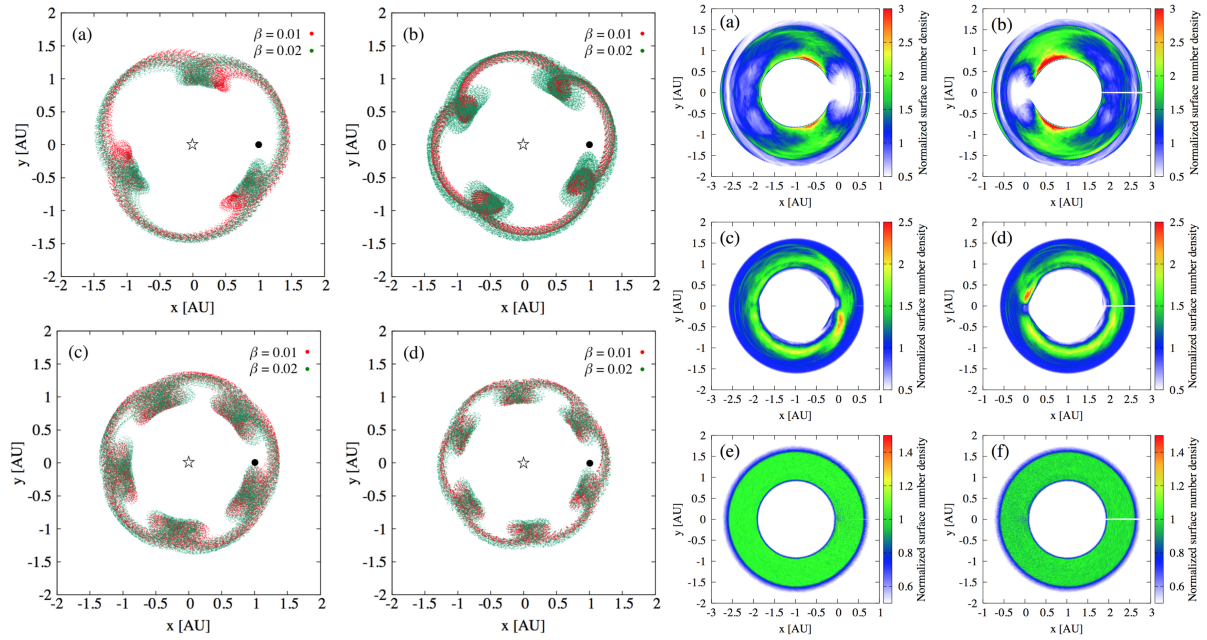


FIGURE 3.7 – Illustration du mécanisme de piégeage par résonance de moyen mouvement pour la Terre avec effet combiné de l'effet Poynting-Robertson. À gauche, le paramètre β est fixé à 0.01 et 0.02 et le nombre de résonance augmente de 3 à 6. À droite, le paramètre β varie afin d'analyser la distribution spatiale des grains en fonction de leurs propriétés physiques. En haut, $\beta = 0.001$, au milieu $\beta = 0.02$ et en bas $\beta = 0.2$. À gauche de cette figure, la Terre se trouve au périhélie et à droite à l'aphélie. La Terre est à l'origine de la figure et effectue une rotation dans le sens inverse des aiguilles d'une montre (Ueda et al., 2017).

À cause de cet effet, la conjonction qui se produit avant l'aphélie est une situation stable et les plus grandes valeurs de β engendrent une situation stable plus éloignée de l'aphélie. De ce fait, le clump suivant la Terre sera d'autant plus près de celle-ci que β est grand. À droite de la Fig. 3.7, et afin de comprendre la distribution spatiale des grains en fonction de leurs propriétés physiques, le paramètre β varie. Le test reprend de 100 à 1500 particules avec un paramètre β variant de 0.0003 à 0.4 (Ueda et al., 2017). En haut de cette figure, $\beta = 0.001$, au milieu $\beta = 0.02$ et en bas $\beta = 0.2$. À gauche de cette figure, la Terre se trouve au périhélie et à droite à l'aphélie. Nous remarquons que les particules avec un petit β (0.001 et 0.02) sont piégées par la Terre, alors que les particules avec $\beta = 0.2$ se distribuent uniformément.

Le piégeage de la poussière par du gaz est un autre mécanisme de piégeage qui permet d'augmenter la densité des exozodis. Un exemple de ce piégeage est donné par Lebreton et al. (2013) qui analysent le disque autour de Fomalhaut et arrivent à la conclusion que ce disque ne peut être expliqué que si nous considérons deux parties : une partie interne, chaude entre 0.1 et 0.3 UA constituée de grains non liés et petits (0.01 à 0.5 μm) à la limite définie par le rayon de sublimation des carbonés ; et une partie plus externe, tiède, autour de 2 UA et constituée de grains liés. Ils estiment que la partie chaude est causée par un amoncellement de grains (pile-up) au rayon de sublimation et qui proviennent de la partie tiède du disque. Pour expliquer la partie tiède du disque,

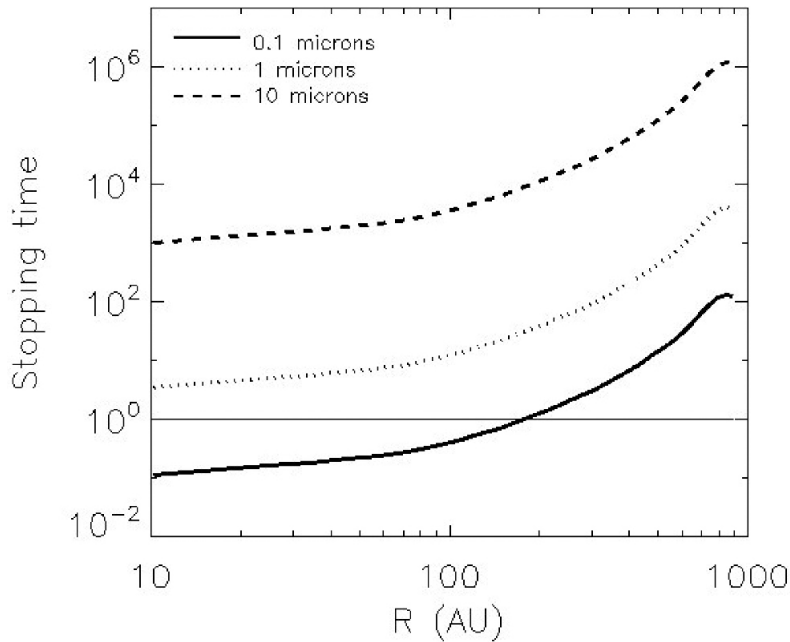


FIGURE 3.8 – Temps d’arrêt adimensionnel en fonction de la distance à l’étoile pour trois tailles de grains différentes : $0.1 \mu\text{m}$ (trait plein), $1 \mu\text{m}$ (trait pointillé), $10 \mu\text{m}$ (trait en tirets). Le trait plein horizontal représente le moment où le temps d’arrêt vaut 1. S’il est plus grand que 1, l’effet du gaz est négligeable sur la trajectoire des poussières ; s’il est plus petit que 1, l’effet du gaz est non négligeable sur la trajectoire des poussières (Kral et al., 2016).

ils proposent un mécanisme de freinage par le gaz qui provient du dégazage au rayon de sublimation, ou encore d’un disque de débris externe (Kral et al., 2016; Kral & Latter, 2016; Kral et al., 2017b). Dans les régions internes du disque, le gaz peut être plus dense (Kral et al., 2016) et ainsi ralentir la poussière. Afin de tenter d’estimer l’effet du gaz sur la poussière, Kral et al. (2016) réalisent un modèle simple pour β Pic où ils calculent un temps d’arrêt comme une quantité adimensionnelle à partir du moment où les grains commencent à être freinés par la poussière en fonction de leur taille. Ceci est représenté à la Fig. 3.8. En dessous de 1 dans ce graphique, les grains ressentent le freinage par le gaz, au dessus de 1, ils ne le ressentent pas. Pour β Pic, la taille à partir de laquelle les grains seront soufflés par pression de radiation est de $5 \mu\text{m}$ environ. Ce que nous remarquons sur ce graphique est que des grains de taille sub-millimétrique seront affectés par la présence de gaz dans le système en deça de 200 UA. Ceci signifie que des grains supposés non-liés (puisque de taille inférieure à $5 \mu\text{m}$) dans le disque de β Pic peuvent en réalité se trouver couplés à du gaz, contribuant ainsi à la densité du disque au lieu d’être éjectés.

Le piégeage par champ magnétique est le dernier mécanisme de piégeage des particules qui peut avoir lieu pour expliquer la présence d’exozodis chauds autour d’étoiles en séquence principale. Dans notre système solaire, ce piégeage magnétique fut observé par la sonde STEREO (Lebreton et al., 2013). L’action conjointe de l’effet Poynting-Robertson et du mécanisme de pile-up au rayon de sublimation ne permettent en général pas d’expliquer les excès proche infrarouge observés (van Lieshout et al., 2014) et il faut faire appel à un autre mécanisme : le piégeage magnétique. Les étoiles présentent gé-

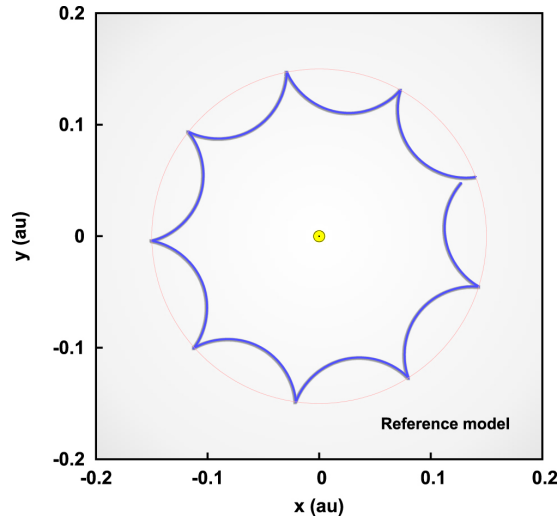


FIGURE 3.9 – Illustration du mécanisme de piégeage magnétique. L’orbite des nano-grains est la courbe bleue tandis que le trait rouge pointillé correspond au rayon de sublimation. La taille des grains est fixée à 5 nm avec un rayon de sublimation de 0.15 UA et un champ magnétique de 1.0 G (Rieke et al. (2016), voir Table 1 de cet article pour un détail complet des paramètres du modèle).

néralement un champ magnétique et les particules de poussières peuvent être chargées par effet photo-électrique pour autant qu’elles contiennent quelques éléments métalliques. Rieke et al. (2016) ont démontré qu’autour d’étoiles de type A, les particules de poussière pouvaient être rapidement chargées et interagir avec le champ magnétique de l’étoile. Ils ont également démontré que pour ce genre d’étoiles, le champ magnétique était en co-rotation avec l’étoile jusqu’au rayon de sublimation des particules permettant de les piéger temporairement. Nous parlons ici de nano-grains, typiquement, $s \leq 100$ nm et de champs magnétiques descendant jusqu’à 0.1 G. Ce piégeage permet de maintenir des grains sur des orbites epicycliques de façon stable dans le temps à des distances de 0.1-0.2 UA de l’étoile (Rieke et al., 2016), ce qui peut expliquer les excès chauds découverts (voir Fig. 3.9).

Cette hypothèse de piégeage magnétique est valable pour autant que les grains arrivent à des tailles suffisamment petites (< 100 nm) au rayon de sublimation. Il est en effet possible que les grains n’aient pas le temps de devenir si petit avant d’être soufflés par la pression de radiation (Kral et al., 2017a). Un autre problème de ce mécanisme est qu’au sein de l’anneau de poussière piégé par le champ magnétique, il peut exister des collisions qui vont alors raccourcir la durée de vie du disque. Enfin, Rieke et al. (2016) n’ont considéré que des étoiles de type A dans leur modèle, qui présentent des vents stellaires faibles. Or, autour d’autres étoiles plus tardives, les vents stellaires peuvent être plus importants et également empêcher le piégeage magnétique. Leur modèle reste toutefois correct pour des champs magnétiques purement radiaux et il conviendrait d’étudier les effets de champs magnétiques plus réalistes sur le piégeage (Kral et al., 2017a).

Objectifs et motivations de ce travail

Ce travail s'inscrit dans la continuité de ce qui a déjà été fait en termes de caractérisation de disques autour d'étoiles en séquence principale. Au commencement de ce travail, une quarantaine d'étoiles en été sondées pour rechercher la présence d'exozodis chauds par interférométrie dans l'infrarouge proche par O. Absil et collaborateurs sur l'instrument FLUOR/CHARA (Absil et al., 2013). Un autre programme d'observation a également eu lieu au Keck Interferometer Nuller pour rechercher la présence d'exozodis tièdes dans l'infrarouge moyen par B. Mennesson et les résultats sont sur le point d'être publiés (Mennesson et al., 2014).

Au début de ma thèse, un nouveau jeu de données sur environ 90 étoiles de la séquence principale venait d'être obtenu avec l'instrument PIONIER au VLTI (Ertel et al., 2014), mais doit encore être traité et analysé. Afin de fournir une analyse statistique non biaisée de la proportion de disques de débris chauds autour d'étoiles en séquence principale, il était nécessaire de déterminer avec précision quels excès étaient causés par un compagnon et quels excès étaient réellement causés par un disque. Mon but ici a donc été de rechercher la présence d'étoiles binaires dans les données obtenues avec PIONIER et consacrées à l'étude des exozodis. Dans ce cadre, je mettrai en évidence cinq nouveaux compagnons jusqu'alors inconnus. Cette étude me permettra également de préciser les statistiques en matière d'étoiles binaires, plus précisément pour les étoiles de type spectral A. Le détail de ce travail est fourni au Chapitre 5.

Jusqu'ici, encore aucune étude en infrarouge proche n'avait été réalisée concernant la connexion entre la présence de poussière tiède et chaude autour des étoiles en séquence principale. C'est une question à laquelle je tenterai de répondre au Chapitre 6. Dans cette partie, je chercherai à nouveau les compagnons jusqu'alors inconnus et j'en trouverai quatre. Ensuite, je tenterai de mettre en évidence des corrélations possibles entre le type spectral de l'étoile et la présence de poussière chaude ou encore l'âge de l'étoile et la présence de poussière chaude, comme Ertel et al. (2014) l'avaient fait dans leur étude.

Mon but principal étant d'apporter ma pierre à l'édifice dans la caractérisation des exozodis, je serai également amenée à travailler avec des données dans *l'infrarouge moyen*. Dans la continuité de mon travail de fin d'étude, je serai amenée à implémenter au LBTI

une méthode statistique de traitement de données pour l'interférométrie de nulling (voir Chapitre 7). Dans le registre de l'interférométrie stellaire classique, je serai amenée à réduire des données MIDI obtenues sur β Pic et à les analyser avec un modèle préliminaire de transfert radiatif (voir Chapitre 8). En effet, jusqu'ici, il est assez compliqué de comprendre l'origine de la poussière chaude au sein du système de β Pic et mon analyse permettra de contraindre la position dans l'espace d'un disque de poussière tiède. Elle fournira également des pistes de réflexion concernant les mécanismes de remplissage du disque de poussière chaude.

Grâce à ce travail, nous pourrons avoir une meilleure idée de la corrélation potentielle entre poussière chaude et tiède autour d'étoiles en séquence principale. Nous aurons également une meilleure idée statistique du pourcentage d'étoiles binaires jusqu'ici inconnues. La méthode statistique de traitement de données en interférométrie de nulling permettra de gagner en précision dans la détection d'exozodis faibles (typiquement de 10-15 zodis). Enfin, une meilleure compréhension du disque de β Pic sera fournie.

Interférométrie en infrarouge proche

La Terre est le berceau de l'humanité, mais on ne vit pas dans un berceau pour toujours.

Konstantin Tsiolkovski

Recherche d'exozodis chauds et de compagnons avec PIONIER

Sommaire

5.1	Le programme d'observation exozodi	65
5.2	Article : <i>Searching for faint companions with VLTI/ PIONIER. II. 92 main sequence stars from the Exozodi survey</i> .	70

Dans ce chapitre, je commence par rappeler les objectifs du programme d'observation exozodi et je rappelle les résultats importants du papier de Ertel et al. (2014). Ce programme visait à détecter des disques de débris chauds autour d'étoiles en séquence principale. Afin d'obtenir un échantillon non-biaisé, j'ai été amenée à rechercher les étoiles binaires encore inconnues pouvant se trouver dans cet échantillon. Parmi les 92 étoiles du programme d'observations, j'ai trouvé cinq nouveaux compagnons jusqu'alors inconnus. Tous se trouvaient autour d'étoiles de type spectral A, ce qui m'a permis de revoir la statistique d'étoiles binaires de type A. Je suis arrivée à la conclusion qu'environ une étoile de type A sur deux est une étoile binaire.

5.1 Le programme d'observation exozodi

Le programme d'observation exozodi (Ertel et al., 2014) fut conduit majoritairement en 2012 avec l'observation en infrarouge proche (bande H – $1.65 \mu\text{m}$) de 92 étoiles de la séquence principale. Ces observations furent conduites au VLTI avec l'instrument PIONIER. Le but de ce programme d'observation était de détecter des exozodis encore inconnus et de réaliser une première analyse statistique de ceux-ci, en regroupant les résultats obtenus avec PIONIER et ceux obtenus avec FLUOR (Absil et al., 2013). Les étoiles furent choisies pour être suffisamment brillantes ($4 < H < 5$) et sans compagnon connu. En effet, la présence d'un compagnon autour d'une étoile peut imiter le signal causé par un disque en provoquant une baisse dans la courbe de visibilité. Toutefois, un compagnon représente un signal asymétrique et dans ce cas, il sera également détecté

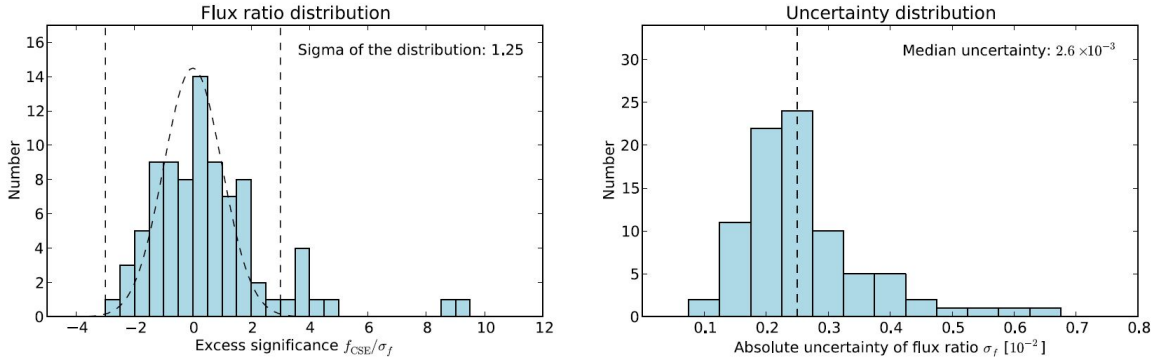


FIGURE 5.1 – À gauche : distribution de l’excès infrarouge. La Gaussienne en traits pointillés représente une Gaussienne d’écart type égal à 1 et permet de surligner le comportement des données. Les traits verticaux correspondent à $f_{CSE}/\sigma_f = \pm 3$. À droite : distribution de l’incertitude sur le rapport de flux disque/étoile. Le trait pointillé vertical représente cette fois l’incertitude médiane (2.5×10^{-3} , Ertel et al. (2014)).

dans les clôtures de phase. Mon rôle principal ici a donc été de déterminer s’il existait ou non des compagnons inconnus dans le programme d’observation exozodi afin de les enlever pour réaliser les statistiques sur les taux de détection de disques. Parmi les 92 étoiles observées, cinq présentaient un compagnon jusqu’alors inconnu et furent retirées du programme d’observation (voir Section 5.2). De l’échantillon de départ, Ertel et al. (2014) ont également retiré deux autres étoiles, l’une à cause d’un compagnon détecté entre les observations et la publication des résultats, et l’autre car il s’agit d’une étoile évoluée. L’échantillon ayant servi à la statistique est donc constitué de 85 étoiles. Dans l’échantillon, la distribution des excès suit une loi Gaussienne d’écart-type égal à 1 (voir Fig. 5.1). Dès lors, la détection d’un excès est considérée comme significative lorsque le rapport de flux est plus grand que l’incertitude à 3σ . Au total, neuf étoiles parmi les 85 ont montré un excès (donnant lieu à un taux d’occurrence de $10^{+4.3}_{-2.5}\%$).

Si nous considérons le taux de détection en fonction du type spectral, il semble décroître pour les étoiles de type plus tardif et suivre la même tendance que les disques de débris froids (Ertel et al. (2014) et références dans ce papier). Cependant dans ce cas, les erreurs statistiques sont telles que cette tendance ne peut être affirmée avec certitude (voir Fig. 5.2, à gauche). Puisque le taux de détection d’exozodis semble suivre la même tendance que le taux de détection de disques de débris froids (plus de détection autour d’étoiles plus précoces), Ertel et al. (2014) ont examiné la corrélation possible entre la présence de poussière froide et de poussière chaude. Intuitivement, nous pouvons penser que la poussière chaude ne pouvant pas être liée à un réservoir local de corps parents (voir Section 3.3), elle aurait besoin d’un réservoir externe produisant également de la poussière froide. Dans ce cas, les étoiles présentant de la poussière froide auraient un taux de détection de poussière chaude plus élevé. Or, Ertel et al. (2014) mettent en évidence que, dans les barres d’erreur, il n’y a pas de corrélation marquée entre présence de poussière froide et chaude (voir Fig. 5.2, à droite). Cependant, ce n’est pas parce que cette corrélation n’a pas été mise en évidence que la poussière froide et chaude ne sont pas liées. En effet, nous ne sommes en mesure de détecter que les disques de débris froids les

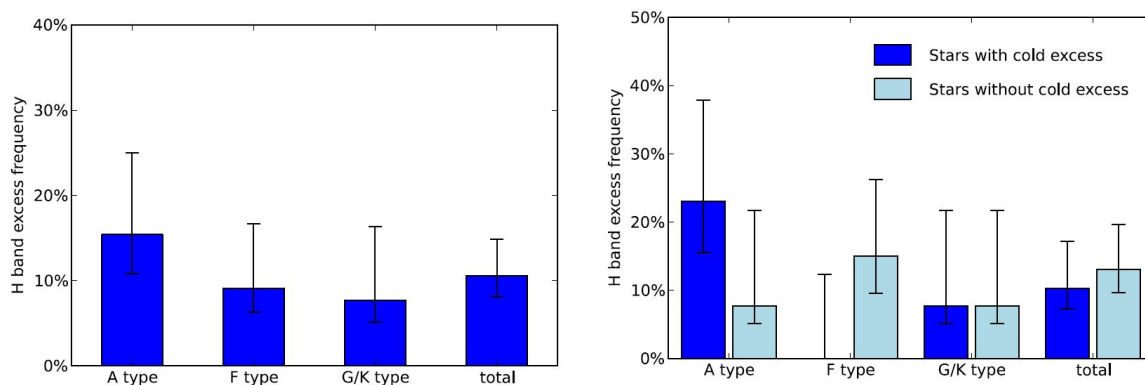


FIGURE 5.2 – Taux de détection d'exozodis en fonction du type spectral (à gauche). Taux de détection d'exozodis en fonction du type spectral et de la présence de poussière froide (à droite, Ertel et al. (2014)).

plus brillants (de l'ordre de 10 fois la densité de notre ceinture de Kuiper, Vitense et al. (2010)) et les différents mécanismes de piégeage ne sont pas pris en compte dans cette étude de corrélation (piégeage par des planètes, piégeage magnétique, etc, voir Section 3.3). Dès lors, il se peut qu'un disque froid de faible densité ne soit pas détecté mais soit tout de même la source de la poussière zodiacale détectée, ce qui expliquerait l'absence de corrélation notée par Ertel et al. (2014).

Enfin, pour les disques de débris, il existe une corrélation entre l'âge de l'étoile et la présence de poussière froide : plus l'étoile est vieille, moins il y a de poussière autour et donc moins nous en détectons (Wyatt et al., 2007b). Ce phénomène intuitif est attribué aux nombreuses collisions qui ont lieu dans les disques de débris et donc à une perte de masse de ces disques dans le temps. Ertel et al. (2014) ont voulu déterminer si cette corrélation se vérifiait pour les exozodis chauds. Ils ont divisé la population d'étoiles en étoiles plus jeunes et plus vieilles que 0.34 Gyr, 1.95 Gyr et 4.47 Gyr respectivement pour les étoiles de type A, F et G/K. Cette manipulation est représentée à la Fig. 5.3 et nous pouvons remarquer une corrélation marginale entre l'âge et la présence de poussière pour les étoiles F et G/K ainsi qu'une absence de corrélation pour les étoiles de type A. Dans l'échantillon total, la tendance est la même que pour les étoiles de type FGK : nous observons un taux de détection plus élevé pour les étoiles les plus vieilles, ce qui paraît totalement contre-intuitif. Ceci pourrait suggérer que l'émission pour les étoiles les plus vieilles provient de phénomènes stellaires.

Un autre point important du papier de Ertel et al. (2014) est la fusion des échantillons VLT/PIONIER et CHARA/FLUOR. L'un des buts de l'instrument PIONIER était d'élargir l'échantillon d'étoiles observées avec CHARA/FLUOR afin d'améliorer la statistique. FLUOR est un instrument fonctionnant en bande K ($2.2 \mu\text{m}$) et dont la sensibilité à 1σ est estimée à 2.7×10^{-3} (contre 2.5×10^{-3} pour PIONIER). Le taux de détection de PIONIER seul est estimé par Ertel et al. (2014) à $10^{+4.3\%}_{-2.5\%}$ contre $28^{+8.0\%}_{-6.0\%}$ pour le taux de détection dans les données FLUOR trouvé par Absil et al. (2013), ce qui est un facteur ≈ 3 plus petit. Cette différence peut s'expliquer par le fait que le rapport de flux dans les données augmente vers les longueurs d'onde plus grandes (voir Fig. 5.4),

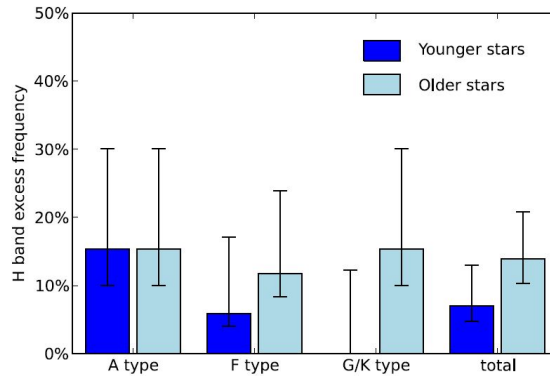


FIGURE 5.3 – Taux de détection d'exozodis en fonction du type spectral et de l'âge des étoiles (Ertel et al., 2014).

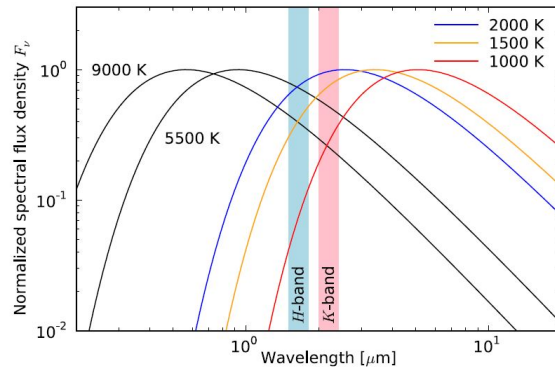


FIGURE 5.4 – Comportement spectral d'un corps noir à différentes températures. Les courbes noires représentent le rayonnement de corps noir d'étoiles typiques du programme d'observation PIONIER et les courbes rouges, bleues et jaunes illustrent le rayonnement de corps noir de la poussière chaude à différentes températures (Ertel et al., 2014).

dès lors, à sensibilité égale, la sensibilité de PIONIER (qui pour rappel observe à $1.65 \mu\text{m}$) sera toujours inférieure à celle de FLUOR.

L'utilisation conjointe des deux échantillons s'est faite en additionnant simplement les deux échantillons, sans corriger le plus faible taux de détection de PIONIER. Grâce à cette fusion, les erreurs statistiques sont réduites (voir Fig. 5.5) et les résultats confirment ce qui avait déjà été trouvé pour le programme d'observation PIONIER seul :

- Le taux de détection diminue plus le type stellaire est tardif ;
- Le fait que la présence de poussière chaude et froide soient non corrélées devient plus évident (bien que restant toujours marginale) ;
- Le fait que les étoiles les plus vieilles semblent abriter plus de poussière chaudes est marginalement confirmé, en particulier pour les étoiles de type F.

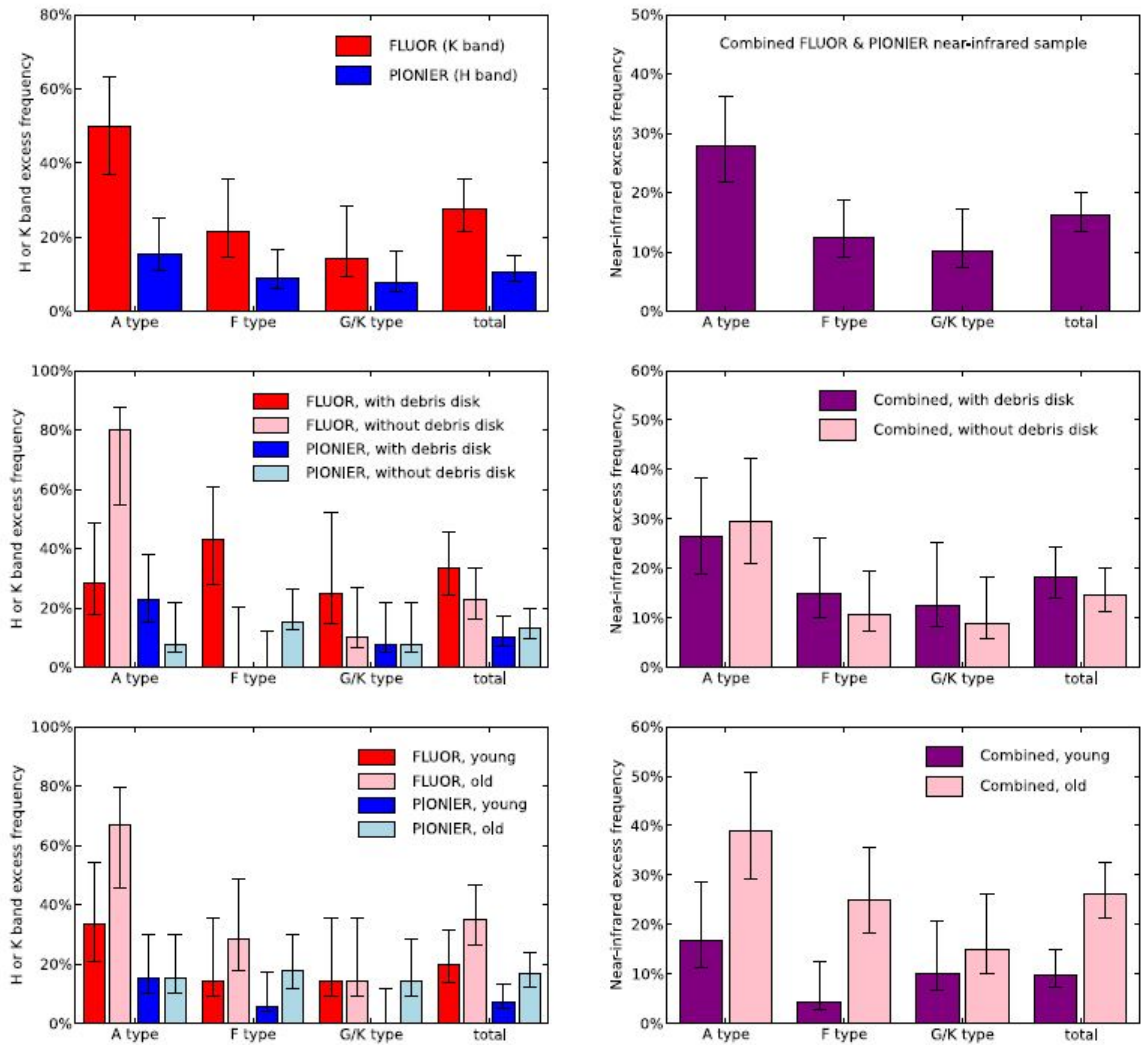


FIGURE 5.5 – Comparaison des deux échantillons FLUOR et PIONIER (à gauche) et résultat correspondant à la fusion des deux échantillons (à droite, Ertel et al. (2014)).

5.2 Article : *Searching for faint companions with VLTI/ PIONIER. II. 92 main sequence stars from the Exozodi survey*

Dans cette section, je reprends mon premier papier scientifique, publié en août 2014 à propos de la recherche de compagnons dans le programme d'observation exozodi mené avec l'instrument PIONIER au VLTI.

La motivation de ce papier est de rechercher les compagnons dans le programme d'observation exozodi afin de fournir un échantillon non biaisé pour étudier la statistique des exozodis chauds. En effet, un compagnon jusqu'alors non détecté peut imiter le signal d'un disque dans les données et donner lieu à une fausse détection. Afin de détecter un compagnon, nous utilisons à la fois les visibilitées (V^2) des franges d'interférence et les clôtures de phase (CP) de façon combinée, via une méthode développée par Absil et al. (2011). La méthode initialement développée par Absil et al. (2011) consiste à analyser uniquement les CP. Comme expliqué à la Section 2.3.2, la CP est obtenue pour des interféromètres à plus de deux télescopes et est sensible aux asymétries du système observé. Pour une source centro-symétrique, la CP est égale à zéro alors que pour une source asymétrique, la CP varie en fonction de l'angle d'observation. Dans notre cas, en utilisant juste les CP, nous avons remarqué que de nombreux faux positifs étaient détectés et c'est pourquoi nous avons décidé d'utiliser les CP et les V^2 de façon conjointe. En suivant le mode opératoire proposé par Absil et al. (2011), nous commençons par réaliser un modèle d'étoile binaire en plaçant un compagnon hypothétique successivement en chaque point du champ de vue de PIONIER et pour une gamme de contraste définie. Pour chaque point du champ de vue et chaque contraste donné, nous comparons le modèle ainsi produit aux données à l'aide d'un test de χ^2 . Cette technique nous fournit un cube de χ^2 qui dépend de la position (x, y) dans le champ de vue et du contraste ρ . Il est alors possible de minimiser le cube selon un paramètre $(x, y, \text{ ou } \rho)$ pour obtenir le meilleur estimateur du paramètre considéré. Pour certains cas, le signal d'un disque peut être tellement important qu'il est visible dans le χ^2 combiné et dans ce cas, il faut aller voir l'ajustement des CP pour s'assurer que la détection fournie par le χ^2 combiné ne provient pas en fait uniquement d'un excès dans les V^2 .

En appliquant cette méthode, cinq nouveaux compagnons stellaires ont été détectés et retirés du programme d'observation exozodi pour calculer la statistique des exozodis chauds. Il s'agit des compagnons de HD 4150, HD 16555, HD 29388, HD 202730 et HD 224392. À partir de ce résultat, j'ai raffiné les statistiques existantes en matière de compagnons stellaires. En effet, les compagnons trouvés étaient tous des compagnons d'étoiles de type A, amenant à cinq nouvelles binaires de type A parmi les 30 observées. De Rosa et al. (2014) ont publié les premiers résultats statistiques sur le programme d'observation VAST et ont trouvé un taux d'occurrence de $33.8 \pm 2.6\%$ pour les compagnons visuels autour d'étoiles A, pour des séparations allant de 30 à 10 000 UA (soit environ de $0.4''$ à $140''$). Dans notre étude, les champs de vue s'étendent typiquement de 1 à 100 mas. En additionnant nos résultats à ceux de De Rosa et al. (2014), nous trouvons un taux d'occurrence de 47% de binaires parmi les étoiles de type A.

Searching for faint companions with VLT/PIONIER

II. 92 main sequence stars from the Exozodi survey^{*,**}

L. Marion¹, O. Absil^{1,***}, S. Ertel^{2,3,4}, J.-B. Le Bouquin^{3,4}, J.-C. Augereau^{3,4}, N. Blind⁵, D. Defrère⁶,
J. Lebreton⁷, and J. Milli^{2,3,4}

¹ Département d'Astrophysique, Géophysique et Océanographie, Université de Liège, 17 Allée du Six Août, 4000 Liège, Belgium
e-mail: marion@astro.ulg.ac.be

² European Southern Observatory, Alonso de Cordova 3107, Vitacura, Casilla 19001, Santiago 19, Chile

³ Univ. Grenoble Alpes, IPAG, 38000 Grenoble, France

⁴ CNRS, IPAG, 38000 Grenoble, France

⁵ Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik, Gießenbachstraße, 85741 Garching, Germany

⁶ Steward Observatory, Department of Astronomy, University of Arizona, 993 N. Cherry Ave, Tucson, AZ 85721, USA

⁷ Infrared Processing and Analysis Center, California Institute of Technology, Pasadena, CA 91125, USA

Received 8 August 2014 / Accepted 6 September 2014

ABSTRACT

Context. The Exozodi survey aims to determine the occurrence rate of bright exozodiacal discs around nearby main sequence stars using infrared interferometry. Although the Exozodi survey targets have been carefully selected to avoid the presence of binary stars, the results of this survey can still be biased by the presence of unidentified stellar companions.

Aims. Using the PIONIER data set collected within the Exozodi survey in 2012, we aim to search for the signature of point-like companions around the Exozodi target stars.

Methods. We make use of both the closure phases and squared visibilities collected by PIONIER to search for companions within the ~100 mas interferometric field of view. The presence of a companion is assessed by computing the goodness of fit to the data for a series of binary models with various separations and contrasts.

Results. Five stellar companions are resolved for the first time around five A-type stars: HD 4150, HD 16555, HD 29388, HD 202730, and HD 224392 (although the companion to HD 16555 was independently resolved by speckle interferometry while we were carrying out the survey). In the most likely case of main sequence companions, their spectral types range from A5V to K4V. Three of these stars were already suspected to be binaries from HIPPARCOS astrometric measurements, although no information was available on the companions themselves so far. In addition to debiasing the statistics of the Exozodi survey, these results can also be used to revise the fraction of visual binaries among A-type stars, suggesting that an extra ~13% A-type stars are visual binaries in addition to the ones detected in previous direct imaging surveys.

Conclusions. We estimate that about half the population of nearby A-type stars could be resolved as visual binaries using a combination of state-of-the-art interferometry and single-aperture imaging, and we suggest that a significant fraction of these binaries remains undetected to date.

Key words. binaries: close – circumstellar matter – techniques: interferometric

1. Introduction

Historically, binary stars have been detected and studied in two main ways: (i) using the orbital motion around the centre of mass that can be measured with spectroscopy (or possibly with astrometry); or (ii) using direct (visual) observations. These two classes of techniques, which can be declined in various flavours, have discovery spaces that may or may not overlap depending on the considered target. In particular, the longest periods reachable by spectroscopy frequently correspond to angular separations too short to be reached with classical imaging observations. This can lead to significant incompleteness when taking a census of binary stars. High angular resolution observations, such as

those provided by infrared interferometry, may help bridge the gap between spectroscopy and classical imaging techniques.

Here, we aim to search for unknown companions around a specific sample of main sequence stars that was built in the context of an unbiased interferometric search for hot debris discs (also known as exozodiacal discs). The main purpose of this survey, presented in a companion paper (Ertel et al. 2014)¹, is to obtain statistically significant information on the occurrence of bright exozodiacal discs around nearby main sequence stars. Binary stars were removed from this sample to prevent contamination of the interferometric observations with spurious circumstellar emission, which would make faint exozodiacal disc detection much more difficult. This selection criterion also avoids gravitational interactions with nearby, massive bodies, which may induce biases by enhancing or disrupting the dusty discs

* Based on observations made with ESO Telescopes at the La Silla Paranal Observatory under programme IDs 089.C-0365 and 090.C-0526.

** Table 1 is available in electronic form at <http://www.aanda.org>

*** F.R.S.-FNRS Research Associate.

¹ See also Absil et al. (2013) for a description of the first part of the Exozodi survey, carried out in the northern hemisphere with the FLUOR instrument on the CHARA array.

around the target stars. The selection of single stars was based on the literature, which, as explained above, may not be complete regarding companions – especially faint and close ones – around these stars.

To make sure that the stars observed within the so-called Exozodi survey, carried out in the southern hemisphere with the Precision Integrated Optics Near Infrared Experiment (PIONIER, [Le Bouquin et al. 2011](#)) visitor instrument at the VLTI, are indeed single stars, we use the full information delivered by PIONIER (including closure phases) to systematically search for companions around all the stars observed within the survey. Doing so, we will be able to determine whether the small near-infrared excess detected around several stars within the survey are effectively due to an extended, mostly symmetric source, or to a point-like companion. This is of utmost importance in order to derive unbiased statistics on the occurrence rate of exozodiacal discs.

After detailing the stellar sample, the observations and data reduction in Sect. 2, we present in Sect. 3 the search method and the detection criterion. The results in terms of newly detected companions are given in that same section. A discussion of each new binary system is given in Sect. 4. We finally discuss the implications of this study in terms of revised binary fractions and the PIONIER sensitivity to faint companions in Sect. 5.

2. Observations and data reduction

The choice of the Exozodi stellar sample was driven by the goal to assess possible correlations between the presence of cold and hot dust around main sequence stars ([Ertel et al. 2014](#)). The targets were selected from a magnitude limited sample of stars known to harbour cold dust in their outer planetary system. An equivalent sample of stars without any detectable cold dust emission (to within the sensitivity limit of far-infrared space-based observatories) was then selected, resulting in an all-sky sample of more than 200 stars. Because of the selection process, the overall sample is biased towards dusty stars (which are less frequent than non-dusty stars in our Galaxy at the sensitivity level of current far-infrared space observatories), although each of the two sub-samples is designed to be free from bias. The stars are more or less equally spread between three spectral type categories: A-type, F-type and G-K-type. All stars have been thoroughly checked for the presence of known (sub-)stellar companions in the literature; any star with a companion more massive than the planet-brown dwarf boundary and at a separation smaller than $5''$ was discarded. A more detailed description of the sample can be found in [Ertel et al. \(2014\)](#).

Ninety-two southern stars from the Exozodi sample were observed with the PIONIER visitor instrument operated on the 1.8-m Auxiliary Telescopes (AT) of the VLTI during four observing campaigns of three nights each from April to December 2012. The observations were conducted in H band on the most compact AT configuration (A1–B2–C1–D0), using the *SMALL* spectral dispersion that splits the light into three spectral channels on the detector. Three consecutive observing blocks (OBs) were obtained for most stars, and care was taken to observe as many stars from each of the dusty and non-dusty categories. The optical path length (OPD) scans ranged from $60 \mu\text{m}$ to $180 \mu\text{m}$ depending on the baseline, and 1024 samples were read per scan to ensure a proper sampling of the fringes. Only the A and C outputs of the ABCD fringe coding scheme were read to speed up the readout.

We used the same data reduction scheme as presented in [Ertel et al. \(2014\)](#), based on the pndrs pipeline and including

the specific calibration strategy developed for the Exozodi survey to optimise the accuracy of the squared visibilities. As a sanity check, we also carried out our study based on a more standard calibration scheme, where the transfer function is averaged over each individual CAL-SCI-CAL-SCI-CAL-SCI-CAL sequence with a weight inversely related to the time separation, as described in [Le Bouquin et al. \(2011\)](#). The final results did not show any significant change.

3. Searching for companions

3.1. Principle of the search

To detect the presence of a companion, we use the closure phases and the squared visibilities in a combined way. Before explaining the details of the method used here, we will summarise the principle of the method used by [Absil et al. \(2011\)](#), which was also used as a first step in our analysis. The search for companions in [Absil et al. \(2011\)](#) was based only on the closure phases. Indeed, the closure phase (CP) is known to be free of instrumental and atmospheric errors to the first order ([Le Bouquin & Absil 2012](#)), and to be sensitive to asymmetries. For a centrosymmetric source, the CP will be strictly zero (or possibly a constant offset from zero due to imperfect CP calibration), while the presence of an off-axis companion will show up as a non-zero closure phase, which varies as a function of time and wavelength. [Absil et al. \(2011\)](#) define a field of view and compute the CP associated with a binary model considering the primary star at the centre of the search region with an off-axis companion of various contrast r starting at $r = 0$, at each point (x, y) of the field of view in the search region. The modelled CP is then compared to the observations to derive the χ^2 goodness of fit for each binary model,

$$\chi_{\text{CP}}^2 = \sum \frac{(\text{CP}_{\text{mod}} - \text{CP}_{\text{data}})^2}{\sigma_{\text{CP}}^2}, \quad (1)$$

thereby creating a χ^2 cube. The cube is then normalised (by division) so that its minimum equals 1, and collapsed along the contrast axis to keep only the best-fitting companion contrast (i.e. minimum χ^2 value) at each position in the search region. The resulting χ^2 map can then be used to derive the probability for the single-star model to adequately represent the data, based on the χ^2 distribution under Gaussian noise assumption (see [Absil et al. 2011](#), for details). If this probability is below a pre-defined threshold, the single-star model can be rejected and the best-fit binary solution is then considered as statistically significant. In [Absil et al. \(2011\)](#), the threshold is fixed at a 3σ level, i.e. at a probability of 0.27% under the Gaussian noise assumption.

In the present study, we noticed that the use of the sole CP leads to a large number of barely significant detections, with significance levels (i.e. signal-to-noise ratios) between 3 and 4σ . It was not obvious to discriminate whether these were true detections or false positives. As a consequence, in addition to the CP, we use the squared visibilities (V^2), which are expected to show deviations from the single-star model if a companion is present. As in [Absil et al. \(2011\)](#), we compute a binary model considering the primary star at the centre of the search region with an off-axis companion of various contrast r (starting at $r < 0$ as explained in Sect. 3.3) at each point (x, y) of the search region. In the present case, we can safely assume that both the primary and the secondary stars are unresolved, since most of our targets have an angular diameter smaller than 1 mas ([Ertel et al. 2014](#)) and as the observations are carried out on the most compact AT configuration, which provides an angular resolution of the order of

5 mas. Then, we compute the CP and the V^2 for each model and derive a combined goodness of fit,

$$\chi^2 = \underbrace{\sum \frac{(V_{\text{mod}}^2 - V_{\text{data}}^2)^2}{\sigma_{V^2}^2}}_{\chi_{V^2}^2} + \underbrace{\sum \frac{(\text{CP}_{\text{mod}} - \text{CP}_{\text{data}})^2}{\sigma_{\text{CP}}^2}}_{\chi_{\text{CP}}^2}. \quad (2)$$

Here again, this is done for each binary model to obtain a $\chi^2(x, y, r)$ cube. The same procedure as in Absil et al. (2011) is then repeated to assess the presence of a companion. This new method is more robust as we need to have a signature in both the CP and V^2 to detect a companion. We note however that the V^2 is also sensitive to centro-symmetric circumstellar emission, which creates a drop in visibility at all baselines (di Folco et al. 2007). Sometimes, the signature of a disc can be so strong that the combined χ^2 is relatively high. To discriminate this kind of situation and identify bona fide point-like companions, we inspect the χ^2 maps individually for the CP and the V^2 . Indeed, if a companion is present, its signature will be seen in both maps (generally at the same position, except for marginal detections), while a disc will only show up in the $\chi_{V^2}^2$ map (assuming a symmetric disc). Furthermore, a small offset in the CP due to imperfect calibration could simulate a companion (false positive detection). In this case, the detection will generally not show up in the $\chi_{V^2}^2$ map. In some cases, the χ^2 maps for both the CP and the V^2 show a significant detection, but not at the same position. These cases need to be investigated more carefully (e.g. by looking at secondary peaks in the χ^2 maps) to draw definitive conclusions, when possible.

3.2. Defining the search region

There are two main limitations to the detection of faint companions with interferometry: the dynamic range in the observations, and the limited field of view. Before starting our search for companions, we first need to define a suitable search region. This region is limited, as explained in Absil et al. (2011), by three factors. The first relates to the beams being injected into single-mode fibres for modal filtering and beam combination. As explained in Absil et al. (2011), we can consider that the PIONIER fibres have a Gaussian transmission profile with a full width at half maximum of 420 mas under typical turbulence conditions at Paranal. Second, the fringe packets associated with the primary star and its companion need to be within the OPD scan length and to partially overlap in order to contribute to the coherent signal measured by the PIONIER data reduction pipeline. The shortest scans performed by PIONIER are about $60 \mu\text{m}$ long, and we estimate the size of one fringe packet to be $\lambda^2/\Delta\lambda \simeq 27 \mu\text{m}$ when the H band signal is dispersed onto three spectral channels. The maximum OPD separation (ΔOPD) between the two packets can therefore not exceed $27 \mu\text{m}$. This separation is related to the angular separation $\Delta\theta$ of the two objects in the sky: $\Delta\text{OPD} = B\Delta\theta \cos \alpha$, with $B \cos \alpha$ the projected baseline. Considering a maximum baseline $B = 36 \text{ m}$, we find a maximum angular separation $\Delta\theta_{\text{max}} \simeq 150 \text{ mas}$.

The last limitation to the field of view comes from the need to properly sample the closure phase variations as a function of wavelength: companions located too far away can create aliasing inside the search region if their closure phase signal has a period shorter than four times the spectral channel size (for Nyquist sampling). This phenomenon can be partly mitigated by repeating the observations in time. Here, we only have three consecutive OBs for most of our targets. We will therefore compute a

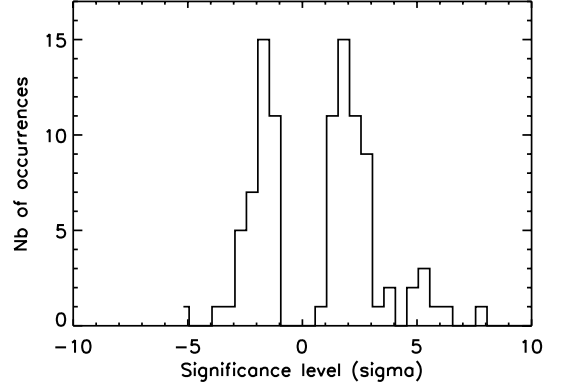


Fig. 1. Statistics of the (signed) significance level for the 92 stars based on the combined χ^2 , taking into account the CP and V^2 . Four stars with a significance level higher than 10σ are not represented here for the sake of clarity.

pessimistic non-ambiguous field of view as if we only had one sample in time for each star. As already detailed by Absil et al. (2011), the period in the closure phase signal is roughly given by $^2 P_\lambda \simeq \lambda^2/(B\Delta\theta - \lambda)$, and must be larger than four times the spectral channel size ($0.1 \mu\text{m}$ here). This lead to $\Delta\theta_{\text{max}} \simeq 87 \text{ mas}$ for our mean baseline $B \simeq 20 \text{ m}$. We will therefore consider a search region of about 100 mas in this study. It must be noted that companions located up to 150 mas can nonetheless have a significant signature in our data.

3.3. Defining the detection criterion

To determine whether or not a companion is detected, we use, as explained in Sect. 3.1, the significance level of the detection, which can be associated with a given confidence level if the underlying probability distribution function is known. The threshold above which a detection will be identified must however be chosen with care. A 3σ significance level was used by Absil et al. (2011), following common practice in presence of Gaussian noise. This choice is however not straightforward, and can be backed up by studying the noise properties of the data set. This can conveniently be done by including negative contrasts for the off-axis companions in the definition of our combined χ^2 cube. While non physical, negative companions can be used to represent positive fluctuations in the V^2 (i.e. situations where the measured V^2 is higher than the expected V^2 from the photosphere). Negative companions do not significantly affect the CP, which can take both positive and negative values. A negative companion would indeed produce the same CP signature as a positive companion located on the opposite side of the star. In the following, we associate negative significance levels with negative companions. The histogram of the significance levels for our complete sample (listed in Table 1) is illustrated in Fig. 1, where the range of the plot has been limited to $[-10, 10]$ for the sake of clarity. The negative part of the histogram does not contain any astrophysical signal, and can therefore be used as a reference to study the noise properties of our sample. The absence of significance levels close to 0σ in the histogram can be explained by the fact that, in presence of noise and because of the

² This formula can be obtained if we assume that the periodicity in the V^2 and in the CP are the same. Using a mean baseline B , we can then determine $\Delta\lambda$ using the 2π periodicity of the $\sin(2\pi B\theta/\lambda)$ term in the V^2 formula, i.e. $2\pi B\theta/\lambda = 2\pi B\theta/(\lambda + \Delta\lambda) + 2\pi$.

Table 2. Summary of the stars showing a significance level higher than 3σ based on the analysis of the combined χ^2 (CP+ V^2).

Name	Date	Significance (CP+ V^2)	Significance (CP only)	Significance (V^2 only)	Nature
HD 2262	2012 Oct. 16	3.9	2.9	5.0	disc
HD 4150	2012 Dec. 17	7.7	3.7	7.9	companion
HD 15008	2012 Jul. 24	4.9	2.3	5.4	disc
HD 15798	2012 Oct. 16	6.3	2.0	14.0	(see Sect. 3.4)
HD 16555	2012 Dec. 18	105.3	26.1	212.7	companion
HD 20794	2012 Oct. 15	2.2	4.5	2.1	disc
...	2012 Dec. 17	4.0	1.8	6.0	...
HD 23249	2012 Oct. 15	2.9	2.7	5.9	disc
...	2012 Dec. 16	4.8	5.0	7.8	...
HD 28355	2012 Dec. 15	5.2	2.4	7.9	disc
HD 29388	2012 Dec. 16	111.7	53.6	130.1	companion
HD 39060	2012 Oct. 16	5.8	2.3	7.8	disc
HD 108767	2012 Apr. 30	3.1	1.7	3.6	disc
HD 202730	2012 Jul. 24	12.2	6.7	21.3	companion
HD 224392	2012 Jul. 26	15.1	20.4	7.7	companion

Notes. The significance of the detection based on the separate analysis of the CP and the V^2 is also given, and used to classify the nature of the detected excess between disc (no significant CP signature) and companion (significant CP signature).

limited number of observations, it is always possible to obtain a better fit to our data sets by inserting a companion somewhere in the field of view rather than using the single-star model (a significance level of 0 would only happen if the data were in perfect agreement with the single-star model).

Out of the 92 stars in our sample, 38 show a negative significance level, while 54 show a positive significance level (see Fig. 1 and Table 1). This suggests that around 16 stars in our sample have circumstellar emission emanating from a disc or a companion. This is consistent with the nine hot exozodiacal discs identified by [Ertel et al. \(2014\)](#) and the six companions described in the next section. From the 38 stars with a negative significance level, only three are located below -3σ . While the distribution of the significance level looks far from Gaussian in Fig. 1, we decide to use 3σ as our detection criterion. From the negative part of the histogram, we expect that three of the thirteen stars showing a significance level higher than 3σ could be false positive detections. All thirteen stars will be carefully inspected to assess the possible presence of such false positives.

3.4. Results of the search

Table 2 lists all the stars that have a significance level higher than 3σ for the combined χ^2 analysis. As already mentioned in Sect. 3.1, by looking separately at the χ^2 maps for the CP and V^2 , we can readily discriminate between a companion and a disc. This is done in Table 2, where the significance levels are given based on the analysis of the CP and of the V^2 separately. The eight stars having a significance level below 3σ in the analysis of the CP, while showing a significant detection in the V^2 analysis, are understood to be surrounded by a circumstellar disc rather than a companion. Seven of these stars are indeed among nine stars identified by [Ertel et al. \(2014\)](#) as having a bright exozodiacal disc. A special note must be added to HD 15798, which was very recently shown by [Tokovinin et al. \(2014\)](#) to host a faint companion at an angular distance of $0''.21$, thanks to speckle interferometry observations. This companion, located outside the PIONIER search region, could not have been detected with the search method used here, as the fringe packets of the two stars are separated on most baselines (or even not within the OPD scanning range on some baselines). Its contribution is therefore

considered mostly as incoherent light in the PIONIER data reduction pipeline. With an I-band contrast of four magnitudes, this companion is most probably at the origin of the V^2 drop observed by PIONIER for HD 15798. It is difficult to derive the H -band contrast of this companion from our observations, because of the way its contribution to the coherent flux is handled by the PIONIER pipeline, and because it is significantly affected by the off-axis transmission profile of the PIONIER instrument.

The five remaining stars (HD 4150, HD 16555, HD 29388, HD 202730 and HD 224392) are identified as having an off-axis companion. This classification is backed up by a careful inspection of the χ^2 maps separately for the CP and V^2 : to validate the detection of an off-axis companion, the two maps should have their minima (or sufficiently deep local minima) at the same position. This is the case for four of our five newly identified binary stars (see Fig. 2). Only HD 224392 shows a somewhat suspicious behaviour, where the various χ^2 maps do not show local minima at the same position (see bottom row of Fig. 2). This star will be the subject of a forthcoming study ([Borgniet et al., in prep.](#)), where the binarity of the source is confirmed by further observations. We will therefore not make further comments on this star in the present manuscript. Two additional stars show a potential signature of companion: HD 20794 and HD 23249. They both have a significance higher than 3σ in their combined χ^2 map for one of two epochs. A closer inspection of the individual χ^2 maps reveals that the positions of the minima do not match, which indicate that the excess emission is most probably due to a circumstellar disc rather than a point-like companion.

A summary of all the newly found companions (excluding HD 224392) can be found in Table 3, where we also give the contrast and position of the detected companions. Surprisingly, two of them show a best-fit contrast of 0.5 or larger. The reason why such bright companions had not been revealed to date by other observations will be discussed in Sects. 4 and 5.

4. Properties of the detected companions

Here, we describe the properties of the newly found companions and of their host stars, and we give a rough estimation of the orbital period. It is indeed most probable that the detected companions are gravitationally bound to their host star. The probability

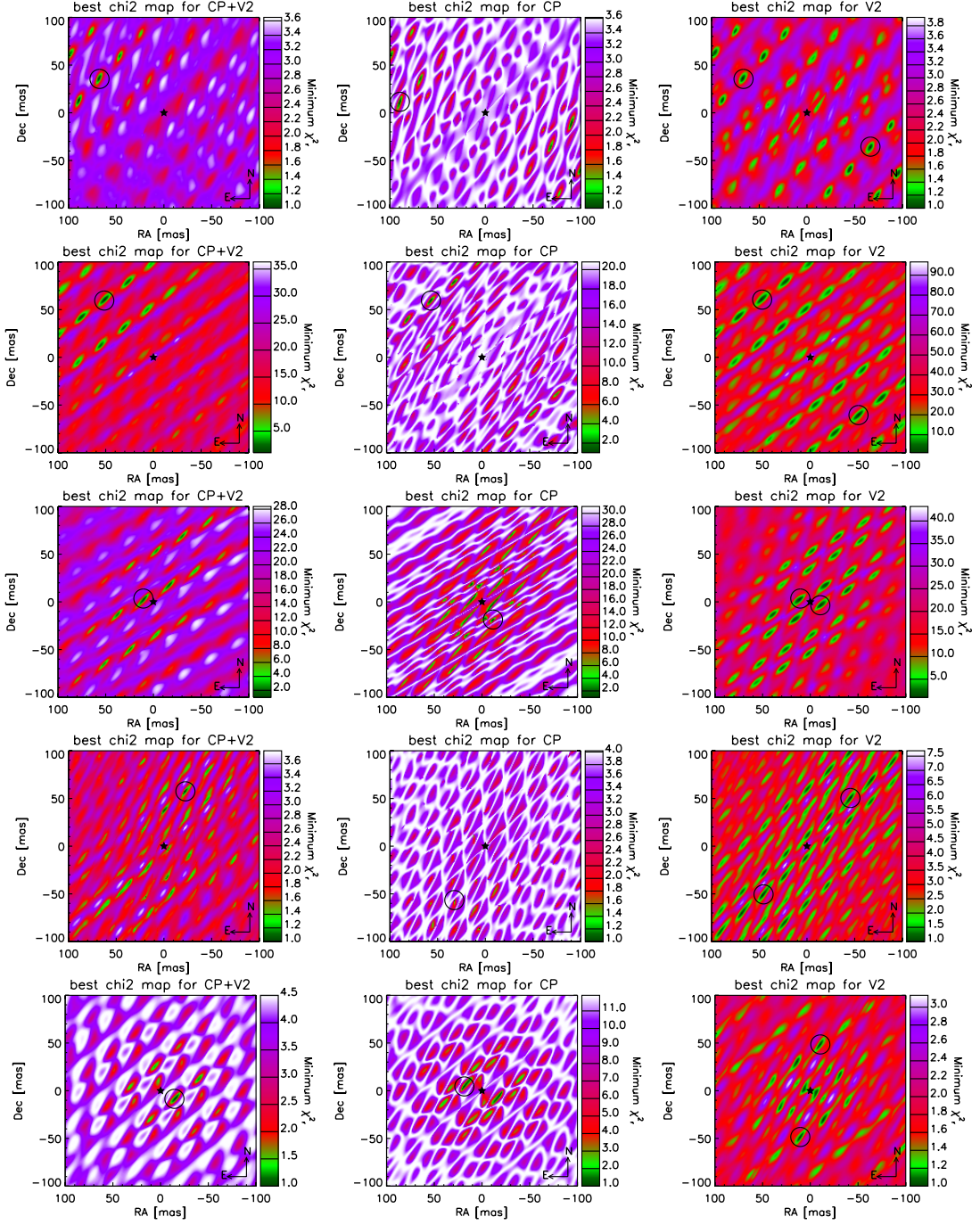


Fig. 2. Normalised χ^2 maps of the combined CP+ V^2 (left), the CP alone (middle) and the V^2 alone (right), for the five stars identified as having an off-axis companion: HD 4150, HD 16555, HD 29388, HD 202730, and HD 224392 (from top to bottom). The black circles indicate the positions of the minima in the maps. Two identical minima always appear on both sides of the star for the V^2 , because of the well-known 180° ambiguity.

of finding such bright background (or foreground) objects inside the tiny PIONIER field of view can be computed by evaluating the density of stars of magnitude inferior or equal to the detected companions in the immediate neighbourhood of the primary stars. We estimate this density by querying the 2MASS catalogue (Skrutskie et al. 2006) within a radius of 1° around the four stars: the probability of finding an unrelated background

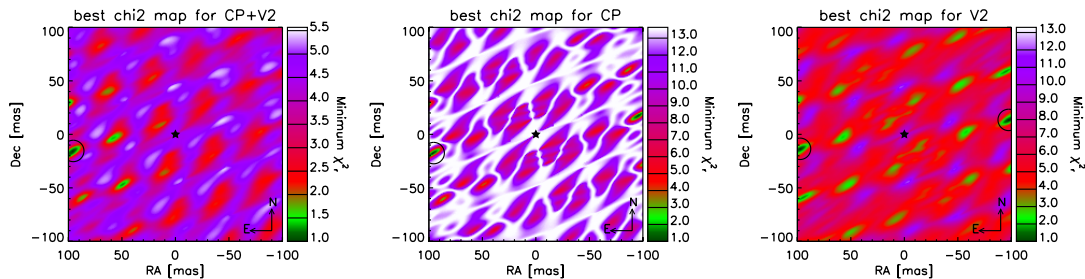
object as bright as the detected companions within the PIONIER field of view is never larger than a few 10^{-8} .

4.1. HD 4150

Also known as eta Phe, HD 4150 (HIP 3405, HR 191) is an A0IV star surrounded by a cold debris disc (Su et al. 2006).

Table 3. Main properties of the newly detected companions and their host stars (excluding HD 224392, which will be discussed in a forthcoming paper).

Name	RA	Dec	Distance (pc)	Star		Companion		
				Spectral type	H (mag)	Separation (mas)	PA (deg)	Contrast (%)
HD 4150	00:43:21	-57:27:47	75.5	A0IV	4.35 ± 0.08	90.5 ± 2.2	84.0 ± 2.2	2.3 ± 0.4
HD 16555	02:37:24	-52:32:35	45.6	A6V	4.60 ± 0.02	78.7 ± 1.6	40.9 ± 0.3	51 ± 4
HD 29388	04:38:09	+12:30:39	47.1	A6V	3.94 ± 0.01	11.1 ± 0.2	71.6 ± 0.05	3.1 ± 0.2
HD 202730	21:19:51	-53:26:57	30.3	A5V	4.22 ± 0.07	61.7 ± 1.2	-21.4 ± 0.8	87 ± 14

Notes. The H magnitudes are taken from 2MASS (Skrutskie et al. 2006), except in the case of HD 29388, for which the magnitude is from Kidger & Martín-Luis (2003).**Fig. 3.** Same as Fig. 2 for the second epoch observation of HD 4150, obtained on 9 August 2013 with PIONIER operated in K band on the compact AT configuration.

It belongs to a visual double system according to the WDS (Mason et al. 2001) and the CCDM (Dommangenet & Nys 2002) catalogues. The previously detected visual companion is faint ($V = 11.5$, Dommangenet & Nys 2000) and located at about $20''$ from the primary. It is therefore not expected to affect our interferometric measurements in any way. In addition, HD 4150 is classified as an astrometric binary based on the comparison of the Tycho-2 and HIPPARCOS astrometric catalogues (Makarov & Kaplan 2005; Frankowski et al. 2007), which show discrepant proper motions. The star also shows an acceleration of -6.41 ± 0.99 mas/yr² in right ascension and 1.59 ± 0.98 mas/yr² in declination as measured by HIPPARCOS (Makarov & Kaplan 2005). No orbital solution is given, however, and the nature of the companion is unknown.

Two important properties can be estimated from the contrast and angular separation found in Sect. 3.4: the spectral type and the orbital period. We derive the spectral type by assuming a main sequence companion of lower mass than the primary. This is most likely, as a more massive, post-main sequence companion would be brighter than the primary, while a white dwarf would be much fainter and would remain undetected. The H -band flux ratio amounts to 0.023 ± 0.004 , which corresponds to $\Delta H = 4.1 \pm 0.2$. Taking the magnitude and distance of HD 4150 into account, the companion has an absolute magnitude $M_H = 4.1 \pm 0.2$, which corresponds roughly to a K1V star according to Cox (2000). A lower bound can then be given on the period of the orbit, assuming a face-on system. The measured angular separation corresponds to a linear separation of 6.8 AU. Using Kepler's third law and an estimated mass of $2.82 M_\odot$ for the primary (Gerbaldi et al. 1999), we derive a minimum period of about 9.5 years. This estimated period is consistent with an astrometric detection of the companion (Makarov & Kaplan 2005). It is therefore likely that the companion detected within the present study is the source of the astrometric signature.

To monitor the orbital movement of the companion, a second observation of the system was obtained on 9 August 2013

with PIONIER operated at K band on the same AT configuration (programme ID 091.C-0597). The companion is recovered with a contrast of 0.041 ± 0.004 at an angular separation of 96.8 ± 2.4 mas and position angle of $-99.2^\circ \pm 1.1^\circ$ (see Fig. 3). The increase in the angular separation reveals that the orbit is not face on, if circular. Nevertheless, assuming a face-on, circular orbit and a period of 9.5 years, we estimate that the companion should have moved by about 24° on its orbit. This is of the same order as the difference in position angle between the two epoch (15°). We conclude that the companion is most probably on a slightly inclined and/or eccentric orbit with a period slightly longer than 10 years. We note that the measured K -band contrast points towards a slightly more massive companion, with a spectral type around G5V. More observations will need to be performed to nail down the orbital parameters and spectral type of the companion.

4.2. HD 16555

Eta Hor (HD 16555, HIP 12225, HR 778) is an A6V star classified as a stochastic astrometric binary by Frankowski et al. (2007). Despite the stochastic character of the astrometry (i.e. the impossibility of finding a suitable orbital solution based on the HIPPARCOS astrometry), Goldin & Makarov (2007) propose an orbital solution with a semi-major axis of $23.1^{+1.6}_{-1.0}$ mas and period of 3.0 yr. No information can however be derived on the nature of the companion. Later on, eta Hor was observed with adaptive optics, showing only a possible (yet unconfirmed) faint companion at $4''.9$ (Ehrenreich et al. 2010), which is not expected to affect our interferometric observations in any way. More recently, the star was resolved as a binary by speckle interferometry (Hartkopf et al. 2012), showing the presence of a bright companion ($\Delta I = 0.7$ mag, $\Delta y = 1.4$ mag) at an angular separation of 70.3 mas and a position angle of $60^\circ.4$ (Besselian epoch of observation: 2011.0393 yr). This publication came out after we

finalised the sample selection for the Exozodi survey, which explains why this star was nonetheless observed during our survey.

The companion found in our observations, showing a contrast $\Delta H \simeq 0.7$ at an angular separation of 78.7 mas (i.e. projected linear separation of 3.6 AU) and position angle of $40^\circ.9$, seems to match well the Hartkopf et al. (2012) discovery. It however hints at a significantly eccentric and/or inclined orbit. Although the current astrometric information is too scarce to confirm it, this visual binary could also match the stochastic astrometric solution proposed by Goldin & Makarov (2007). A face-on, circular orbit with a semi-major axis of 3.6 AU would indeed have a period of about 3.7 yr, which is in line with the 3.0 yr period found by Goldin & Makarov (2007).

Finally, we can infer the spectral type of the companion from the measured contrast. With an absolute H-band absolute magnitude $M_H = 1.31 \pm 0.02$ for the primary and a contrast $\Delta H = 0.73 \pm 0.08$, the companion has an estimated absolute magnitude $M_H = 2.04 \pm 0.08$, which gives an F0V spectral type according to Cox (2000).

4.3. HD 29388

90 Tau (HD 29388, HIP 21589, HR 1473) is an A6V member of the Hyades cluster. It hosts a cold debris disc (Su et al. 2006). Although it was observed by speckle interferometry (Patience et al. 1998), no sign of binarity was found so far around that star to our knowledge, despite being extensively observed since the 1950s as a chemically peculiar member of an open cluster. 90 Tau is nevertheless listed as a member of a double system in Simbad, but with only a faint visual companion at a distance of about $120''$. The companion discovered here is thus completely new.

With an absolute magnitude $M_H = 0.71 \pm 0.01$ for its primary star and a contrast $\Delta H = 3.77 \pm 0.07$, the companion has an absolute magnitude $M_H = 4.48 \pm 0.07$, which corresponds to a K4V star according to Cox (2000). Assuming a face-on, circular orbit with a semi-major axis of 11.1 mas (0.52 AU), the period would be around 84 days. This can be considered as a minimal period for the system.

4.4. HD 202730

Tet Ind (HD 202730, HIP 105319, HR 8140) has been known to host a visual G0V companion (GJ 9733 B) since the 19th century. Its angular separation has been measured over 150 years and is well approximated with a linear motion in the Catalog of Rectilinear Elements³. In July 2012, the companion is expected to be separated by about $7''.2$ from the primary, which is comfortably outside the PIONIER field of view (and even outside the AT field of view). Tet Ind has also been shown to have a constant radial velocity in the survey of Lagrange et al. (2009). The discovery of a nearly equal flux companion therefore comes as a surprise.

Based on the measured contrast ($\Delta H = 0.15 \pm 0.17$), we estimate the companion to have an A5V spectral type like the primary. The odds for a face-on orbit are high (no radial velocity variations detected). Assuming a circular orbit, the period would then be around 1.3 years.

³ <http://www.usno.navy.mil/USNO/astrometry/optical-IR-prod/wds/lin1>

5. Discussion

5.1. A population of undetected stellar companions?

Five binary stars were identified in this study. In addition to the four stars discussed in Sect. 4, we include here HD 224392, whose companion will be discussed in a forthcoming paper (Borgniet et al., in prep.). This is an A-type star, just as the four others are. The fact that five stars among the 30 supposedly single A-type stars⁴ of the Exozodi sample were revealed to be binaries deserves some further discussion.

Historically, many dedicated studies have been carried out to quantify the number of binaries in the solar neighbourhood, showing higher multiplicity rates around more massive stars (see Duchêne & Kraus 2013, for a recent review). A lot of papers were published regarding the multiplicity of solar-type stars (F-G stars), including e.g. censuses of binaries within 25 pc (Raghavan et al. 2010) and within 67 pc (Tokovinin 2014a,b). Later spectral types have also been extensively addressed, including a quasi-complete sample within 10 pc in Henry et al. (2006). Even brown dwarfs have had their share of multiplicity studies (see Burgasser et al. 2007, for a review). However, when it comes to earlier spectral types, and A-type stars in particular, assessing the multiplicity is much more challenging. One of the main reasons is that classical spectroscopic methods do not work very well in the case of A-type stars, for which the spectral lines are generally broadened by high rotational velocities (typically $100\text{--}200\text{ km s}^{-1}$) and usually blended. Spectroscopic surveys of A-type stars are therefore much less sensitive and complete than for solar-type stars. They have mostly targeted chemically peculiar A-type stars so far (e.g. Carrier et al. 2002; Carquillat & Prieur 2007). A new method for radial velocity measurements has only recently been proposed to survey intermediate-mass stars (Galland et al. 2005), enabling the search for substellar companions, although with an RV accuracy much worse than for solar-type stars.

Systematic searches for visual companions around A-type stars also face a significant challenge, i.e. the steep mass-luminosity relationship, which makes low-mass companions hard to detect. Only recently have large-scale, dedicated (AO-assisted) surveys been conducted, including most notably the VAST survey (De Rosa et al. 2011). The first results of this survey, targeting an incomplete sample of 435 A-type stars out to 75 pc, show that $33.8 \pm 2.6\%$ of A-type stars are visual binaries in the separation range between 30 to 10 000 AU (i.e. about $0''.4$ to $140''$). A significant gap however remains between the realm of spectroscopic binaries and the visual binary domain. The study of astrometric binaries from the HIPPARCOS catalogue partly fills that gap, but the nature of the detected companions, and even their orbital parameters, are generally not well constrained. Interferometry offers an attractive way to fill that gap, as recently proposed for massive stars (Sana et al. 2014), before GAIA revolutionises the field.

With the present study, we address a separation range (1–100 mas) that has only been partially scraped by speckle interferometry in the past (e.g. Mason et al. 2013; Tokovinin et al. 2014). Among the five stars resolved as binaries within the present survey, only one was unambiguously identified as a visual, gravitationally bound, binary before the start of our survey (HD 202730, which has a companion at $7''.2$). The four others are new visual binaries, although the companion to HD 16555 was independently published by Hartkopf et al. (2012). We can

⁴ Although we recognise that two of them have been classified as astrometric binaries in the literature.

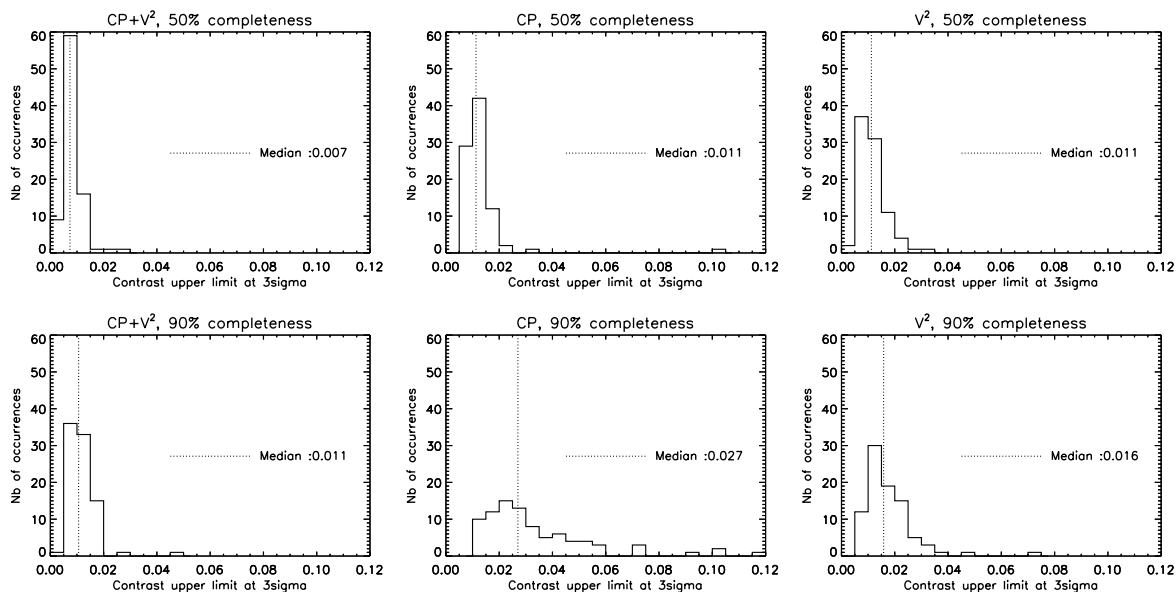


Fig. 4. Histogram of the 3σ contrast upper limit for 50% (*top*) and for 90% (*bottom*) of the field of view, for the combination of CP and V^2 (*left*), the CP only (*middle*), and the V^2 only (*right*).

therefore consider that four out of 30 (i.e. $13.3^{+8.6}_{-4.0}\%$) A-type stars in our sample revealed to be unknown visual binaries. Adding this to the previous result of De Rosa et al. (2014) suggest that about 47% of A-type stars are visual binaries for angular separations ranging from 1 mas to $140''$, although a gap remains between the outer edge of the PIONIER field of view (~ 100 mas) and the inner edge of the De Rosa et al. (2014) survey ($0''.4$). This gap could adequately be covered by more systematic speckle interferometry or sparse aperture masking observations. For instance, as explained in Sect. 3.4, the F5V star HD 15798 was recently shown to host a faint companion at an angular distance of $0''.21$ by Tokovinin et al. (2014).

Based on this discussion, it is legitimate to ask oneself how many more close companions remain undiscovered around A-type stars in the solar neighbourhood. Our study suggests that, even after a careful target selection, five out of 30 (i.e. 17%) A-type stars still have a stellar companion within an angular separation range that critically affects interferometric observations. Using A-type stars as calibrators for interferometric observations should therefore be avoided as much as possible. We also note that, despite our efforts to search the literature for the signs of faint companions, some of the hot exozodiacal disc detections claimed within our CHARA/FLUOR survey of debris disc stars (Absil et al. 2013) could also be due to unknown, close companions. Assuming that up to 17% of the observed A-type stars in the CHARA/FLUOR survey have a unknown faint companion within the FLUOR field of view (similar to the PIONIER field of view) would still preserve a hot exozodiacal disc occurrence rate significantly larger around A-type stars ($\sim 33\%$) than solar-type stars ($\sim 18\%$) in that survey.

5.2. On the PIONIER sensitivity

In the case of non detections (79 stars out of 92 in our sample), we can determine an upper limit on the presence of a companion as a function of the position in the field of view, using the χ^2 statistics as explained in Absil et al. (2011). The resulting

sensitivity map can then be used to derive the median sensitivity (i.e. sensitivity achieved for 50% of the positions within the search region). We can also define the sensitivity at a higher completeness level, e.g. the sensitivity reached for 90% of the positions within the search region. In order to deduce the typical sensitivity of PIONIER in survey mode (3 OBs per target), we produced the histograms of the sensitivity levels for all stars showing no near-infrared excess. These histograms give us the sensitivity to companions in 50% or 90% of the search region at a significance level of 3σ for the CP, the V^2 , and the combination of the two. They are illustrated in Fig. 4. We deduce from this figure that the sensitivity of PIONIER is around 1% when using the CP and the V^2 in a combined way (median sensitivity of 0.7%, percentile 90 sensitivity of 1.1%).

Figure 4 also gives interesting information on the sensitivities of the CP and V^2 individually. They show a similar median sensitivity level ($\sim 1\%$), but the situation changes when considering a completeness level of 90%, for which the sensitivity of the CP (2.7%) degrades much more than for the V^2 (1.6%). This is somewhat surprising as the closure phases are generally thought to be more sensitive to the presence of faint companions. To investigate the origin of this unexpected behaviour, we make use of the magnification factor defined by Le Bouquin & Absil (2012) for the CP,

$$m_{\text{CP}} = \sin(\alpha_{12}) + \sin(\alpha_{23}) - \sin(\alpha_{12} + \alpha_{23}), \quad (3)$$

where $\alpha_{ij} = 2\pi \mathbf{B}_{ij} \cdot \mathbf{\Delta} / \lambda$, with \mathbf{B}_{ij} the baseline vector, $\mathbf{\Delta}$ the apparent binary separation vector, and \cdot the scalar product. This purely geometric factor captures the amplification of the CP created by an off-axis companion as a function of its position in the field of view. It is possible to define an equivalent magnification factor for the visibilities, assuming an unresolved primary star,

$$m_{V^2} = \sum_{ij} (1 - V_{ij}^2), \quad (4)$$

with V_{ij}^2 the squared visibility for baseline ij . This definition gives the cumulated drop of visibility created by the companion

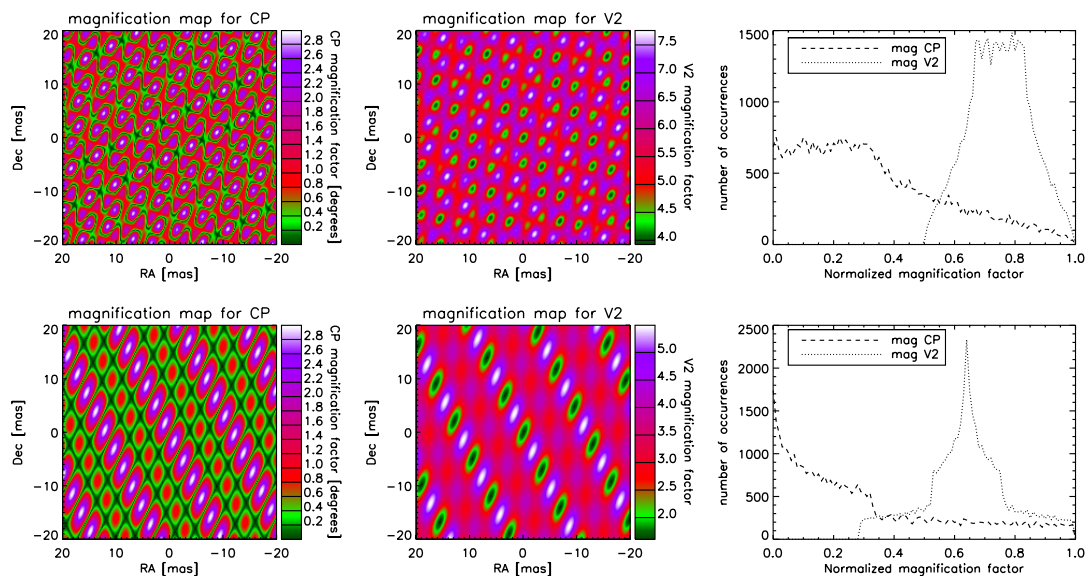


Fig. 5. Maps of the magnification factor in absolute value for the CP (*left*) and the V^2 (*middle*), together with the normalised histograms for both magnification maps, for two different telescope configurations: A1–K0–G1 (triangular configuration, *top*) and D0–G0–H0 (linear configuration, *bottom*).

on all baselines; the larger the drop, the more conspicuous the companion. The magnification maps for two different three-telescope configurations of the VLTI sub-array are given in Fig. 5. The absolute value of the magnification factor is plotted to reveal more clearly the blind spots (green-black regions). We can easily note that, in both configurations, the closure phase magnification map comprises many more regions where the magnification factor is close to zero. This is probably related to the fact that the magnification for the CP ranges between negative and positive values, while the magnification for the V^2 is always positive. The closure phase therefore shows many more blind spots, where the presence of a companion would not show up in the data. This becomes even clearer in the histograms plotted in Fig. 5 (right), where we see that most of the occurrences for m_{CP} are close to zero. Even though the CP are arguably more robust than the V^2 for the detection of a companion, the poor coverage of the field of view limits the completeness of the search at a given contrast level. We conclude that taking into account the V^2 is highly recommended when searching for faint companions, despite the possible presence of false positives in the combined χ^2 related to circumstellar discs.

6. Conclusions

In this paper, we have systematically searched for companions around the 92 stars observed within the Exozodi survey, which aims to unveil the occurrence rate of bright exozodiacal discs around nearby main sequence stars using infrared interferometry. Based on our VLTI/PIONIER observations, five new companions are resolved around HD 4150, HD 16555, HD 29388, HD 202730, and HD 224392, although three of these stars (HD 4150, HD 16555 and HD 224392) were already suspected to be binaries based on HIPPARCOS astrometry, and one of the binaries (HD 16555) was independently resolved by speckle interferometry while we were carrying out our survey. All these companions happen to be detected around A-type stars. They

have estimated spectral types ranging from K4V to A5V, assuming that they are all on the main sequence. The fact that such bright companions have remained undiscovered to date led us to discuss how our observations affect the current estimation of binary fraction around A-type stars. In particular, based on our discoveries, the fraction of visual binaries increases from about 34% to about 47%. These serendipitous discoveries suggest that a significant fraction of supposedly single A-type stars are still undetected binaries. The Exozodi data set also allowed us to study the sensitivity of PIONIER to off-axis companions in its survey mode (3 OBs per star), showing a typical contrast limit of 1%. Finally, we conclude that using the squared visibilities together with the closure phases in the search for companions is crucial for maximising the completeness of the search.

Acknowledgements. The authors thank the French National Research Agency (ANR, contract ANR-2010 BLAN-0505-01, EXOZODI) for financial support. L.M. acknowledges the F.R.S.-FNRS for financial support through a FRIA PhD fellowship. We thank S. Borgniet and A.-M. Lagrange for helpful discussions on HD 224392 and on radial velocity surveys of early-type stars. This work made use of the Smithsonian/NASA Astrophysics Data System (ADS) and of the Centre de Données astronomiques de Strasbourg (CDS).

References

- Absil, O., Le Bouquin, J.-B., Berger, J.-P., et al. 2011, *A&A*, 535, A68
- Absil, O., Defrère, D., Coudé du Foresto, V., et al. 2013, *A&A*, 555, A104
- Burgasser, A. J., Reid, I. N., Siegler, N., et al. 2007, *Protostars and Planets V*, 427
- Carquillat, J.-M., & Prieur, J.-L. 2007, *MNRAS*, 380, 1064
- Carrier, F., North, P., Udry, S., & Babel, J. 2002, *A&A*, 394, 151
- Cox, A. N. 2000, *Allen's astrophysical quantities* (Springer)
- De Rosa, R. J., Bulger, J., Patience, J., et al. 2011, *MNRAS*, 415, 854
- De Rosa, R. J., Patience, J., Wilson, P. A., et al. 2014, *MNRAS*, 437, 1216
- di Folco, E., Absil, O., Augereau, J.-C., et al. 2007, *A&A*, 475, 243
- Dommanget, J., & Nys, O. 2000, *A&A*, 363, 991
- Dommanget, J., & Nys, O. 2002, *VizieR Online Data Catalog*: I/274
- Duchêne, G., & Kraus, A. 2013, *ARA&A*, 51, 269

- Ehrenreich, D., Lagrange, A.-M., Montagnier, G., et al. 2010, A&A, 523, A73
- Ertel, S., Absil, O., Defrère, D., et al. 2014, A&A, 570, A128
- Frankowski, A., Jancart, S., & Jorissen, A. 2007, A&A, 464, 377
- Galland, F., Lagrange, A.-M., Udry, S., et al. 2005, A&A, 443, 337
- Gerbaldi, M., Faraggiana, R., Burnage, R., et al. 1999, A&AS, 137, 273
- Goldin, A., & Makarov, V. V. 2007, ApJS, 173, 137
- Hartkopf, W. I., Tokovinin, A., & Mason, B. D. 2012, AJ, 143, 42
- Henry, T. J., Jao, W.-C., Subasavage, J. P., et al. 2006, AJ, 132, 2360
- Kidger, M. R., & Martín-Luis, F. 2003, AJ, 125, 3311
- Lagrange, A.-M., Desort, M., Galland, F., Udry, S., & Mayor, M. 2009, A&A, 495, 335
- Le Bouquin, J.-B., & Absil, O. 2012, A&A, 541, A89
- Le Bouquin, J.-B., Berger, J.-P., Lazareff, B., et al. 2011, A&A, 535, A67
- Makarov, V. V., & Kaplan, G. H. 2005, AJ, 129, 2420
- Mason, B. D., Wycoff, G. L., Hartkopf, W. I., Douglass, G. G., & Worley, C. E. 2001, AJ, 122, 3466
- Mason, B. D., Hartkopf, W. I., & Hurowitz, H. M. 2013, AJ, 146, 56
- Patience, J., Ghez, A. M., Reid, I. N., Weinberger, A. J., & Matthews, K. 1998, AJ, 115, 1972
- Raghavan, D., McAlister, H. A., Henry, T. J., et al. 2010, ApJS, 190, 1
- Sana, H., Le Bouquin, J.-B., Lacour, S., et al. 2014, ApJS, accepted [[arXiv:1409.6304](https://arxiv.org/abs/1409.6304)]
- Skrutskie, M. F., Cutri, R. M., Stiening, R., et al. 2006, AJ, 131, 1163
- Su, K. Y. L., Rieke, G. H., Stansberry, J. A., et al. 2006, ApJ, 653, 675
- Tokovinin, A. 2014a, AJ, 147, 86
- Tokovinin, A. 2014b, AJ, 147, 87
- Tokovinin, A., Mason, B. D., & Hartkopf, W. I. 2014, AJ, 147, 123

Table 1. Results of the search for companion for the 92 stars observed within the Exozodi survey.

Star	Date	Signif. (CP+V ²)	Signif. (CP)	Signif. (V ²)	Ang. separation (mas)	PA (deg)	Contrast (%)	Median upper limit (%)	Percentile 90 upper limit (%)
HD 142	2012 Jul. 26	-5.44	4.24	-5.39	67.50	157.80	-1.16	0.8	1.2
HD 1581	2012 Oct. 15	-3.15	2.88	-2.51	77.28	102.33	-0.58	0.7	1.0
HD 2262	2012 Oct. 16	3.90	-2.96	5.00	13.95	104.53	0.81	—	—
HD 3302	2012 Oct. 17	1.21	1.55	1.28	12.98	-74.36	0.41	0.8	1.1
HD 3823	2012 Oct. 15	2.15	-3.07	1.75	12.35	-111.37	0.42	1.0	1.3
HD 4150	2012 Dec. 17	7.71	3.73	7.90	90.51	81.42	2.28	—	—
HD 7570	2012 Jul. 26	1.58	-2.07	-1.79	98.62	152.52	-0.47	0.6	0.8
HD 7788	2012 Jul. 24	1.87	18.57	10.23	1.58	18.43	1.78	2.2	2.8
HD 10647	2012 Oct. 17	-1.49	-2.14	-1.25	83.16	129.14	-0.45	0.7	0.9
HD 11171	2012 Oct. 16	1.25	1.94	1.00	80.74	-62.32	0.71	1.1	1.6
HD 14412	2012 Oct. 15	2.73	2.03	3.85	30.70	-59.68	7.37	1.2	1.7
HD 15008	2012 Jul. 24	4.91	-2.34	5.42	40.18	106.63	1.78	—	—
HD 15798	2012 Oct. 16	6.25	1.98	14.01	29.47	-104.74	1.76	—	—
HD 16555	2012 Dec. 18	105.32	26.11	212.70	78.69	40.88	51.26	—	—
HD 17051	2012 Oct. 17	-1.51	1.78	-1.76	66.54	87.85	-0.33	0.6	0.8
HD 17925	2012 Oct. 15	-2.04	-3.57	1.44	55.43	111.71	-0.32	0.7	0.9
HD 19107	2012 Oct. 15	2.81	2.50	3.21	23.16	122.66	0.56	0.8	1.2
HD 20766	2012 Oct. 15	-1.44	-2.11	0.95	81.90	-71.12	-0.39	0.6	0.8
HD 20794	2012 Oct. 16	2.15	4.53	2.05	33.59	94.27	3.62	—	—
...	2012 Dec. 17	3.96	-1.76	5.96	30.21	-24.44	1.15	—	—
HD 20807	2012 Oct. 16	-2.58	-2.59	-3.02	22.64	59.47	-1.65	1.1	1.7
HD 22001	2012 Oct. 17	1.86	-2.14	1.93	85.29	123.04	0.35	0.7	0.9
HD 23249	2012 Oct. 16	2.93	2.70	5.86	2.55	78.69	12.86	—	—
...	2012 Dec. 17	4.80	-4.96	7.84	3.81	156.80	5.46	—	—
HD 25457	2012 Oct. 15	-1.28	1.13	-1.21	127.30	134.04	-0.45	0.4	0.6
HD 28355	2012 Dec. 16	5.23	2.44	7.94	96.82	116.70	0.85	—	—
HD 29388	2012 Dec. 16	111.86	-53.65	130.18	11.07	71.56	3.01	—	—
HD 30495	2012 Oct. 15	-1.34	-2.41	-1.68	36.75	104.98	-0.27	0.5	0.8
HD 31295	2012 Dec. 16	1.73	2.41	1.29	72.68	-154.32	0.29	0.9	0.6
HD 31925	2012 Oct. 15	2.03	-3.42	1.76	103.21	66.29	0.37	1.0	1.6
...	2012 Oct. 17	1.80	1.43	1.84	58.52	91.47	0.58	1.1	1.6
HD 33111	2012 Dec. 16	5.15	2.73	5.99	44.52	124.94	0.76	1.5	2.0
...	2012 Dec. 18	1.11	1.54	1.01	113.24	137.50	0.68	0.8	1.2
HD 33262	2012 Oct. 17	2.93	3.51	1.51	48.93	-172.37	0.32	0.6	0.9
HD 34721	2012 Oct. 17	-2.41	2.33	-2.10	93.40	137.17	-0.61	0.6	0.8
HD 38858	2012 Oct. 17	-2.59	2.05	-2.53	83.93	-54.70	-0.69	0.7	1.0
HD 39060	2012 Oct. 17	5.79	-2.34	7.83	91.96	122.57	1.30	—	—
HD 40307	2012 Dec. 18	-1.55	-1.62	-1.48	96.48	-49.62	-0.54	0.8	1.0
HD 43162	2012 Dec. 18	2.20	2.32	2.62	74.61	-30.17	0.45	0.9	1.2
HD 45184	2012 Dec. 16	2.08	2.44	2.59	10.61	45.00	0.42	0.9	1.2
HD 53705	2012 Dec. 17	1.72	2.56	1.89	90.51	8.58	0.47	0.8	1.1
HD 56537	2012 Dec. 17	-3.84	4.64	-3.25	4.53	6.34	-0.94	0.5	0.9
HD 69830	2012 Dec. 17	2.48	3.53	1.57	59.35	-66.67	0.51	0.7	1.0
HD 71155	2012 Dec. 16	-1.78	-3.00	1.19	35.67	-95.63	-0.31	0.7	1.1
HD 72673	2012 Dec. 18	1.29	-1.12	1.31	5.15	119.05	2.7	0.7	0.9
HD 76151	2012 Dec. 18	1.80	-1.80	1.43	71.78	-63.97	0.60	0.8	1.1
HD 76932	2012 Dec. 17	-1.14	1.56	-2.54	26.09	-77.83	-0.95	0.6	0.9
HD 82434	2012 Dec. 17	1.69	2.56	1.51	62.93	-70.99	0.79	1.2	1.9
HD 88955	2012 Dec. 18	-1.67	-2.07	-1.93	64.73	113.20	-0.76	0.5	0.8
HD 90132	2012 Apr. 29	-1.97	-2.32	-1.73	88.57	48.66	0.80	1.3	1.8
HD 91324	2012 Apr. 29	1.31	2.23	1.14	97.10	70.44	0.36	0.7	0.9
HD 99211	2012 Apr. 28	1.97	2.69	2.17	96.17	-44.58	0.42	0.9	1.2
HD 102365	2012 Apr. 29	2.02	2.93	2.28	42.48	42.14	0.57	1.1	1.5
HD 104731	2012 Apr. 30	2.69	-1.98	3.44	1.58	18.43	4.73	0.9	1.2
HD 108767	2012 Apr. 30	3.08	1.70	3.64	57.55	87.51	0.51	—	—
HD 109787	2012 Apr. 30	-1.96	-2.38	-1.89	65.88	147.39	-0.43	0.6	0.8
HD 115617	2012 Apr. 29	-1.15	-2.17	-1.01	99.26	112.82	-0.27	0.6	0.8
HD 120136	2012 Apr. 30	-1.39	-2.31	-1.21	82.93	174.12	-0.34	0.6	0.9

Notes. The significance of the detection is given as a signal-to-noise ratio, expressed as a number of σ , for the combined χ^2 and the two individual χ^2 analyses. The best-fit angular separation, position angle and contrast are given, using both positive and negative contrasts as explained in Sect. 3.3. The last two columns give the upper limit on the contrast of companions in case of non detections, for completeness levels of 50% and 90% of the search region (except for the stars for which circumstellar emission was detected).

Table 1. continued.

Star	Date	Signif. (CP+V ²)	Signif. (CP)	Signif. (V ²)	Ang. separation (mas)	PA (deg)	Contrast (%)	Median upper limit (%)	Percentile 90 upper limit (%)
HD 128898	2012 Apr. 29	1.30	2.31	1.14	43.23	-60.17	0.42	0.7	0.9
HD 129502	2012 Apr. 29	-1.49	-2.17	-1.16	67.41	139.81	-0.28	0.4	0.6
HD 130109	2012 Jul. 25	-1.63	1.72	-1.64	80.62	-110.08	-0.51	0.9	1.4
HD 134083	2012 Jul. 24	-2.12	-3.30	-1.99	132.98	-46.52	-0.71	1.0	1.6
HD 135379	2012 Apr. 29	1.18	1.35	1.26	46.82	-83.25	0.57	1.4	1.7
HD 136202	2012 Jul. 24	-1.93	-1.91	-2.47	21.51	-88.67	-0.82	0.7	1.2
HD 139664	2012 Apr. 29	2.17	3.43	1.25	121.12	127.96	0.61	0.8	1.2
HD 141891	2012 Apr. 29	-1.48	-2.33	-1.29	102.82	106.67	-0.55	0.7	1.0
HD 149661	2012 Apr. 29	-2.89	-2.52	-3.44	118.22	42.26	-2.70	2.9	4.9
...	2012 Apr. 30	1.66	1.98	2.05	48.71	162.68	2.08	0.6	1.0
HD 152391	2012 Apr. 30	1.36	1.84	1.49	37.39	119.65	1.00	0.7	1.1
HD 160032	2012 Apr. 30	-1.09	-2.01	-0.95	60.84	6.13	-0.16	0.3	0.5
HD 160915	2012 Apr. 29	-0.98	2.06	-0.89	53.20	-49.57	-0.36	1.3	1.8
...	2012 Apr. 30	2.18	-4.06	1.63	91.36	-97.86	0.31	0.5	1.0
HD 164259	2012 Jul. 26	-1.63	1.73	-1.64	80.62	176.80	-0.45	0.5	0.7
HD 165777	2012 Jul. 26	2.58	-1.70	2.76	95.73	67.59	0.98	1.2	1.6
HD 172555	2012 Jul. 25	2.68	-2.94	3.53	79.97	158.27	0.61	1.1	1.5
HD 178253	2012 Jul. 24	2.37	-4.19	1.91	23.03	-27.12	0.48	0.9	1.4
HD 182572	2012 Jul. 25	1.10	1.58	1.34	103.32	123.15	0.16	0.5	0.6
HD 188228	2012 Jul. 26	2.21	2.14	4.32	67.55	-92.12	0.68	1.1	1.5
HD 192425	2012 Jul. 25	-1.76	1.57	-3.29	28.26	103.30	-0.95	0.6	0.8
HD 195627	2012 Jul. 24	2.14	-3.69	-2.21	56.20	156.40	0.51	1.0	1.5
HD 197157	2012 Jul. 26	1.93	-2.37	2.87	81.62	-76.90	0.61	1.0	1.3
HD 197692	2012 Apr. 30	-1.67	-1.82	-2.04	10.12	-147.09	-0.35	0.4	0.6
HD 202730	2012 Jul. 24	12.25	6.69	21.31	61.74	-21.37	87.44	—	—
HD 203608	2012 Jul. 24	-2.79	3.05	-3.82	46.76	65.35	N/A	0.5	0.7
HD 206860	2012 Jul. 25	2.19	-1.37	2.76	36.44	-63.08	1.16	0.9	1.4
HD 207129	2012 Jul. 26	1.41	2.28	1.51	95.04	-25.89	0.48	0.5	0.7
HD 210049	2012 Jul. 25	1.95	3.92	1.55	82.39	-50.42	0.82	1.1	1.6
HD 210277	2012 Oct. 15	-2.00	-3.38	-2.05	20.89	68.96	-0.94	0.9	1.3
HD 210302	2012 Jul. 25	2.60	-3.13	3.82	41.38	115.01	0.57	1.0	1.5
HD 210418	2012 Jul. 26	-3.43	4.78	-3.83	3.53	81.87	-2.17	0.7	1.0
HD 213845	2012 Jul. 25	-1.86	2.11	-1.59	86.09	115.82	-0.45	0.6	0.8
HD 214953	2012 Oct. 17	-1.55	-1.83	-1.37	52.56	-27.78	-0.49	0.6	0.8
HD 215648	2012 Oct. 14	-2.15	3.03	-4.82	3.81	66.80	-1.08	0.4	0.7
HD 215789	2012 Jul. 24	-2.90	-3.61	-2.18	37.63	109.40	-0.63	0.5	0.7
HD 216435	2012 Oct. 17	-1.58	1.64	-2.02	20.70	-127.14	-0.54	0.7	0.9
HD 219482	2012 Jul. 25	2.18	4.50	1.58	111.95	144.82	0.51	0.7	0.9
HD 219571	2012 Jul. 26	1.66	-2.11	1.61	53.39	123.54	0.38	0.7	0.9
HD 224392	2012 Jul. 26	15.06	-20.44	7.69	16.81	-120.38	1.31	—	—

6

Étude de la connexion entre la présence de poussière tiède et chaude

Sommaire

6.1 Article : <i>A near-infrared interferometric survey of debris-disk stars. VII. The hot/warm dust connection</i>	83
--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------	-----------

Dans ce chapitre, j'étudie la corrélation possible entre la présence de poussière tiède et de poussière chaude. Dans ce but, j'ai repris l'échantillon du survey exozodi de 2012 et je l'ai agrandi avec de nouvelles observations en 2014. Les observations de 2014 ont été réalisées sur des étoiles connues pour abriter de la poussière tiède (via des observations Spitzer et WISE) et le but était de trouver de la poussière chaude. J'ai tout d'abord commencé par identifier les étoiles binaires jusqu'ici inconnues, comme c'était le cas dans les données de 2012 et j'en ai trouvé quatre nouvelles. J'ai ensuite recherché dans la littérature quelles étoiles de l'échantillon de Ertel et al. (2014) présentaient également un excès tiède dans l'infrarouge, afin d'agrandir l'échantillon des étoiles avec de la poussière tiède, et de constituer un échantillon de contrôle ne présentant pas de poussière tiède. En analysant la présence de poussière chaude dans ces deux échantillons, j'ai pu conclure qu'il existait une corrélation possible entre présence de poussière tiède et chaude.

6.1 Article : *A near-infrared interferometric survey of debris-disk stars. VII. The hot/warm dust connection*

Dans ce chapitre, je reprends mon second papier scientifique, soumis le 23 juin 2017 à "Astronomy & Astrophysics".

L'une des questions en suspens jusqu'ici dans la caractérisation et la compréhension des exozodis est la question de leur origine. En effet, comme nous l'avons vu au Chapitre

5, Ertel et al. (2014) ont montré qu'il n'existait à priori pas de corrélation mesurable entre la présence de poussière froide et chaude dans un système. Or, la poussière chaude ne peut être fabriquée in situ sur de grandes échelles de temps. Il est possible que certains excès chauds proviennent d'un événement semblable au bombardement tardif (voir Section 3.3) mais dans tous les cas, ces événements se produisent sur de courts laps de temps et ne peuvent donc expliquer tous les exozodis détectés. Il faut donc trouver un réservoir qui viendrait remplir le disque interne de poussière chaude sur des échelles de temps suffisantes pour expliquer les disques observés aujourd'hui. Le but majeur de ce papier était donc de mettre en évidence une éventuelle connexion entre présence de ceintures d'astéroïdes (~ 300 K) et de poussière chaude (~ 1000 K). L'échantillon utilisé ici regroupe toutes les étoiles du programme d'observation exozodi de Ertel et al. (2014) (voir Chapitre 5) ainsi que de nouvelles étoiles observées en 2014. Les étoiles observées en 2014 ont été sélectionnées car elles présentaient déjà un excès en infrarouge moyen (et donc de la poussière tiède), détecté au moyen de spectrophométrie avec des télescopes spatiaux (WISE et Spitzer). Avant de réaliser la statistique sur l'échantillon global, il a fallu parcourir à nouveau tout l'échantillon de 2012 afin de rechercher la présence d'un disque tiède connu. En effet, la majorité des études visant à la recherche de poussière tiède sont postérieures à la publication du papier de Ertel et al. (2014). En outre, l'objectif du papier de Ertel et al. (2014) n'était pas de caractériser la connexion possible entre présence de poussière chaude et tiède mais de détecter de la poussière chaude et Ertel et al. (2014) n'avaient donc pas inspecté la littérature pour déterminer si leurs étoiles présentaient ou non de la poussière tiède. Suite à cette reconsidération du programme d'observation initial, l'échantillon disponible ici est de 137 étoiles dont 78 présentent un excès tiède connu et 59 n'en présentent pas (disque froid ou pas de disque) et représentent l'échantillon de contrôle.

Dans le nouvel échantillon observé en 2014 (52 étoiles), j'ai commencé par rechercher la présence de compagnons jusqu'alors non détectés, pour les mêmes raisons que celles évoquées au Chapitre 5 et en utilisant les mêmes méthodes. J'ai détecté quatre nouveaux compagnons autour de HD 31203, HD 80133, HD 106906 et HD 175073, qu'il convient d'enlever de l'échantillon pour réaliser la statistique sur la présence d'exozodis chauds. Ensuite, et toujours uniquement dans le nouvel échantillon, j'ai recherché la présence de disques chauds à l'aide de routines IDL spécialement développées pour cela et déjà utilisées par Ertel et al. (2014). Parmi les 48 étoiles restantes sur les 52, 13 présentent un excès chaud significatif.

Je me suis ensuite attelée à déterminer s'il existait ou non une corrélation entre la présence de poussière chaude et la présence de poussière tiède en utilisant cette fois la totalité des étoiles (soit 133). Dans l'échantillon complet, nous arrivons à un taux d'occurrence de $21.3_{-3.9}^{+5.4}\%$ d'étoiles présentant déjà un excès tiède qui présentent aussi un excès chaud, contre $10.3_{-2.7}^{+5.4}\%$ pour l'échantillon de contrôle. Bien que cette différence ne semble à priori pas significative, un test de Anderson-Darling montre que ces deux échantillons ne peuvent être issus de la même population avec un niveau de confiance de 99.86%, ce qui nous permet de conclure qu'il peut exister une corrélation entre présence de poussière chaude et tiède. Nous avons également considéré la corrélation entre la température de la poussière tiède et la présence de poussière chaude, sans parvenir à mettre en évidence

une corrélation. Comme c'était déjà le cas dans le papier de Ertel et al. (2014), nous avons investigué la corrélation possible entre le taux de détection et le type spectral. Dans les papiers précédents (Absil et al. (2013); Ertel et al. (2014)), il semblait y avoir plus de poussière chaude autour des étoiles de type A qu' autour des étoiles de type solaire. Dans notre échantillon, cette tendance n'apparaît plus.

Enfin, j'ai considéré l'impact d'un disque partiellement résolu sur les observations. En effet, jusqu'ici nous considérons toujours un disque complètement résolu. Pour ce faire, j'ai calculé le rayon de sublimation de grains supposés de silicates purs ($T_{sub} = 1500$ K) en considérant un corps noir simple. J'ai ensuite comparé ces rayons de sublimation à la résolution angulaire disponible en fonction de la base interférométrique considérée. Procédant de la sorte, je suis arrivée à la conclusion qu'une fraction significative des disques étudiés pourraient n'être que partiellement résolus si leur émission provient principalement du rayon de sublimation et qu'il faudrait donc corriger l'ensemble des observations d'un facteur de réduction de la sensibilité de PIONIER afin de tenir compte de disques partiellement résolus.

A near-infrared interferometric survey of debris-disk stars

VII. The hot/warm dust connection^{*}

L. Marion¹, O. Absil^{1, **}, S. Ertel², D. Defrère¹, J.-B. Le Bouquin³, V. Christiaens^{1, 4}, J. Milli⁵, A. Bonsor⁶,
J. Olofsson⁷, and J.-C. Augereau³

¹ Space sciences, Technologies and Astrophysics Research (STAR) Institute, Université de Liège, 19c Allée du Six Août, 4000 Liège, Belgium

² Department of Astronomy, University of Arizona, 993 N. Cherry Ave, Tucson, AZ 85721, USA

³ Univ. Grenoble Alpes / CNRS, Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble (IPAG), F-38000 Grenoble, France

⁴ Departamento de Astronomía, Universidad de Chile, Casilla 36-D, Santiago, Chile

⁵ European Southern Observatory (ESO), Alonso de Córdova 3107, Vitacura, Santiago, Chile

⁶ Institute of Astronomy, University of Cambridge, Madingley Road, Cambridge CB3 0HA, UK

⁷ Instituto de Física y Astronomía, Facultad de Ciencias, Universidad de Valparaíso, Av. Gran Bretaña 1111, Playa Ancha, 2360102, Valparaíso, Chile

Received 23 June 2017; accepted xxx

ABSTRACT

Context. Hot exozodiacal dust has been identified to be present in the innermost regions of an increasing number of main sequence stars over the past ten years. The origin of hot exozodiacal dust and its connection with outer dust reservoirs remains however unclear.

Aims. We aim to explore the possible connection between hot exozodiacal dust and warm dust reservoirs in asteroid belts.

Methods. We use precision near-infrared interferometry with VLTI/PIONIER to search for resolved emission at H band around a selected sample of 62 nearby stars showing mid-infrared excesses due to the presence of warm dust.

Results. Our observations reveal the presence of resolved near-infrared emission around 17 out of 52 stars with sufficient data quality, four of which are shown to be due to a previously unknown stellar companion. The 13 other H -band excesses are thought to originate from the thermal emission of hot dust grains, close to their sublimation temperature. Taking into account earlier PIONIER observations, where some stars with warm dust were also observed, we find a detection rate of $21.3^{+5.4}_{-3.9}\%$ for H -band excess around main sequence stars hosting warm dust belts against $10.3^{+5.4}_{-2.7}\%$ for the control sample.

Conclusions. Our observations suggest a possible connection between warm and hot dust populations, although not all warm debris disks show a detectable hot counterpart. This conclusion, which does not change depending on the exozodiacal disk model used to analyse our observations, fits well within the picture that hot dust originates in material transport from an external reservoir of dust or planetesimals.

Key words. stars: circumstellar matter – binaries: close – techniques: interferometric

1. Introduction

Studying the formation and evolution of Earth-like planets close to the habitable zone requires a good knowledge of the environment close to the habitable zone, and thus of the *exozodiacal* dust residing in this region (similar to our zodiacal dust). The presence of exozodiacal dust around other stars may represent a major obstacle for future terrestrial planet-finding missions (Defrère et al. 2010, 2012; Roberge et al. 2012). Indeed, exozodiacal dust disks (“exozodis”) not only add a significant amount of photon noise to the observations, but may also result in confusion, where the structures of the exozodis mimic the expected signal of an Earth-like planet as seen by future coronagraphic or interferometric space-based observatories. Usually, when referring to exozodiacal dust, one considers primarily the dust in the habitable zone (e.g. Defrère et al. 2010; Roberge et al. 2012; Stark & Kuchner 2008). However, in our Solar system, zodiacal dust

is much more extended than the habitable zone. Likewise, it is expected that exozodiacal dust can extend on a broad range of separations from its host star, much larger than just the habitable zone.

The capability of near-infrared interferometry to probe the presence of hot dust in the innermost regions around nearby stars was first demonstrated by Ciardi et al. (2001) and by Absil et al. (2006). The study of Absil et al. (2006) was then followed by a series of papers, which have extended the searched stars to about 150 nearby stars, mostly using the CHARA/FLUOR and VLTI/PIONIER instruments (Absil et al. 2006; di Folco et al. 2007; Absil et al. 2008, 2013; Ertel et al. 2014a; Nuñez et al. 2017). These studies have shown that near-infrared excesses can be resolved around about 10% to 30% of nearby main sequence stars depending on the observing wavelength. Our current understanding is that near-infrared excesses around main sequence stars are most probably related to the thermal emission from hot dust grains at a temperature close to sublimation (~ 1500 K for silicate dust grains). The contribution of scattered light cannot be excluded in some cases (Defrère et al. 2012; Ertel et al. 2014a), although recent polarimetric and theoretical studies ar-

^{*} Based on observations made with ESO Telescopes at the La Silla Paranal Observatory under programme IDs 093.C-0712 and 094.C-0325.

^{**} F.R.S.-FNRS Research Associate

gue against scattered light as a prominent contributor to the detected excesses (Kennedy & Piette 2015; Marshall et al. 2016; Kirchschrager et al. 2017). These previous studies have highlighted a correlation between spectral type and near-infrared excess detection rate, but could not formally identify a correlation between the presence of hot dust and of cold, distant dust reservoirs detected by far-infrared and sub-millimetric photometry. The factors influencing the presence of hot exozodiacal dust around nearby main sequence stars are therefore still unclear, which calls for more observational constraints.

Here, we study the possible correlation of the hot dust phenomenon with the presence of warm asteroid belts around nearby main sequence stars. We define warm dust as dust producing a detectable excess in the mid-infrared but not in near-infrared (typical temperatures in the range 150–500 K), while hot dust is defined as dust producing an excess in near-infrared. Our main goal is to determine whether the presence of hot exozodiacal dust could be directly related to the presence of a large reservoir of planetesimals in an asteroid belt, in an attempt to improve our understanding of the origin, architecture, and evolution of bright exozodiacal dust disks, as well as of the factors influencing their detection rate. To this aim, we build a sample of stars known to have a mid-infrared excess attributed to debris disks based on infrared space missions such as Spitzer and WISE (Sect. 2). After detailing the observations and data reduction in Sect. 3, we present in Sect. 4 the search for unknown companions in this sample – a necessary step to remove possible biases in our sample. In Sect. 5, we present the search for exozodis in this sample, detail the search method and the results. Finally, in Sect. 6, we discuss the connection between hot and warm dust. We also challenge the standard hypothesis of fully resolved exozodis in interferometric observations, and explore the consequences of partly resolved disks on the measured detection rates.

2. Stellar sample

Searching for correlations between hot and warm dust populations first requires us to build a large enough sample of nearby stars hosting warm dust. Three main space-based missions have been used to search for warm dust around nearby stars: Spitzer, AKARI, and WISE. We have searched the literature for warm excesses around nearby stars, focusing mostly on these three missions. The main references used in this search are Carpenter et al. (2009); Chen et al. (2006); Hillenbrand et al. (2008); Ishihara et al. (2010); Morales et al. (2012); Ballering et al. (2013); Fujiwara et al. (2013); Chen et al. (2014); Vican & Schneider (2014); Patel et al. (2014). To identify warm dust, these authors rely on spectro-photometric observations at wavelengths shorter than 25 μm . Showing a mid-infrared excess is however not a sufficient condition to infer the presence of warm dust, as excesses in this wavelength range can sometimes correspond to the short-wavelength end of a bright but cold circumstellar emission. Here, we refer to as warm exozodi any dust disk with a temperature higher than about 130 K (as in Ballering et al. 2013). In several cases, the warm excesses could only be detected at a single wavelength, making an accurate temperature determination impossible. In these cases, the authors generally quote the highest possible temperature compatible with their data set (see Notes to Table 1). Lacking more precise information, we decided to use these upper limits as a criterion to classify the disks as warm or not. While our previous surveys were targeting stars brighter than $H = 5$, here to build a sufficiently large sample we include stars up to $H = 7$, which remains comfortably within the magnitude limit of VLTI/PIONIER. Stars with

Table 2. Stars from the Ertel et al. (2014a) sample hosting a warm dust population.

name	Type	T_{warm} (K)	T_{cold} (K)	Ref.
HD 2262	A5IV	170	–	2, 3, 5
HD 7570	F9V	359	94	2, 3, 5
HD 10647	F9V	300	55	1, 2, 3, 4, 5
HD 17925	K1V	350	45	3
HD 20794	G8V	240	–	3
HD 20807	G0V	220	50	2, 3, 5
HD 25457	F6V	180	60	2, 3, 5
HD 28355	F0V	200	70	1, 2, 3, 5
HD 30495	G1.5V	170	63	2, 3, 5
HD 31295	A0V	365	72	1, 2, 3, 5
HD 33262	F9V	499	51	3, 5
HD 38858	G4V	310	51	2, 3, 5
HD 39060	A6V	210	95	3, 6
HD 43162	G6.5V	240	–	3
HD 45184	G1.5V	280	60	2, 3, 5
HD 56537	A3V	231	–	2, 5
HD 69830	K0V	199 ^a	–	1, 2, 3, 5, 6
HD 71155	A0V	350	100	1, 3, 5, 6
HD 99211	A7V	499	30	3, 5
HD 115617	G7V	200	45	2, 3, 5
HD 135379	A3V	200	–	2, 3, 5, 6
HD 139664	F5V	350	45	3, 5
HD 172555	A7V	285	–	3, 5, 6
HD 178253	A2V	307	100	2, 3, 5
HD 188228	A0V	185	72	2, 3, 5
HD 192425	A2V	268	66	1, 2, 3, 5
HD 195627	F0V	164	51	2, 3, 5
HD 206860	G0V	350	80	2, 3, 5
HD 207129	G2V	350	50	2, 3, 5
HD 216435	G0V	220	55	3, 5
HD 219482	F6V	423	78	1, 2, 3, 5

Notes. (^a) upper limit on the temperature. Symbol “–” means that there is no known cold dust around this star. Bold references are for the warm dust temperature.

References. (1) Patel et al. (2014); (2) Ballering et al. (2013); (3) Cotten & Song (2016); (4) Vican & Schneider (2014); (5) Chen et al. (2014); (6) Mittal et al. (2015)

visual companions within the interferometric field of view of PIONIER on the VLTI Auxiliary Telescopes (~ 400 mas full width at half maximum in H band) are not appropriate for detecting weak, extended circumstellar emission. Even light from companions outside the field of view may enter the optical path in case of bad seeing. Thus, as in Ertel et al. (2014a), all known binary systems with angular separation $< 5''$ are removed from our sample. We have identified a total of 62 stars meeting our criteria, and not observed yet with precision near-infrared interferometry (see Table 1).

To assess a possible correlation between the presence of hot and warm dust, we also need to build a control sample. Our control sample will be based on the original VLTI/PIONIER survey for exozodiacal dust carried out by Ertel et al. (2014a). Among the 85 single and non-evolved stars included in this sample, we searched the literature for the presence of warm dust populations. We identified that 31 of the 85 single stars in the Ertel et al. (2014a) sample actually host warm dust populations (see Table 2). These 31 stars are removed from the control sample and transferred to the warm dust sample for consistency. The

Table 3. Summary of VLTI/PIONIER observations

Run	Night	# stars	Seeing (")	t_0 (ms)	Condition notes
093.C-0712(A)	07-04-2014	7	1.6 (0.8 - 2.5)	1.4 (1.1 - 1.7)	High seeing at the end of the night
093.C-0712(A)	08-04-2014	9	1.7 (0.6 - 2.9)	2.2 (0.8 - 3.7)	High seeing in the middle of the night
093.C-0712(A)	09-04-2014	9	1.3 (0.6 - 2.0)	2.5 (1.3 - 3.8)	Some clouds
093.C-0712(B)	30-08-2014	8	1.2 (0.6 - 1.9)	1.7 (1.1 - 2.3)	Good conditions
093.C-0712(B)	31-08-2014	9	1.2 (0.6 - 1.9)	2.1 (1.0 - 3.2)	Some clouds
093.C-0712(B)	01-09-2014	4	1.1 (0.7 - 1.6)	3.2 (1.9 - 4.5)	Thin clouds, dome closed for a part of the night
094.C-0325(A)	22-12-2014	7	1.0 (0.5 - 1.5)	2.3 (1.4 - 3.2)	Good conditions
094.C-0325(A)	23-12-2014	11	1.4 (0.5 - 2.4)	2.3 (1.1 - 3.6)	High seeing at the beginning of the night
094.C-0325(A)	24-12-2014	8	1.5 (0.4 - 2.5)	3.1 (0.9 - 5.3)	High seeing at the beginning of the night

remaining 54 stars do not show any sign of warm dust based on the literature, and will therefore constitute our control sample. Among these 54 stars, eleven are known to host a cold dust disk ($T_{\text{eff}} < 130$ K). Because here we are only focusing on the hot/warm dust connection, these cold disks can stay in the control sample. We note that the median brightness in the control sample ($H = 3.9$) is significantly lower than that in our warm dust sample ($H = 5.7$), due to the low detection rate of warm excesses around main sequence stars. However, we will see in Sect. 5 that it does not have a significant influence on the sensitivity of our observations, making the control sample appropriate to explore possible correlations.

The main properties of the 62 stars to be observed, and of their dust disks, are summarized in Table 1. We also give in Table 2 the estimated dust temperature for the 31 stars showing warm dust emission in the Ertel et al. (2014a) sample. We refer to that paper for a complete description of their stellar properties. Among the 62 stars observed here, which were originally identified as hosting warm dust, seven actually turned out not to have any dust warmer than 130 K despite showing mid-infrared excess: HD 4247 (erroneous WISE magnitudes, Patel et al. 2014), HD 23484 (dust colder than 130 K, Ertel et al. 2014b), HD 31203 (probable binary, Patel et al. 2014), HD 43879 (probable binary, Patel et al. 2014), HD 92945 (dust colder than 130 K, Chen et al. 2014; Vican & Schneider 2014), HD 181327 (dust colder than 130 K, Chen et al. 2014; Patel et al. 2014), and HD 191089 (dust colder than 130 K, Chen et al. 2014; Patel et al. 2014). These seven stars will therefore be transferred to the control sample, resulting in a total of 86 stars for the test sample (warm dust) and 61 stars for the control sample (no warm dust).

Our final sample of 86 warm dust stars is almost equally spread between A-type, F-type and G/K-type. Our target stars mostly consist of old, main sequence field stars, generally not younger than a few hundreds of million years. A handful of stars in our sample are somewhat younger: HD 141943 (field star, 30 Myr, Chen et al. 2014); HD 203, HD 39060, HD 172555, HD 181327 and HD 191089, (part of the β Pic moving group, 21 Myr, Binks & Jeffries 2014); HD 192758 (part of IC 2391, 40 Myr, Wahhaj et al. 2013); HD 109573 (part of the TW Hya association, 10 Myr, Mittal et al. 2015); HD 106906 (part of the Upper Sco moving group, 10 Myr, Lagrange et al. 2016); and HD 188228 (part of the Argus association, 38 Myr, Booth et al. 2013).

3. Observations and data reduction

Observations were carried out with VLTI/PIONIER (Le Bouquin et al. 2011) at H band in April, August and December 2014, each run consisting of three consecutive observing nights. An observing log of all nights can be found in Table 3. We used

the four 1.8m ATs to obtain six visibility measurements simultaneously. We used an array configuration (D0-H0-G1-I1) at the VLTI with baselines between 41 m and 82 m for all observing runs. This configuration is larger than the one used for the Ertel et al. (2014a) survey, because the typically more distant stars in the present sample require a higher angular resolution to resolve their sublimation radius (see Sect. 6.3 for more details). After the August run, the detector of PIONIER was changed, which implied a change in the read-out mode. The read-out mode was set to FOWLER with SMALL dispersion (three spectral channels) for the observations of April and August 2014, and to HIGH SENS with a GRISM dispersion (six spectral channels) for the observations of December 2014. Four calibrator stars were selected from Mérand et al. (2005) for each science target, typically within 10° to minimize the effects of pupil rotation or instrumental polarization (i.e., position on sky, Le Bouquin et al. 2012). Additional criteria were similar H band brightness and small angular diameter. Most of the targets were observed in a sequence of CAL1-SCI-CAL2-SCI-CAL3-SCI-CAL4, where two non-consecutive calibrators can be the same. Out of the 62 stars in our observing list, four could not be appropriately observed and had to be removed from our final sample for various reasons: HD 141378 and HD 43879 due to incomplete observing sequences (not enough data), HD 59967 because of inappropriate calibrators, and HD 93453 because two out of the three SCI observations were obtained during a burst of seeing ($> 2''$).

The data reduction consists of the conversion of raw observations into calibrated interferometric observables. We use the exact same method as in Ertel et al. (2014a). The first step of the calibration is to get rid of the instrumental response within the CAL-SCI-...-CAL sequence. To do so, we calibrate each SCI individually by pairing it with either the preceding or the following CAL. During this process, we also make sure to discard all calibrators with low S/N or with a clear closure phase signal (see Ertel et al. 2014a, for details). After calibration, we decided to reject another six stars from our sample (HD 4247, HD 10008, HD 31392, HD 142139, HD 178606, and HD 184932), because of large discontinuities in the interferometric transfer function¹ due to poor seeing conditions, low coherence time, or clouds. The actual number of new stars added through this observing program therefore amounts to 52. Combined with the 85 single stars from the Ertel et al. (2014a) survey, this results in a total of 137 stars, among which 78 belong to the warm dust sample and 59 to the control sample.

The last step in the data analysis procedure is to assess the systematic polarization effects of PIONIER. This part is automatically corrected by a dedicated option in the standard PIO-

¹ The interferometric transfer function monitors the instrumental visibility, or instrumental closure phase, as a function of time.

NIER pipeline (pndrs, Le Bouquin et al. 2011) used for the reduction. A detailed explanation of the polarization effects can be found in Ertel et al. (2014a).

4. Searching for companions

Before searching for hot exozodiacal disks based on our interferometric observations, we first need to identify possible unknown companions that could also give rise to an infrared excess. This will ensure that all our target stars are single.

4.1. Principle of the search

Following the same lines as in Absil et al. (2011) and Marion et al. (2014), we use the full information delivered by PIONIER (squared visibilities, V^2 , and closure phases, CP) to systematically search for companions around all the stars. Doing so, we are able to discriminate whether the small near-infrared excess detected around some of the target stars is due to an extended, mostly symmetric source, or to a point-like companion. The method used to detect companions is fully described in Marion et al. (2014). We provide here a brief summary.

First, we define the search region, taking into account three main factors. The first one is the Gaussian profile of the fiber (FWHM ≈ 400 mas). The second one is the partial overlap of the fringe packets corresponding to the target star and its potential companion. With the medium configuration used here, we have $\Delta\theta_{\max} \approx 70$ mas. The third one is the sufficient sampling of the closure phase signal as a function of wavelength, which depends on the baseline and on the size of the spectral channel. Taking all of this into account, we consider a search region of about 50 mas in radius in this study.

To detect the presence of a companion, we use the closure phases and the squared visibilities in a combined way. As in Marion et al. (2014), we compute a binary model considering the primary star at the center of the search region with an off-axis companion of various contrast c at each point (x, y) of the search region. In the present case, we can safely assume that both the primary and the secondary stars are unresolved, since most of our targets have an angular diameter smaller than 1 mas. Then, we compute the V^2 and CP for each model and derive a combined goodness of fit that we normalize and collapse along the contrast axis to keep only the best-fitting companion contrast (i.e., minimum χ^2 value) at each position in the search region. The resulting χ^2 map can then be used to derive the probability for the single-star model to adequately represent the data, based on the χ^2 distribution under a Gaussian noise assumption. If this probability is below a predefined threshold, the single-star model can be rejected and the best-fit binary solution is then considered as statistically significant. The detection criterion is defined as a threshold on the significance of the detection, which can be translated into a confidence level if the underlying probability distribution function is known.

To determine the significance level to use as a detection threshold, we study the noise properties of the data set by including negative contrasts in our model for the off-axis companions. While non-physical, negative companions can be used to represent positive fluctuations in the V^2 (i.e., situations where the measured V^2 is higher than the expected V^2 from the photosphere). Negative companions can also be attributed to noise fluctuations in the CP, which can take both positive and negative values. In the following, we associate negative significance levels to negative companions. The histogram of the significance

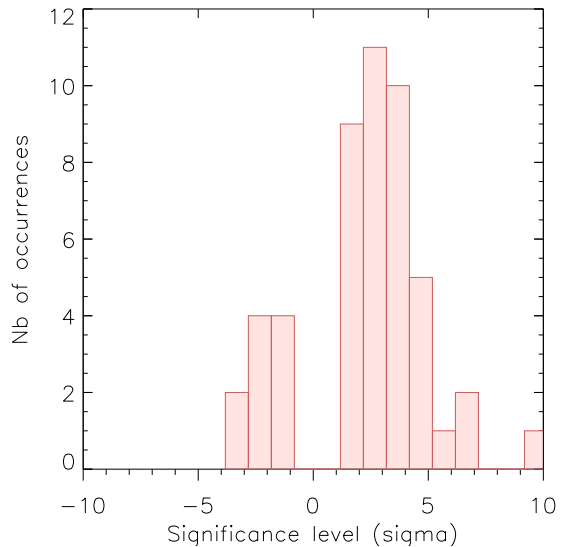


Fig. 1. Statistics of the (signed) significance level for the 52 stars based on the combined χ^2 , taking into account the CP and V^2 . Five stars with a significance level higher than 10σ are not represented here for the sake of clarity.

levels for our complete sample is illustrated in Fig. 1, where the range of the plot has been limited to $[-10, 10]$ for the sake of clarity. The negative significance levels in the histogram are purely due to noise fluctuations, and can therefore be used as a reference to study the noise properties of our sample². Out of the 52 stars in our observed sample, ten show a negative significance level, but none are below -5σ . We therefore decide to use 5σ as our empirical companion detection threshold based on the combined analysis of V^2 and CP.

4.2. Results of the search

Table 4 lists the stars that have a significance level higher than 5σ for the combined χ^2 analysis. HD 31203, HD80133, HD 106906, and HD 175073 have strong detections, not only in the combined analysis but also in the individual analysis of V^2 and CP. They are therefore identified as bona fide binary stars. The χ^2 maps illustrating the detection of a point-like source in these four data sets are illustrated in Fig. 2. For HD 203 and HD 76143, the situation is not as clear, as the detection is at best marginal in the combined and individual analyses. This requires more careful data inspection to decide on the nature of the excess. For HD 203, we note that the detection in the V^2 is about twice as significant as in the closure phases. This is a sign that the excess identified in the combined analysis is most probably due to the presence of a disk, which creates a strong signal in the V^2 but not in the CP. For HD 76143, looking at the closure phases signal reveals a global offset from 0, which is the sign of a poor

² The absence of significance levels close to 0 in the histogram can be explained by the fact that, in presence of noise and due to the limited number of observations, it is always possible to obtain a better fit to our data sets by inserting a companion somewhere in the field-of-view than by using a single-star model.

Table 4. Summary of the stars showing a significance level higher than 5σ based on the analysis of the combined χ^2 (CP+V²). The significance of the detection based on the separate analysis of the CP and the V² is also given. The nature of the detection is either a disk or a point-like companion (“comp”), in which case its main properties are given in the last three columns.

Name	Significance			Nature	Companion		
	(CP+V ²)	(CP)	(V ²)		Separation (mas)	P.A. (deg)	Contrast (%)
HD 203	5.4	3.7	7.3	disk	–	–	–
HD 31203	14.5	20.2	25.6	comp	64.6 ± 1.3	–50.2 ± 0.4	4.3 ± 0.6
HD 76143	6.4	5.3	4.9	disk	–	–	–
HD 80133	4642.7	318.5	14616.4	comp	6.0 ± 0.2	13.2 ± 0.7	85.2 ± 2.6
HD 106906	145.0	12.0	509.1	comp	1.4 ± 0.1	95.2 ± 5.1	95.0 ± 7.4
HD 175073	64.7	59.6	391.3	comp	31.2 ± 0.6	–84.7 ± 0.4	13.0 ± 0.9

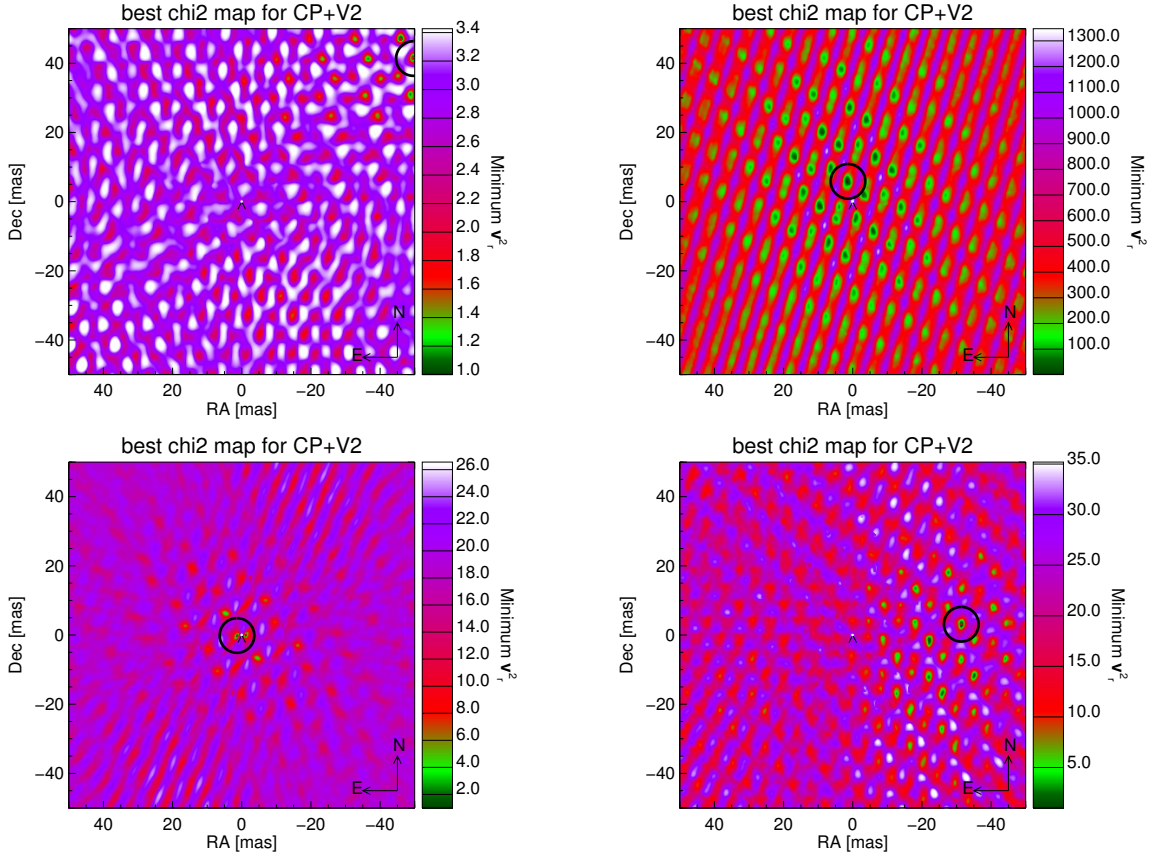


Fig. 2. Normalised χ^2 maps related to the combined CP+V² analysis for the four stars showing clear signs of an off-axis companion: HD 31203, HD 80133, HD 106906, and HD 175073 (from left to right and top to bottom). The black circles indicate the positions of the minima in the maps.

calibration. This poor calibration of the CP is suspected to be the origin of the (marginal) detection of an excess emission in the CP, and we propose that the most likely explanation is rather the presence of a circumstellar disk (although more observations would be needed to firmly confirm this statement). This leaves four stars in our sample with previously unknown companions, which will be removed from our search for exozodiacal disks. The four new binary stars are described in more details the following paragraphs.

4.3. Notes on newly identified companions

HD 31203 (Iot Pic A). This F0V-type star is located at 37.1 pc, and known to be the member of a multiple star system (Tokovinin et al. 2015). The first companion (HD 31204, F4V) is located at 12''3, and the second one (HIP 22562, K0V) at 289''. These companions are largely outside the PIONIER field-of-view, and even outside the AT field-of-view, so that they do not affect our observations. Besides being a visual multiple system, Iot Pic A is known to have variable radial velocities (Nordstrom & Andersen 1985), with a variability larger than 30 km.s⁻¹ on a timescale of a few days, based on four measurements. The nature and orbital parameters of the potential close companion

are however not constrained, although the amplitude of the RV variation point toward a solar-type companion.

Based on the measured contrast $c = 0.04$ and the distance, we estimate the companion found by our interferometric observations to have an absolute magnitude $M_H = 5.49$, which corresponds roughly to a K7V spectral type according to Cox (2000). Assuming a face-on, circular orbit with a semi-major axis of 2.39 au and a mass of $1.52 M_\odot$ (David & Hillenbrand 2015), the orbital period would be around 3 years. Determining whether this companion corresponds (at least partly) to the source of the RV variability found by Nordstrom & Andersen (1985) would require more RV and interferometric observations.

HD 80133. This K1V-type star is located at 32.8 pc. Based on the measured contrast $c = 0.85$ and the distance, we estimate the companion to have an absolute magnitude $M_H = 4.16$, which corresponds roughly to an G8V spectral type according to Cox (2000). In practice, the measured contrast would rather point to a pair of K1-2V stars, which have possibly evolved slightly beyond the main sequence owing to their estimated age of about 13 Gyr (Takeda et al. 2007). Assuming a face-on, circular orbit with a semi-major axis of 0.19 au and a mass of about $1 M_\odot$ (Takeda et al. 2007), the period would be around 1 month. Surprisingly, this star has not been identified as a binary star based on radial velocity measurements, while it was included in the California/Carnegie Planet Search programs (Valenti & Fischer 2005; Takeda et al. 2007). This might be explained either by a (very) poor time coverage in the RV survey, or by a quasi-perfectly face-on orbit. We note that the warm dust disk detected around HD 80133 by Vican & Schneider (2014) is located well outside the estimated semi-major axis of the companion (beyond 1 au), and should therefore be in a stable circumbinary configuration.

HD 106906. This F5V-type star is located at 92.1 pc. This star has been identified as a short-period binary star by Lagrange et al. (2017) based on RV measurements. The interferometric observations presented here confirm the binary nature of the star (quasi-equal flux binary). Our interferometric observations have been included in the analysis of Lagrange et al. (2017) to better constrain the orbital parameters of the system. We refer to that paper for a full discussion of this system.

HD 175073. This K1V-type star is located at 24 pc. Based on the measured contrast $c = 0.13$ and the distance, we estimate the companion to have an absolute magnitude $M_H = 6.36$, which corresponds roughly to an M2V spectral type according to Cox (2000). Assuming a face-on, circular orbit with a semi-major axis of 0.76 au and a mass of $0.8 M_\odot$ (Casagrande et al. 2011), the period would be around 9 months. Surprisingly, this star has not been identified as a binary star based on radial velocity measurements, while it was included in previous RV planet surveys according to Grether & Lineweaver (2006). This might be explained either by a (very) poor time coverage in the RV survey, or by a quasi-perfectly face-on orbit. We note that this newly discovered companion cannot be at the origin of the W4 WISE excess detected by Patel et al. (2014) as their analysis was purely based on mid-infrared colors, for which the companion has a similar signature as its host star. We also note that the warm dust disk detected around HD 175073 by Patel et al. (2014) is located well outside the estimated semi-major axis of

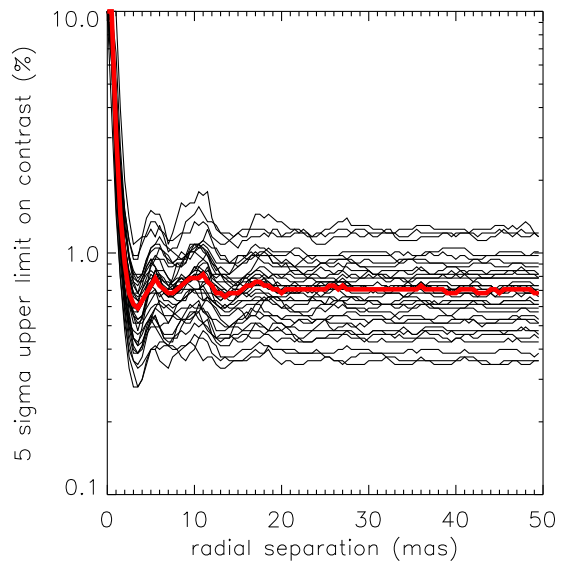


Fig. 3. Sensitivity of PIONIER to point-like companions as a function of the radial distance to the central star for the 35 stars showing no H -band excess in our observations. The sensitivity is expressed as the azimuthal median of the 5σ upper limit, based on a the analysis of the combined χ^2 for the CP and V^2 . The red curve is the median sensitivity on the 35 stars.

the companion (beyond 2 au), and should therefore be in a stable circumbinary configuration.

4.4. On the PIONIER sensitivity to faint companions

In the cases where no companion, nor exozodiacal disk, is detected around the target stars (35 stars out of the 52 in our sample, see Sect. 5 for a discussion of the exozodi detections), we can compute an upper limit on the contrast of faint companions around the target stars, as a function of the position in the field-of-view. These sensitivity maps are derived from the χ^2 analysis, as explained in Absil et al. (2011), with the difference that here we use both the V^2 and the CP in our χ^2 analysis. From the sensitivity maps, we can derive the median sensitivity at a given radial distance by computing the median upper limit along an annulus. The result is illustrated in Fig. 3, where the median sensitivity is plotted as a function of the angular separation for the 35 stars. The typical 3σ sensitivity of PIONIER in “survey mode” (3 OBs per target), illustrated by the red curve in Fig. 3, is of 0.7% (i.e., $\Delta H = 5.4$) for angular separations larger than 2 mas in the medium-sized AT configuration.

5. Search for exozodis

After removing the four stars identified as binaries in Sect. 4, we are left with final sample sizes of 75 stars for the warm dust sample, and of 58 stars for the control sample (among which 13 stars show cold dust emission). Of these 133 stars, 48 are new observations from the observing program described in this paper. In this section, we briefly summarize the principle of the search for exozodis, and then detail the new exozodis found within our 48 new targets.

When it comes to the detection of faint, circumstellar excess emission, the strength of infrared interferometry is the ability to spatially resolve this emission and thus spatially disentangle it from much brighter stellar emission. When observing at small baselines of up to a few tens of meters, the host star is nearly unresolved (minimizing the effects of its uncertain diameter on the prediction of its V^2), while an extended circumstellar emission is ideally fully resolved (see di Folco et al. 2007). This will result in a drop in V^2 compared to the purely stellar V^2 , because it adds incoherent flux. This represents the core of our detection strategy.

5.1. Fitting strategy

As shown by previous studies (Absil et al. 2009; Defrère et al. 2011), the V^2 drop induced by a circumstellar disk does not depend significantly on the assumed geometry of the disk, provided that the disk is resolved at the considered baselines. As in previous studies, we will therefore consider a model consisting of a limb-darkened photosphere surrounded by a uniform circumstellar emission filling the entire field of view of PIONIER. The visibility expected from a limb-darkened photosphere is estimated according to Hanbury Brown et al. (1974) using the linear H -band limb-darkening coefficients of Claret et al. (1995). We estimate the visibility for the whole bandwidth of each spectral channel, considering the actual spectrum of the star using tabulated H -band spectra from Pickles (1998) and the spectral transmission of the PIONIER instrument. The estimated V^2 are then compared to the measurements and the flux ratio for each data set is derived. The computation is performed by a set of IDL routines initially developed for CHARA observations by Absil et al. (2006), and later adapted to other interferometers by Defrère et al. (2011). To derive the value and uncertainty of the flux ratio for each target, we use a bootstrapping algorithm, where each individual fit to the data is performed using a Levenberg-Marquardt least-squares minimization (Markwardt 2009). This means that the individual uncertainties on the data points are not considered directly in the estimate of the uncertainty of the flux ratio, but rather their scatter. In addition, a systematic uncertainty of 5×10^{-4} due to chromaticism is added to the flux ratio derived (Ertel et al. 2014a). For the bootstrapping, we consider that simultaneous spectral channels are fully correlated while the baselines are fully uncorrelated.

5.2. Results of the search

Table 5 presents the results of the fit in terms of disk/star flux ratio, for the 48 new targets observed here. The measured flux ratio is averaged over the three or six spectral channels in our PIONIER observations. To define an appropriate detection threshold, we study the distribution of the significance level χ_f , defined as the ratio between the measured disk/star flux ratio and the uncertainty on this quantity. Figure 4 shows the histogram of the significance level for our sample of 48 stars. In order to define a realistic detection threshold, we fitted a Gaussian distribution to the negative part of the histogram, which is assumed to properly capture the noise in our data set (since negative flux drops are non-physical). The best-fit Gaussian has $\sigma \approx 1$, and the shape of the negative part of the histogram matches well with a Gaussian distribution, which suggests that the error bars on the measured contrast are realistic. To build the Gaussian, we consider only the negative part of the histogram that we duplicate to create a positive part. Then we computed the Gaussian on this vector. What

Table 5. Summary of the results for the 48 stars used for our new hot exozodiacal disk survey (excluding all binaries, and the data sets removed in Sect. 3). Stars showing a significant level of excess emission (significance higher than 3σ) are highlighted in gray. The reduced χ^2 of the star+disk model fit to the data is given in the last column.

Star	Contrast (%)	Signif. (σ)	χ_r^2
HD 203	0.96 ± 0.23	4.25	0.84
HD 2834	2.29 ± 0.85	2.69	5.69
HD 3126	-0.01 ± 0.24	-0.04	0.63
HD 4113	0.75 ± 0.20	3.82	0.63
HD 9672	0.30 ± 0.31	0.96	1.85
HD 10269	-0.16 ± 0.14	-1.15	0.31
HD 10939	0.35 ± 0.33	1.05	1.11
HD 15427	0.05 ± 0.18	0.28	0.46
HD 17848	1.21 ± 0.14	8.69	0.37
HD 23484	0.69 ± 0.25	2.71	0.74
HD 24649	1.14 ± 0.23	5.05	0.80
HD 28287	0.06 ± 0.32	0.19	1.36
HD 29137	0.23 ± 0.16	1.45	0.66
HD 36187	1.95 ± 0.13	15.00	0.40
HD 37306	0.26 ± 0.15	1.75	0.49
HD 37484	0.28 ± 0.21	1.36	0.84
HD 38949	-0.09 ± 0.18	-0.51	0.71
HD 41278	0.40 ± 0.22	1.85	0.68
HD 44524	0.01 ± 0.20	0.05	0.66
HD 60491	0.44 ± 0.16	2.78	0.61
HD 61005	0.81 ± 0.12	6.70	0.36
HD 71722	0.37 ± 0.17	2.21	0.57
HD 76143	0.60 ± 0.18	3.33	0.47
HD 80883	1.43 ± 0.18	8.07	0.65
HD 89886	0.92 ± 0.26	3.47	1.02
HD 90781	0.63 ± 0.16	3.98	0.41
HD 90874	0.34 ± 0.13	2.62	0.36
HD 92945	0.00 ± 0.18	0.00	0.51
HD 105850	-0.06 ± 0.18	-0.34	0.56
HD 105912	0.31 ± 0.15	2.08	0.45
HD 109573	0.35 ± 0.15	2.35	0.39
HD 109704	0.85 ± 0.12	7.03	0.34
HD 112603	0.41 ± 0.25	1.61	0.84
HD 117716	0.40 ± 0.18	2.26	0.44
HD 118972	0.16 ± 0.09	1.70	0.16
HD 136544	1.43 ± 0.35	4.04	1.16
HD 141943	-0.15 ± 0.19	-0.76	0.51
HD 161612	-0.30 ± 0.12	-2.48	0.30
HD 174474	-0.12 ± 0.20	-0.61	0.75
HD 179520	0.44 ± 0.24	1.79	0.76
HD 181327	0.48 ± 0.16	3.03	0.45
HD 185615	-0.61 ± 0.31	-1.94	0.92
HD 191089	0.33 ± 0.48	0.68	2.29
HD 192758	0.12 ± 0.28	0.42	0.89
HD 196141	0.39 ± 0.20	1.99	0.58
HD 205674	0.43 ± 0.50	0.86	2.52
HD 220476	0.04 ± 0.18	0.23	0.49
HD 224228	0.27 ± 0.39	0.69	0.98

we can see in Fig. 4 is that around 3, we are in the tail of the Gaussian, meaning that the contribution of the negative part is negligible. We therefore decide to use a 3σ detection criterion, which corresponds to a false alarm probability of 0.27%, and should therefore avoid spurious detections in our sample. The 13 stars highlighted in gray in Table 5 have a significance level

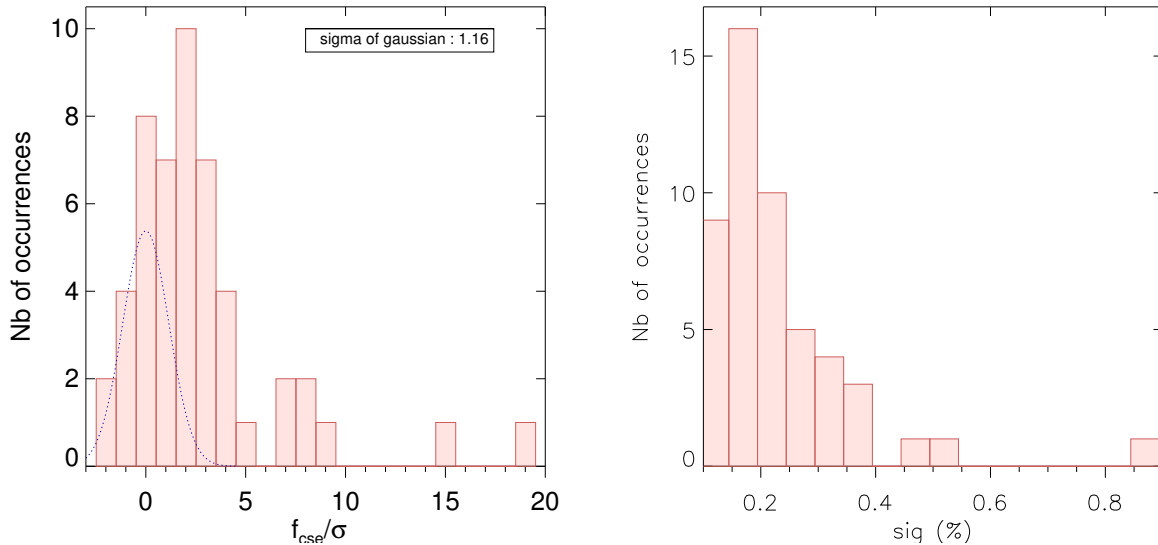


Fig. 4. Distribution of the excess significance level (left) and of the uncertainties on the disk-to-star flux ratio (right) for the observed sample. The Gaussian fit to the negative part of the significance distribution is represented by a dotted line.

above 3σ , and are therefore classified as having a near-infrared circumstellar excess associated with the presence of a circumstellar disk. In Fig. 5, we show the wavelength dependence of the measured flux ratio for the 13 stars showing a significant near-infrared excess.

5.3. Notes on specific targets

HD 4113. This old G5V star is known to have a planetary companion, discovered by radial velocity measurements.³ The properties of the companion are listed in Miller et al. (2015): $M \sin i = 1.65 M_{jup}$, $a = 1.273$ au, $e = 0.903$, $P = 526.62$ d, $\theta = 29$ mas. In order to determine whether or not the planet has an impact on the disk, we estimate the position of the warm and hot dust populations, and compare them to the periastron and apoastron of the planet. The upper limit on the temperature of the warm dust around HD 4113 is of 200 K according to Vican & Schneider (2014), which corresponds to a minimum distance of about 2.2 au under blackbody assumption. Regarding the hot dust disk, we assume that it is located at the sublimation distance of silicate grains (sublimation temperature of 1500 K), i.e., a distance of 0.04 au. Based on the orbital elements of the planets, the periastron is at 0.12 au and the apoastron at 2.42 au. This analysis suggests that both the warm and the hot disks could be truncated by the RV planet, assuming that the actual inner radius of the warm belt is slightly larger than 2.42 au. To our knowledge, this is the first system for which the configuration of the planetary system located between the hot dust population and the outer reservoir is well characterized. This knowledge can be used to constrain the origin of the hot dust. Due to the presence of the planet, P-R drag is unlikely to efficiently replenish the hot disk with dust grains originating from the warm belt. A scenario where planetesimals belonging to the warm belt would be destabilized by the RV planet and sent towards to inner, hot regions

where they would sublimate looks like a more plausible hot dust production scenario in this case.

HD 61005 and HD 181327. These two stars show asymmetries in their outer debris disk, which might be due to collision of Pluto-like objects. Based on near-infrared scattered light observations, Olofsson et al. (2016) and Esposito et al. (2016) show that the eastern side of HD 61005 disk is brighter than the western side. Olofsson et al. (2016) argue that an observed peak of density at the pericenter of the disk may be the signpost of a recent impact, since the material released by the impact would pass again through the initial collision point, creating more collision and thus enhancing the density. HD 181327, a member of the β Pic moving group (~ 20 Myr), also shows an asymmetry in its outer disk, which may be caused by a recent massive collisional event or by interactions with the interstellar medium Stark et al. (2014). The possible collisional activity in the outer part of these two debris disks could be related to a major dynamical instability akin to the Large Heavy Bombardment in our Solar system. In such an event, we would expect planetesimals to be injected in the inner parts of the planetary system, where they may create the hot dust detected in our observations.

HD 109573 (HR 4796). This A0-type member of the TW Hya association (~ 10 Myr) does not show a significant H -band excess when considering the three PIONIER spectral channels together. However, looking at the spectral channels separately shows a strong slope of the excess emission, increasing with wavelength to a level that the longest channel has an excess of $0.51\% \pm 0.17\%$ (significant at the 3σ level). This may correspond to the onset of thermal emission of an exozodiacal disk at a temperature around 1000 K. Although tentative, this possible H -band excess is interesting to put in perspective with the global debris disk architecture. According to Chen et al. (2014), the

³ http://exoplanet.eu/catalog/hd_4113_b/

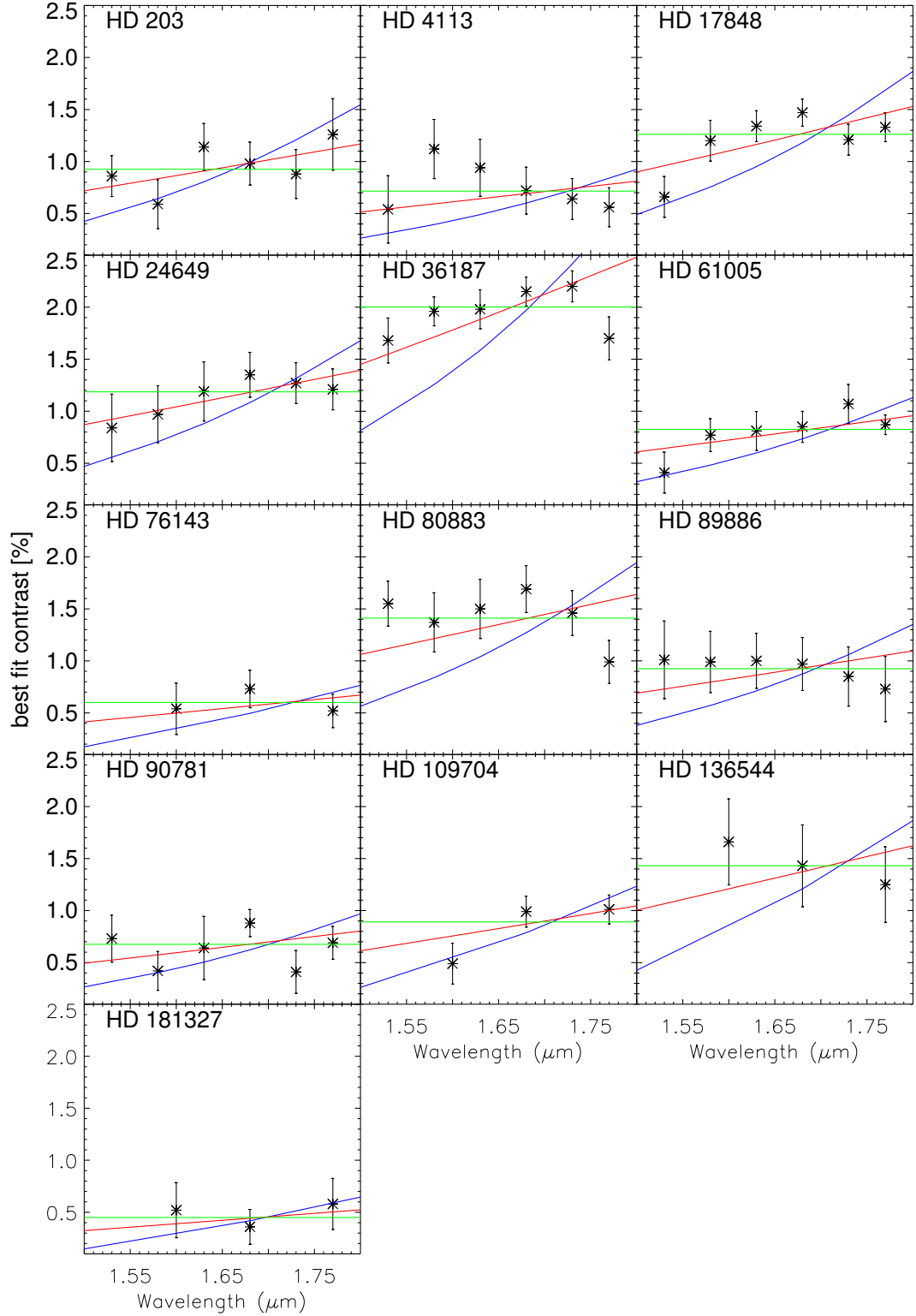


Fig. 5. Disk/star flux ratio as a function of wavelength for the 13 targets showing a significant H -band excess in our observations. The blue, red, and green curves show the best fit to these measured flux ratios using blackbodies at 1000 K, 2000 K, and at the star's temperature (constant flux ratio), respectively.

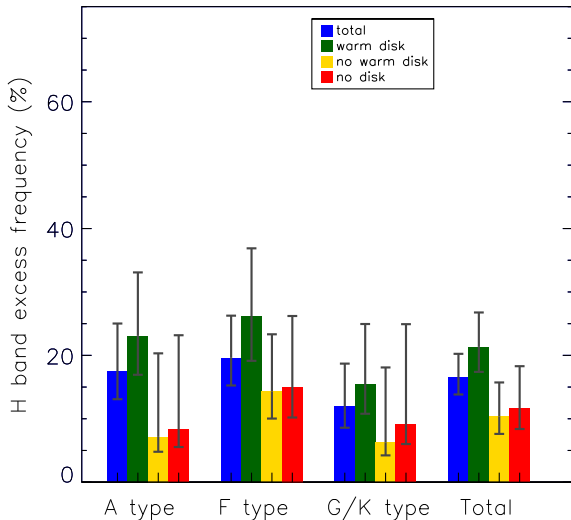


Fig. 6. Detection rate of exozodiacal dust as a function of spectral type, and as a function of the presence of a known warm dust reservoir.

debris disk can be best modelled with a two-temperature black-body model, with the innermost ring at a temperature of 231 K (i.e., at about 5.7 au from the star). The outer belt was shown to consist of a sharp, offset ring of dust by high-contrast imaging (e.g., Perrin et al. 2015; Milli et al. 2017). This morphology can be best explained through the influence of an eccentric planetary companion that would clear the interior region of the cold dust belt (Lagrange et al. 2012). Both Perrin et al. (2015) and Milli et al. (2017) suggest that the main contribution to scattered light in the outer dust ring comes from rather large, porous grains. This points towards a low dynamical excitation in the outer disk, which seems at odds with the main scenarios proposed to explain the presence of a hot exozodiacal disk. The production of hot dust would thus most probably be connected with the inner, warm belt identified by Chen et al. (2014). Before further investigating the global disk architecture, follow-up observations with near-infrared interferometry will be needed to confirm the tentative H -band excess.

6. Discussion

In Table 6, we summarize the results of the PIONIER surveys for hot exozodis presented here and in Ertel et al. (2014a), in terms of number of detections and detection rates. The results are separated as a function of spectral type, and as a function of the presence of previously known cold or warm debris disks. A graphical representation of the most important information of this table is shown in Fig. 6, and forms the basis of the discussion in the next paragraphs.

6.1. Correlation between hot and warm dust

In our warm dust sample, we measure an detection rate of $21.3^{+5.4}_{-3.9}\%$ for H -band excesses, while the control sample with no warm dust shows an detection rate of $10.3^{+5.4}_{-2.7}\%$. In order to assess whether the two samples are coming from the same pop-

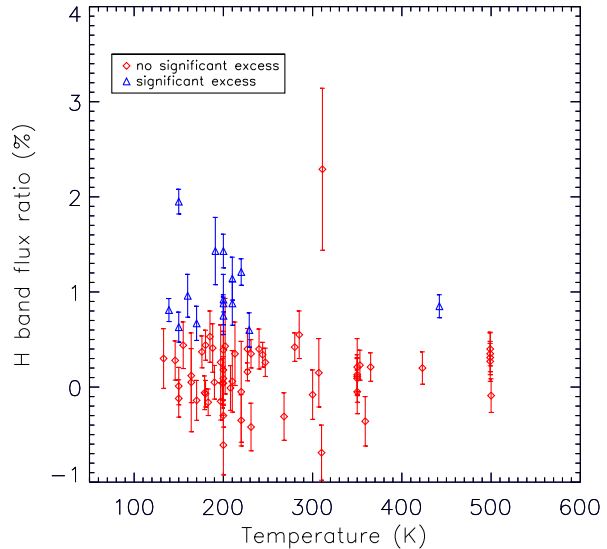


Fig. 7. Measured H -band excess for the 75 stars hosting a known warm dust reservoir ($T > 130$ K), as a function of the estimated temperature of the warm dust.

ulation or not, we compare them using a two-sample Anderson-Darling test, which tests the null hypothesis that two samples are drawn from the same population without having to specify the distribution function of that population. Here, the two samples are defined as the collection of the significance levels in the warm dust and control samples, regardless of the spectral type. We find the probability of the null hypothesis to be equal to 0.14%, meaning that there is a 99.86% chance that the two samples do not come from the same population. We can therefore conclude that the observed difference between the detection rates is significant at a 3.0σ level.

This result may seem at odds with the study of Mennesson et al. (2014), who used the mid-infrared Keck Interferometer Nutter to search for warm dust around stars already known to host hot excesses from near-infrared interferometric observations, and did not find a significant correlation between the presence of hot and warm dust. This lack of correlation was understood as the telltale sign of a disconnection between hot and warm dust populations, which would then not be created by the same parent bodies. Here, by using a much larger sample (133 stars instead of 40 in the Mennesson et al. (2014) sample), we show for the first time that the detection rate of hot dust is enhanced in presence of a warm asteroid belt, which might therefore act as an outer reservoir to replenish the short-lived hot dust population. Even in the presence of confinement or trapping mechanisms (Lebreton et al. 2013; Rieke et al. 2016), an outer reservoir of planetesimals is still thought to be needed to create the hot dust in the first place. The fact that warm dust reservoirs are located closer to the star than cold dust reservoirs, making the transport of material to the innermost regions easier, is the most probable reason for the observed correlation. However, this does not clarify the main transport mechanism, which could be either due to P-R drag (Kennedy & Piette 2015) or to the inward scattering of planetesimals by interactions with planets (Bonsor et al. 2012).

Table 6. Hot exozodiacal disk statistics from the combined PIONIER surveys of Ertel et al. (2014a) and this work. Columns “#S” and “#E” represent the number of target stars and of hot exozodi detections, respectively.

	A-type stars			F-type stars			G/K-type stars			Total		
	#S	#E	occurrence	#S	#E	occurrence	#S	#E	occurrence	#S	#E	occurrence
All	40	7	17.5 ^{+7.5} _{-4.4} %	51	10	19.6 ^{+6.7} _{-4.4} %	42	5	11.9 ^{+6.8} _{-3.3} %	133	22	16.5 ^{+3.7} _{-2.7} %
Warm disk	26	6	23.1 ^{+10.0} _{-6.1} %	23	6	26.1 ^{+10.8} _{-7.0} %	26	4	15.4 ^{+9.6} _{-4.6} %	75	16	21.3 ^{+5.4} _{-3.9} %
Warm disk only	5	1	20.0 ^{+25.3} _{-7.8} %	10	5	50.0 ^{+14.3} _{-14.3} %	14	2	14.2 ^{+13.9} _{-4.9} %	29	8	27.6 ^{+9.5} _{-6.6} %
No warm disk	14	1	7.1 ^{+13.2} _{-2.3} %	28	4	14.3 ^{+9.0} _{-4.3} %	16	1	6.3 ^{+11.8} _{-2.0} %	58	6	10.3 ^{+5.4} _{-2.7} %
No disk	12	1	8.3 ^{+14.8} _{-2.8} %	21	3	14.3 ^{+10.8} _{-4.6} %	12	1	8.3 ^{+14.8} _{-2.8} %	45	5	11.1 ^{+6.4} _{-3.1} %
Cold disk only	2	0	0.0 ^{+45.7} _{-0.0} %	6	1	16.6 ^{+23.2} _{-6.2} %	5	0	0.0 ^{+26.3} _{-0.0} %	13	1	7.7 ^{+13.9} _{-2.5} %

To refine our analysis, we also investigate the possible correlation between the temperature of the warm dust and the detection of an H -band excess. If there is a direct connection between warm and hot dust disks, we may expect that the warmer the debris disk, the higher the chances will be to detect an H -band excess. However, Fig. 7 clearly shows the lack of correlation. A more relevant way to make this analysis may be to use the expected warm belt location rather than its temperature, as warm belts of similar temperature can be located at very different distances from the star depending on its spectral type. We investigated a possible correlation between the warm dust disk position and the presence of an H -band excess, but did not find any trend either. A last possible correlation that we investigated is between the luminosity of the warm debris disk (as a proxy for its mass) and the H -band excess. The inward flux of dust due to P-R drag is indeed expected to scale with the mass of the warm dust disk (Kennedy & Piette 2015). No correlation was found here either, although we recognize that fractional luminosities may not be directly proportional to the dust mass, especially since cold dust disks often also contribute to the fractional luminosities published in the literature.

Finally, our new results also allow us to revisit the conclusion of Ertel et al. (2014a) that the presence of hot dust does not correlate with the presence of cold dust. We confirm this conclusion after removing the possible bias due to the presence of warmer dust populations, by comparing the detection rate of H -band excesses around the “cold disk only” and “no disk” samples (see Table 6).

6.2. Detection rate vs. stellar parameters

Previous studies suggested that hot exozodiacal dust is more frequent around early-type stars than solar-type stars, although no firm conclusion could be drawn due to the limited sample (Absil et al. 2013; Ertel et al. 2014a). Here, this correlation does not appear any more, with A-type stars showing a similar detection rate (17.5^{+7.5}_{-4.4}%) than FGK-type stars (16.1^{+4.5}_{-3.1}%) in the global sample. This result seems to contradict the prediction of the magnetic trapping model, which is shown by Rieke et al. (2016) to be more efficient around rapidly rotating stars. Although a measurement of $v \sin i$ is not available for all of the stars of our sample, we consider that stars with spectral type earlier than F5 have a much higher chance of showing high rotational velocities, due to the absence of a strong convective layer to break down their initial rotation. A two-sample Anderson-Darling test comparing two populations of hot exozodis around stars earlier and later than F5 shows a 5.5% probability for them to be drawn from the same population, which is not conclusive. This does not prevent

trapping mechanisms from being at work around (part of) the hot exozodi host stars, though.

We found in the previous section that there is a correlation between the presence of hot and warm dust in our sample of 133 stars. It is interesting to investigate whether this correlation holds when looking separately at different spectral type, and to check if this correlation might be mostly explained by a specific spectral type. To do so, we perform the same two-sample Anderson-Darling test as before, considering separately early-type stars and solar-type stars. We choose to set the boundary between early-type and solar-type stars at F5, which corresponds to the spectral type where strong convective envelopes start to appear. For early-type stars, the probability of the null hypothesis is of 0.6%. This represents a significance of about 2.6σ for the warm and control samples to be drawn from different populations, which is still marginally significant. For solar-type stars, the probability of null hypothesis is of 11.8%, which suggests that the two sample could be drawn from the same population. This analysis suggests that the correlation between the presence of hot and warm dust is mostly due to the early-type stars in our sample. It is not clear whether this could be due to the fact that early-type stars are hotter, so that warm dust populations are generally located at larger distances from their host star (where larger planetesimal reservoirs could potentially be formed), or whether this phenomenon is related to different dust replenishment and/or trapping mechanisms at play around hotter stars.

Based on 85 single stars in their PIONIER survey, Ertel et al. (2014a) investigated the possible relation between stellar age and hot exozodi detection rate, showing the absence of correlation, although a possible trend was observed that FGK stars could have more frequent hot exozodis at old ages. We revisit their analysis for the 48 new single stars observed here (see Fig. 8). The same trend that older stars have more frequent hot exozodis appears again in our new sample. A quantitative analysis of this trend, similar to the one performed by Ertel et al. (2014a), shows however that it is still not significant even with the larger sample. Indeed, we also look for correlation between the stellar age and the hot exozodi detection rate within the all sample. What we notice is that, compared to the Ertel et al. (2014a) survey, our new observations more than double the number of stars with age smaller than 100 Myr. Based on this larger sample of young main sequence stars, we note a tentative increase in detection rate at very young ages, with in particular three stars out of five within the β Pic moving group (~ 20 Myr) showing a hot exozodi in the combined sample. Actually, among the two stars from the β Pic moving group showing no hot exozodi, HD 172555 was identified as a marginal H -band detection by Ertel et al. (2014a) based on the longest wavelength channel, and this de-

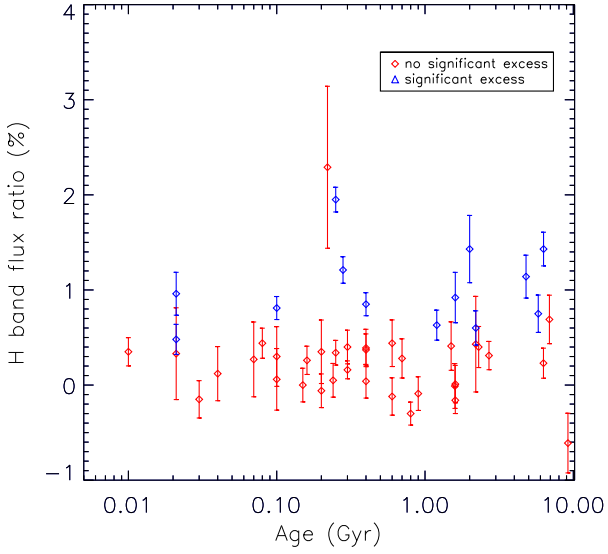


Fig. 8. Excess due to exozodiacal dust as a function of stellar age in our new sample of 48 stars.

tection was later confirmed to be significant through follow-up observations (Ertel et al. 2016). This leads to an actual detection rate of $80^{+8}_{-25}\%$ for hot exozodis at 20 Myr of age. Although this trend is based on a very small sample, it fits well within the picture that young main sequence stars might still be in the process of forming terrestrial planets, which may lead to strong dust production rate even in the innermost parts of the planetary systems. It is somewhat puzzling, though, that the youngest star in our sample (HD 109573, part of the TW Hya association), only shows a marginal H -band excess ($0.35 \pm 0.15\%$).

6.3. Influence of partly resolved exozodis

An important aspect of the exozodi detection statistics that has not been explored in previous work, is the influence of the location of the dust on its detectability with infrared interferometry. The most critical case in terms of angular resolution is for the most compact disks, which corresponds to the case where the circumstellar emission comes mostly from a region close to the sublimation distance of the dust grains. This situation actually corresponds to our current picture of hot exozodi detected with near-infrared interferometry, for which the measured excesses are understood to originate from the thermal emission from the hot grains at temperature close to sublimation. The emission could be even more confined by physical mechanisms such as grain pile-up (Kobayashi et al. 2009) or magnetic trapping (Rieke et al. 2016). In this case, the circumstellar emission might only be partly resolved by the interferometer, which will decrease the strength of the visibility drop, especially at the shortest baselines. Partly resolving the circumstellar disk would therefore lead to a decreased sensitivity, as only part of the disk emission would affect the measured V^2 . This, in turn, could bias the results of our surveys.

So far, our working hypothesis has always been that circumstellar disks are fully resolved, and we have modelled them as a uniform emission filling the whole field of view. To test the im-

Table 7. Sublimation radius, sensitivity reduction factor (ϕ), and effective sensitivity (σ_{eff}) for the 48 newly observed stars, computed for a sublimation temperature of 1500 K under blackbody assumption. Asterisks denote the stars with an effective sensitivity larger than 0.5%.

name	radius (au)	radius (mas)	ϕ	σ_{eff} (%)
HD 203	0.08	1.94	0.90	0.25
HD 2834*	0.22	4.18	1.16	0.73
HD 3126	0.06	1.43	0.59	0.40
HD 4113*	0.04	0.90	0.29	0.69
HD 9672	0.17	2.82	1.23	0.26
HD 10269	0.06	1.27	0.49	0.28
HD 10939	0.22	3.49	1.26	0.26
HD 15427	0.14	2.95	1.25	0.14
HD 17848	0.16	3.24	1.26	0.11
HD 23484*	0.02	1.27	0.49	0.52
HD 24649	0.05	1.26	0.49	0.46
HD 28287*	0.02	0.64	0.16	1.97
HD 29137*	0.05	0.91	0.30	0.53
HD 36187	0.25	2.89	1.24	0.11
HD 37306	0.13	1.99	0.92	0.16
HD 37484	0.07	1.18	0.44	0.47
HD 38949*	0.04	0.85	0.26	0.68
HD 41278*	0.06	1.11	0.40	0.54
HD 44524*	0.11	1.05	0.37	0.54
HD 60491*	0.02	0.79	0.23	0.69
HD 61005	0.03	0.83	0.25	0.48
HD 71722	0.18	2.46	1.13	0.15
HD 76143	0.14	2.70	1.20	0.15
HD 80883*	0.05	0.73	0.20	0.88
HD 89886*	0.18	1.10	0.39	0.68
HD 90781	0.08	1.08	0.38	0.42
HD 90874	0.15	2.19	1.01	0.13
HD 92945*	0.02	0.91	0.30	0.60
HD 105850	0.17	2.99	1.25	0.14
HD 105912	0.06	1.28	0.50	0.30
HD 109573	0.17	2.53	1.15	0.13
HD 109704	0.14	2.07	0.96	0.13
HD 112603	0.08	1.30	0.52	0.49
HD 117716	0.19	2.63	1.18	0.15
HD 118972	0.02	1.26	0.49	0.19
HD 136544*	0.08	1.07	0.38	0.93
HD 141943*	0.05	0.90	0.29	0.69
HD 161612	0.03	1.10	0.40	0.30
HD 174474	0.18	2.18	1.01	0.19
HD 179520	0.08	1.26	0.49	0.50
HD 181327	0.07	1.27	0.49	0.32
HD 185615*	0.03	0.80	0.23	1.37
HD 191089*	0.06	1.23	0.46	1.04
HD 192758*	0.08	1.24	0.48	0.60
HD 196141*	0.03	0.79	0.23	0.86
HD 205674*	0.06	1.20	0.45	1.11
HD 220476*	0.03	0.97	0.33	0.54
HD 224228*	0.02	0.82	0.24	1.64

pact of this working hypothesis on the measured detection rates, we computed the sublimation radius of the grains for each of the 133 stars in our global sample, assuming silicates with a sublimation temperature of 1500 K. Our estimation of the sublimation radius is based on a simple blackbody assumption, which we validated by running specific simulations with the GRaTeR radiative transfer package (Augereau et al. 1999; Lebreton et al.

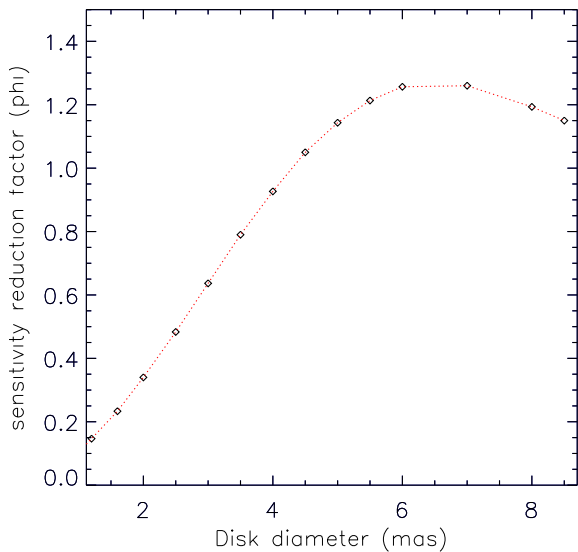


Fig. 9. Sensitivity reduction factor (i.e., ratio between the measured and injected flux ratio) as a function of the diameter of the circumstellar ring.

2012) to explore the dependency of the sublimation radius as a function of the grain size and composition. The resulting sublimation radii are given in Table 7 for the stars observed on the medium-sized AT configuration within the observing program presented in this paper, and in Table 8 for the stars observed on the compact AT configuration used in the Ertel et al. (2014a) survey.

These estimated sublimation radii must then be compared with the angular resolution of the interferometric array to determine whether the disks are fully or only partly resolved. To do so, we computed the expected V^2 for thin rings of various angular diameters, varying between 1.2 and 8.5 mas (corresponding to twice the minimum and maximum angular radius in Table 7), using the medium-sized AT configuration at the VLTI (D0-H0-G1-I1) and typical observing conditions in terms of target elevation and hour angle coverage. We then injected these thin rings around a typical star of our survey, using a typical observing setup in terms of target elevation and hour angle coverage, to produce the expected V^2 for the star-disk system. This expected V^2 was then passed to our exozodis detection routine, which is based on the assumption of a fully resolved circumstellar disk filling the entire field-of-view, and we extracted the measured disk/star flux ratio using our standard fitting method. This measured flux ratio was then compared to the actual flux ratio injected in the model (3% in this case), to produce a “sensitivity reduction factor” (ϕ), defined as the ratio of measured to injected flux disk/star ratio. The result of this exercise is illustrated in Fig. 9, where we plot the sensitivity reduction factor for thin annular disks of increasing diameters. As expected, the smaller disk diameters lead to the biggest hit in sensitivity, with only about 15% of the flux detected for the most compact disks. Half of the flux is missed for a disk diameter of about 2.5 mas (i.e., disk radius of 1.25 mas). The sensitivity reduction factor ϕ is given for all of the stars in our sample in Table 7. The same exercise was carried out on the compact AT configuration (A1-

B2-C1-D0) for the sample observed by Ertel et al. (2014a), as displayed in Table 8.

Knowing the sensitivity reduction factor for all the stars in the PIONIER surveys, we can compute the effective sensitivity (σ_{eff}) of our observations under the new working hypothesis that all the disks are confined to the sublimation radius of silicates. The effective sensitivity, defined as the error bar on the disk/star flux ratio divided by the sensitivity reduction factor, is given in Tables 7 and 8. Based on these revised sensitivities, we define a homogeneous sample in terms of effective sensitivity, by rejecting all of the stars that have an effective sensitivity larger than 0.5% (marked by an asterisk in Tables 7 and 8). This gives us a new warm dust sample of 40 stars (instead of 75), and a control sample of 29 stars (instead of 58). The hot exozodis detection rate can then be recomputed on these new, homogeneous samples. The new detection rates are summarized in Table 9. Using a two-sample Anderson-Darling test to compare the population with the warm dust and the control sample, we find that the probability for them to be drawn from the same population is now of 0.8%. We therefore conclude that the choice of the working hypothesis (fully resolved vs. compact disk) does not significantly affect the main conclusion of this study.

An interesting corollary question is whether we could discriminate between the fully resolved (uniform) circumstellar emission, and the thin annulus model. This type of morphological study has already been attempted on Fomalhaut by Absil et al. (2009) using VLTI/VINCI, and on beta Pictoris by Defrère et al. (2012) using VLTI/PIONIER. In both cases, a very large number of observations were available, but no constraint could be derived on the disk morphology. We do not expect this situation to change in the present case, where we only collected three OBs on each of our targets. Nevertheless, we search for possible signs of partly resolved disks in our whole sample of detected exozodis, by looking for a slope in the V^2 drop as a function of baseline. Indeed, partly resolved disks should lead to smaller V^2 drop at shorter baselines, as they become less and less resolved. This exercise is illustrated in Fig. 10 for the case of HD 80883, for which the expected sublimation radius is particularly small. The data set shows no significant slope, suggesting that the excess is more probably caused by an extended disk than by a thin ring at the sublimation radius, although both models are consistent with the available data set. Another possible way to constrain the location of the dust grains would be to infer their temperature. This can potentially be done by exploring the wavelength dependence of the measured disk/star flux ratio. To test this, we have fitted blackbodies of various temperatures, including the host star temperature (flat contrast) to simulate the effect of scattered light, to the measured disk/star flux ratio as a function of wavelength (Fig. 5). Blackbody models with temperatures between 1500 K and the host star temperature fit the data almost equally well, with a reduced χ^2 around 1. Using a blackbody temperature of 1000 K increases the median reduced χ^2 to about 2 for our sample of 13 hot exozodis. The accuracy that can currently be reached with precision infrared interferometers such as VLTI/PIONIER is therefore not high enough to conclude on the dust temperature. At best, we could reject the hypothesis that the detected excess are due to the thermal emission of grains at temperature below 1000 K, which is not expected as such grains would not produce a significant H -band emission anyway. A possible way to circumvent this limitation would be to follow up our detections at other wavelength, for instance using the second generation interferometric instruments of the VLTI (GRAVITY in the near-infrared and MATISSE in the mid-infrared).

Table 9. Hot exozodiacal disk statistics from the combined PIONIER surveys (Ertel et al. 2014a, and this work), after removing all stars showing an effective sensitivity larger than 0.5%, taking into account partial resolution effects. Columns “#S” and “#E” represent the number of target stars and of hot exozodi detections, respectively.

	A-type stars			F-type stars			G/K-type stars			Total		
	#S	#E	occurrence	#S	#E	occurrence	#S	#E	occurrence	#S	#E	occurrence
All	34	7	20.6 ^{+8.5} _{-5.2} %	28	8	28.6 ^{+9.7} _{-6.9} %	6	2	33.3 ^{+21.1} _{-12.7} %	68	17	25.0 ^{+5.9} _{-4.6} %
Warm disk	23	6	26.1 ^{+10.8} _{-7.0} %	13	5	38.5 ^{+14.1} _{-11.0} %	4	2	50.0 ^{+20.2} _{-20.2} %	40	13	32.5 ^{+8.1} _{-6.4} %
Warm disk only	5	1	20.0 ^{+25.3} _{-7.8} %	6	4	66.7 ^{+12.6} _{-21.1} %	2	0	0.0 ^{+45.7} _{-0.0} %	13	5	38.5 ^{+14.1} _{-11.0} %
No warm disk	11	1	9.1 ^{+15.8} _{-5.6} %	15	3	20.0 ^{+13.6} _{-6.5} %	2	0	0.0 ^{+45.7} _{-0.0} %	28	4	14.3 ^{+9.0} _{-4.3} %
No disk	9	1	11.1 ^{+18.2} _{-3.9} %	11	2	18.2 ^{+16.3} _{-6.4} %	2	0	0.0 ^{+45.7} _{-0.0} %	22	3	13.6 ^{+10.4} _{-4.3} %
Cold disk only	2	0	0.0 ^{+45.7} _{-0.0} %	4	1	25.0 ^{+27.3} _{-10.3} %	0	0	0.0 ^{+0.0} _{-0.0} %	6	1	16.7 ^{+23.2} _{-6.3} %

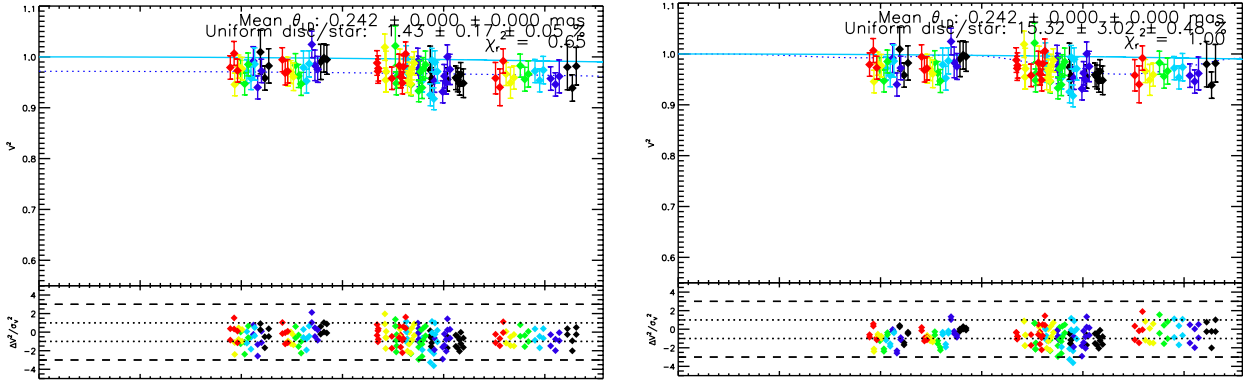


Fig. 10. Squared visibility for HD 80883 in the case of the real data (left) and an injected disk at the sublimation radius (right). The different color points are for the different spectral channels (one color per channel). The blue line represents the expected visibility for the photosphere and the dotted one the visibility that fitted the best the color points. Bottom of the graphic are the residues.

7. Conclusions

In this paper, we have used the VLTI/PIONIER interferometric instrument to search for resolved near-infrared circumstellar emission around a sample of main sequence stars known to harbour a warm dust disk through previous mid-infrared spectrophotometric observations, in an attempt to identify a possible connection between warm and hot dust populations. Among the 52 stars for which we obtained data of sufficient quality, we identified 17 new *H*-band excesses, among which four are shown to be due to the presence of a previously unknown close stellar companion. The remaining 13 excess are thought to originate from hot dust populations, adding to the nine hot exozodi systems already detected with PIONIER by Ertel et al. (2014a). Combining these two samples, we find an overall detection rate of 16.5^{+3.7}_{-2.7}% for *H*-band excess around nearby main sequence stars. Taking into account the fact that some of the hot exozodiacal disks could only be partly resolved by our interferometric baseline lengths, we estimate that the true detection rate could actually be as high as 25.0^{+5.9}_{-4.6}%. Our current data quality does not allow us to discriminate which of a fully resolved disk and a thin annulus at the sublimation radius is the most appropriate model to reproduce our observations.

We then searched for a possible correlation between the presence of a known warm dust population around the target stars and the detection of a near-infrared excess in our interferometric observations. For that, we defined two samples containing respectively the stars showing warm dust emission or not in the lit-

erature. We found that the distribution of near-infrared excesses around the warm dust sample is higher than around the control sample at a 99.5% confidence level, suggesting a connection between warm and hot dust populations. We note however that not all warm dust host stars show a near-infrared excess, as the detection rate is still relatively low (21.3^{+5.4}_{-3.9}%, instead of 10.3^{+5.3}_{-2.7}% for the control sample). Taking into account the fact that some of the hot exozodiacal disks could only be partly resolved by our interferometric baseline may increase this detection rate to 38.5^{+14.1}_{-11.0}%. We also investigate the possible correlation between the presence of hot dust and the spectral type, showing that the tentative trend for early-type stars to have more near-infrared excesses reported in Absil et al. (2013) and Ertel et al. (2014a) does not appear any more here. No correlation was found either between the occurrence of near-infrared excess and the stellar age. A possible caveat to these conclusions is that some of the *H*-band excesses might be variable, as recently suggested by Ertel et al. (2016), so that a non-detection does not necessarily mean that there is never any detectable excess around a particular star. The variability of detected *H*-band excesses is currently monitored both with VLTI/PIONIER and CHARA/JouFLU, and will be the subject of forthcoming papers.

Although the present work puts in light a previously unknown correlation between warm and hot dust populations, it does not settle the question of the origin of hot exozodiacal dust. Our current understanding is that a transport mechanism is at play to inject material in the innermost parts of planetary systems, and that the material could be confined close to its sub-

limation radius by a trapping mechanism. The nature of this mechanism is however still unclear, and will probably require new diagnostic tools to be properly constrained. High-contrast interferometric observations in the thermal infrared (L, M, and N bands) would be a powerful way to derive useful new constraints on these dust populations.

Acknowledgements. The authors thank the French National Research Agency (ANR, contract ANR-2010 BLAN-0505-01, EXOZODI) for financial support. L.M. acknowledges the F.R.S.-FNRS for financial support through a FRIA PhD fellowship. We thank the Belgian GTO on VISA for the generous allocation of observing time. This work made use of the Smithsonian/NASA Astrophysics Data System (ADS) and of the Centre de Données astronomiques de Strasbourg (CDS).

References

- Absil, O., Defrère, D., Coudé du Foresto, V., et al. 2013, *A&A*, 555, A104
 Absil, O., di Folco, E., Mérand, A., et al. 2006, *A&A*, 452, 237
 Absil, O., di Folco, E., Mérand, A., et al. 2008, *A&A*, 487, 1041
 Absil, O., Le Bouquin, J.-B., Berger, J.-P., et al. 2011, *A&A*, 535, A68
 Absil, O., Mennesson, B., Le Bouquin, J.-B., et al. 2009, *ApJ*, 704, 150
 Augereau, J. C., Lagrange, A. M., Mouillet, D., Papaloizou, J. C. B., & Grorod, P. A. 1999, *A&A*, 348, 557
 Ballering, N. P., Rieke, G. H., Su, K. Y. L., & Montiel, E. 2013, *ApJ*, 775, 55
 Binks, A. S. & Jeffries, R. D. 2014, *MNRAS*, 438, L11
 Bonfanti, A., Ortolani, S., & Nascimbeni, V. 2016, *A&A*, 585, A5
 Bonsor, A., Augereau, J.-C., & Thébault, P. 2012, *A&A*, 548, A104
 Booth, M., Kennedy, G., Sibthorpe, B., et al. 2013, *MNRAS*, 428, 1263
 Carpenter, J. M., Bouwman, J., Mamajek, E. E., et al. 2009, *ApJS*, 181, 197
 Casagrande, L., Schönrich, R., Asplund, M., et al. 2011, *A&A*, 530, A138
 Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Bonavita, M., et al. 2010, *A&A*, 509, A52
 Chen, C. H., Mittal, T., Kuchner, M., et al. 2014, *ApJS*, 211, 25
 Chen, C. H., Sargent, B. A., Bohac, C., et al. 2006, *ApJS*, 166, 351
 Ciardi, D., van Belle, G. T., Akeson, R. L., & Thompson, R. R. 2001, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 33, American Astronomical Society Meeting Abstracts, 1508
 Claret, A., Diaz-Cordoves, J., & Gimenez, A. 1995, *A&AS*, 114, 247
 Cotten, T. H. & Song, I. 2016, *ApJS*, 225, 15
 Cox, A. N., ed. 2000, *Allen's astrophysical quantities* (Springer)
 David, T. J. & Hillenbrand, L. A. 2015, *ApJ*, 804, 146
 De Rosa, R. J., Patience, J., Wilson, P. A., et al. 2014, *MNRAS*, 437, 1216
 Defrère, D., Absil, O., Augereau, J.-C., et al. 2011, *A&A*, 534, A5
 Defrère, D., Absil, O., den Hartog, R., Hanot, C., & Stark, C. 2010, *A&A*, 509, A9
 Defrère, D., Stark, C., Cahoy, K., & Beerer, I. 2012, in *Proc. SPIE*, Vol. 8442, *Space Telescopes and Instrumentation 2012: Optical, Infrared, and Millimeter Wave*, 84420M
 Delgado Mena, E., Bertrán de Lis, S., Adibekyan, V. Z., et al. 2015, *A&A*, 576, A69
 Delgado Mena, E., Israelian, G., González Hernández, J. I., et al. 2014, *A&A*, 562, A92
 Desidera, S., Covino, E., Messina, S., et al. 2015, *A&A*, 573, A126
 di Folco, E., Absil, O., Augereau, J.-C., et al. 2007, *A&A*, 475, 243
 Durkan, S., Janson, M., & Carson, J. C. 2016, *ApJ*, 824, 58
 Eiroa, C., Marshall, J. P., Mora, A., et al. 2013, *A&A*, 555, A11
 Ertel, S., Absil, O., Defrère, D., et al. 2014a, *A&A*, 570, A128
 Ertel, S., Defrère, D., Absil, O., et al. 2016, *A&A*, 595, A44
 Ertel, S., Marshall, J. P., Augereau, J.-C., et al. 2014b, *A&A*, 561, A114
 Esposito, T. M., Fitzgerald, M. P., Graham, J. R., et al. 2016, *AJ*, 152, 85
 Feltzing, S., Holmberg, J., & Hurley, J. R. 2001, *A&A*, 377, 911
 Fujiwara, H., Ishihara, D., Onaka, T., et al. 2013, *A&A*, 550, A45
 Grether, D. & Lineweaver, C. H. 2006, *ApJ*, 640, 1051
 Hanbury Brown, R., Davis, J., Lake, R. J. W., & Thompson, R. J. 1974, *MNRAS*, 167, 475
 Hillenbrand, L. A., Carpenter, J. M., Kim, J. S., et al. 2008, *ApJ*, 677, 630
 Holmberg, J., Nordström, B., & Andersen, J. 2009, *A&A*, 501, 941
 Huensch, M., Schmitt, J. H. M. M., & Voges, W. 1998, *A&AS*, 132, 155
 Ishihara, D., Onaka, T., Kataza, H., et al. 2010, *A&A*, 514, A1
 Kennedy, G. M. & Piette, A. 2015, *MNRAS*, 449, 2304
 Kharchenko, N. V. & Roeser, S. 2009, *VizieR Online Data Catalog*, 1280
 Kirchschlager, F., Wolf, S., Krivov, A. V., Mutschke, H., & Brunngräber, R. 2017, *MNRAS*, 467, 1614
 Kobayashi, H., Watanabe, S.-i., Kimura, H., & Yamamoto, T. 2009, *Icarus*, 201, 395
 Lagrange, A.-M., Langlois, M., Gratton, R., et al. 2016, *A&A*, 586, L8
 Lagrange, A.-M., Mathias, P., Absil, O., et al. 2017, *A&A*, submitted
 Lagrange, A.-M., Milli, J., Boccaletti, A., et al. 2012, *A&A*, 546, A38
 Le Bouquin, J.-B., Berger, J.-P., Lazareff, B., et al. 2011, *A&A*, 535, A67
 Le Bouquin, J.-B., Berger, J.-P., Zins, G., et al. 2012, in *Proc. SPIE*, Vol. 8445, *Optical and Infrared Interferometry III*, 84450I
 Lebreton, J., Augereau, J.-C., Thi, W.-F., et al. 2012, *A&A*, 539, A17
 Lebreton, J., van Lieshout, R., Augereau, J.-C., et al. 2013, *A&A*, 555, A146
 Maire, A.-L., Boccaletti, A., Rameau, J., et al. 2014, *A&A*, 566, A126
 Maldonado, J., Eiroa, C., Villaver, E., Montesinos, B., & Mora, A. 2012, *A&A*, 541, A40
 Mamajek, E. E. & Hillenbrand, L. A. 2008, *ApJ*, 687, 1264
 Marion, L., Absil, O., Ertel, S., et al. 2014, *A&A*, 570, A127
 Markwardt, C. B. 2009, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 411, *Astronomical Data Analysis Software and Systems XVIII*, ed. D. A. Bohlender, D. Durand, & P. Dowler, 251
 Marshall, J. P., Cotton, D. V., Bott, K., et al. 2016, *ApJ*, 825, 124
 McDonald, I., Zijlstra, A. A., & Boyer, M. L. 2012, *MNRAS*, 427, 343
 Mennesson, B., Millan-Gabet, R., Serabyn, E., et al. 2014, *ApJ*, 797, 119
 Mérand, A., Bordé, P., & Coudé du Foresto, V. 2005, *A&A*, 433, 1155
 Miller, B. P., Gallo, E., Wright, J. T., & Pearson, E. G. 2015, *ApJ*, 799, 163
 Milli, J., Vigan, A., Mouillet, D., et al. 2017, *A&A*, 599, A108
 Mittal, T., Chen, C. H., Jang-Condell, H., et al. 2015, *ApJ*, 798, 87
 Morales, F. Y., Padgett, D. L., Bryden, G., Werner, M. W., & Furlan, E. 2012, *ApJ*, 757, 7
 Nordstrom, B. & Andersen, J. 1985, *A&AS*, 61, 53
 Nuñez, P. D., Scott, N. J., Mennesson, B., et al. 2017, *A&A*, submitted
 Olofsson, J., Samland, M., Avenhaus, H., et al. 2016, *A&A*, 591, A108
 Pace, G. 2013, *A&A*, 551, L8
 Patel, R. L., Metchev, S. A., & Heinze, A. 2014, *ApJS*, 212, 10
 Pawellek, N., Krivov, A. V., Marshall, J. P., et al. 2014, *ApJ*, 792, 65
 Perrin, M. D., Duchene, G., Millar-Blanchaer, M., et al. 2015, *ApJ*, 799, 182
 Pickles, A. J. 1998, *PASP*, 110, 863
 Rieke, G. H., Gáspár, A., & Ballering, N. P. 2016, *ApJ*, 816, 50
 Roberge, A., Chen, C. H., Millan-Gabet, R., et al. 2012, *PASP*, 124, 799
 Stark, C. C. & Kuchner, M. J. 2008, *ApJ*, 686, 637
 Stark, C. C., Schneider, G., Weinberger, A. J., et al. 2014, *ApJ*, 789, 58
 Takeda, G., Ford, E. B., Sills, A., et al. 2007, *ApJS*, 168, 297
 Tokovinin, A., Pribulla, T., & Fischer, D. 2015, *AJ*, 149, 8
 Tsantaki, M., Sousa, S. G., Adibekyan, V. Z., et al. 2013, *A&A*, 555, A150
 Tucci Maia, M., Ramírez, I., Meléndez, J., et al. 2016, *A&A*, 590, A32
 Valenti, J. A. & Fischer, D. A. 2005, *ApJS*, 159, 141
 Vican, L. & Schneider, A. 2014, *ApJ*, 780, 154
 Wahhaj, Z., Liu, M. C., Nielsen, E. L., et al. 2013, *ApJ*, 773, 179
 Wu, C.-J., Wu, H., Lam, M.-I., et al. 2013, *ApJS*, 208, 29
 Zuckerman, B., Song, I., & Bessell, M. S. 2004, *ApJ*, 613, L65

Table 1. Main properties of all the observed stars.

Star	Type	Dist. (pc)	V (mag) ^b	H (mag) ^b	θ_{LD} (mas)	Age (Gyr)	T_{warm} (K)	T_{cold} (K)	$L_{\text{IR}}/L_{\text{*}}$ ($\times 10^{-4}$)	References
HD 203	F2IV	39.0	6.181 ^{0.003}	5.32 ^{0.05}	0.347 ^{0.005}	0.02	160	129	1.69	1, 2, 3, 31, 32
HD 2834	A0V	53.0	4.751 ^{0.008}	4.76 ^{0.07}	0.381 ^{0.006}	0.22	311 ^a	69	0.17	1, 2, 3, 4
HD 3126	F5V	41.0	6.907 ^{0.009}	5.85 ^{0.05}	0.284 ^{0.004}	1.59	208 ^a	45 ^a	1.91	1, 2, 3, 4
HD 4113	G5V	44.0	7.889 ^{0.009}	6.34 ^{0.02}	0.240 ^{0.003}	5.8	200 ^a	–	0.59	5, 7
HD 4247	F0V	27.0	5.218 ^{0.003}	4.46 ^{0.01}	0.513 ^{0.006}	1.7	–	–	–	6
HD 9672	A1V	59.0	5.611 ^{0.004}	5.53 ^{0.02}	0.273 ^{0.004}	0.1	133	66	1.11	1, 3, 4, 8
HD 10008	K0/1V	24.0	7.66 ^{0.01}	5.90 ^{0.04}	0.324 ^{0.005}	4.2	200	80	1.95	1, 3, 9
HD 10269	F5V	48.0	7.078 ^{0.004}	5.90 ^{0.04}	0.252 ^{0.003}	1.6	183 ^a	–	2.10	1, 4
HD 10939	A1V	62.0	5.033 ^{0.003}	5.03 ^{0.02}	0.339 ^{0.006}	0.2	213 ^a	52	1.46	1, 2, 3
HD 15427	A2/3V	47.0	5.124 ^{0.002}	5.03 ^{0.02}	0.349 ^{0.005}	0.24	190 ^a	75	0.74	1, 2
HD 17848	A2V	50.5	5.252 ^{0.004}	5.16 ^{0.08}	0.350 ^{0.005}	0.28	220	55	0.96	1, 2, 3, 4, 8
HD 23484	K1V	16.0	6.982 ^{0.004}	5.09 ^{0.02}	0.484 ^{0.006}	6.9	–	58	0.67	2, 3, 8, 10, 11
HD 24649	F6V	41.0	7.217 ^{0.007}	6.09 ^{0.03}	0.261 ^{0.004}	4.8	210 ^a	–	1.60	1, 6
HD 28287	K0V	38.0	8.77 ^{0.01}	6.87 ^{0.04}	0.210 ^{0.003}	0.1	194 ^a	–	1.50	1, 3, 7
HD 29137	G5V	52.0	7.663 ^{0.008}	6.16 ^{0.03}	0.258 ^{0.004}	6.29	353 ^a	–	0.50	1, 12
HD 31203	F0IV	37.1	5.606 ^{0.004}	4.88 ^{0.02}	0.414 ^{0.006}	0.70	–	–	–	4, 13
HD 31392	G9V	26.0	7.600 ^{0.008}	5.89 ^{0.04}	0.317 ^{0.005}	3.70	252	39	4.11	3, 8
HD 36187	A0V	87.8	5.557 ^{0.003}	5.51 ^{0.02}	0.264 ^{0.004}	0.25	?	–	0.51	4, 14
HD 37306	A2V	63.0	6.087 ^{0.004}	5.992 ^{0.02}	0.215 ^{0.003}	0.16	247	92	1.85	1, 2, 3, 4, 8
HD 37484	F3V	57.0	7.249 ^{0.008}	6.29 ^{0.02}	0.217 ^{0.003}	0.7	146 ^a	75	3.8	1, 2, 3, 6, 8
HD 38949	G1V	43.3	7.808 ^{0.008}	6.48 ^{0.04}	0.215 ^{0.003}	0.9	500	–	0.62	2, 3, 8
HD 41278	F5V	56.0	7.394 ^{0.008}	6.36 ^{0.03}	0.220 ^{0.003}	2.3	227	–	0.42	1, 6
HD 43879	F5V	64.1	7.494 ^{0.008}	6.46 ^{0.04}	0.216 ^{0.003}	2.0	–	–	–	4, 15
HD 44524	F3V	102.3	7.012 ^{0.01}	6.46 ^{0.03}	0.193 ^{0.003}	1.6	?	–	1.73	6, 14, 15
HD 59967	G3V	21.8	6.657 ^{0.004}	5.25 ^{0.02}	0.412 ^{0.006}	0.63	351 ^a	80	2.4	1, 2, 3, 16, 17
HD 60491	K2V	25.0	8.15 ^{0.01}	6.14 ^{0.02}	0.298 ^{0.005}	0.08	180 ^a	–	0.92	1, 3, 18
HD 61005	G3/5V	35.3	8.215 ^{0.008}	6.58 ^{0.04}	0.228 ^{0.004}	0.1	139 ^a	60	3.1	1, 2, 3, 19
HD 71722	A0V	71.7	6.05 ^{0.004}	5.91 ^{0.02}	0.225 ^{0.003}	0.4	176 ^a	70	1.8	1, 2, 3, 4, 8, 20
HD 76143	F5IV	52.0	5.328 ^{0.003}	4.42 ^{0.02}	0.536 ^{0.009}	2.2	229 ^a	–	0.8	1, 3, 4
HD 80133	K1/2V	68.5	7.76 ^{0.01}	5.90 ^{0.03}	0.337 ^{0.005}	0.4	200 ^a	–	0.78	7, 11
HD 80883	K0V	36.2	8.59 ^{0.01}	6.63 ^{0.05}	0.242 ^{0.004}	6.3	200 ^a	–	1.0	7, 21
HD 89886	F7V	167.0	7.44 ^{0.01}	6.09 ^{0.05}	0.273 ^{0.004}	1.6	200 ^a	–	1.6	6, 7
HD 90781	F3V	77.0	7.448 ^{0.008}	6.51 ^{0.03}	0.198 ^{0.003}	1.2	?	–	1.3	4, 14, 15
HD 90874	A2V	68.0	5.991 ^{0.004}	5.86 ^{0.04}	0.237 ^{0.003}	0.25	244 ^a	90	0.83	1, 2, 3, 4, 8
HD 92945	K1V	21.4	7.708 ^{0.007}	5.77 ^{0.05}	0.347 ^{0.005}	0.21	–	36-40	4.9	7, 8
HD 93453	A4IV	72.0	6.288 ^{0.004}	5.91 ^{0.03}	0.244 ^{0.003}	0.4	217 ^a	–	0.29	1, 4
HD 105850	A1V	56.1	5.447 ^{0.003}	5.35 ^{0.04}	0.290 ^{0.004}	0.2	179 ^a	–	0.88	1, 2, 3, 4, 8, 22
HD 105912	F2/3V	50.0	6.940 ^{0.007}	5.96 ^{0.06}	0.258 ^{0.004}	2.7	499	103	0.9	1, 2, 3, 8, 23
HD 106906	F5V	59.0	7.798 ^{0.008}	6.76 ^{0.04}	0.184 ^{0.003}	0.01	–	55-120	35.7	1, 2, 3
HD 109573	A0V	67.1	5.777 ^{0.004}	5.79 ^{0.04}	0.231 ^{0.003}	0.01	231	97	44	2, 3, 4, 8, 22
HD 109704	A3V	68.8	5.869 ^{0.003}	5.77 ^{0.05}	0.245 ^{0.003}	0.4	442	121	0.92	1, 2, 3, 4, 8, 22
HD 112603	F2V	61.0	6.952 ^{0.004}	6.14 ^{0.05}	0.232 ^{0.003}	1.5	188 ^a	–	0.4	1, 6
HD 117716	A0/1V	72.0	5.690 ^{0.004}	5.67 ^{0.03}	0.255 ^{0.003}	0.3	499	109	0.2	1, 2, 3, 8
HD 118972	K1V	15.6	6.918 ^{0.004}	5.14 ^{0.05}	0.480 ^{0.006}	0.3	227 ^a	–	0.87	1, 2, 3, 7, 8, 11, 24
HD 136544	F6V	74.0	7.43 ^{0.01}	6.35 ^{0.03}	0.221 ^{0.004}	2.0	191 ^a	–	0.81	1, 9
HD 141378	A5IV	54.0	5.522 ^{0.003}	5.27 ^{0.03}	0.306 ^{0.004}	0.3	190	60	1.44	1, 2, 3, 8, 25
HD 141943	G0/2V	67.0	7.85 ^{0.01}	6.41 ^{0.03}	0.231 ^{0.004}	0.03	197	60	4.24	3, 8, 33
HD 142139	A3V	66.0	5.747 ^{0.003}	5.66 ^{0.05}	0.261 ^{0.004}	0.2	171 ^a	–	0.35	1, 2, 3, 4, 8
HD 161612	G6/8V	26.9	7.18 ^{0.01}	5.6 ^{0.1}	0.344 ^{0.005}	0.8	200 ^a	–	0.85	7, 11, 26
HD 174474	A2V	82.0	6.169 ^{0.004}	5.89 ^{0.04}	0.236 ^{0.004}	0.6	220.0	–	1.4	3, 4, 14, 15
HD 175073	K1V	24.0	7.96 ^{0.01}	5.95 ^{0.03}	0.324 ^{0.005}	4.1	272 ^a	–	1.1	1, 27
HD 178606	F5V	53.0	6.520 ^{0.007}	5.49 ^{0.02}	0.323 ^{0.004}	1.7	169 ^a	–	0.5	1, 23
HD 179520	F3V	62.0	7.092 ^{0.007}	6.24 ^{0.02}	0.232 ^{0.003}	0.6	155 ^a	–	0.4	1, 3, 23
HD 181327	F5/6V	52.0	7.035 ^{0.008}	5.98 ^{0.04}	0.263 ^{0.004}	0.02	–	88 ^a	22.0	1, 2, 3, 28, 31, 32
HD 184932	F2V	65.0	8.03 ^{0.01}	6.95 ^{0.02}	0.166 ^{0.003}	2.1	780	–	–	1, 4
HD 185615	G6IV	43.5	8.11 ^{0.01}	6.54 ^{0.03}	0.286 ^{0.004}	9.2	200 ^a	–	0.71	7, 9, 15

Table 1. continued.

Star	Type	Dist. (pc)	V (mag) ^b	H (mag) ^b	θ_{LD} (mas)	Age (Gyr)	T_{warm} (K)	T_{cold} (K)	L_{IR}/L_{\star} ($\times 10^{-4}$)	References
HD 191089	F5V	52.0	7.178 ^{0.007}	6.09 ^{0.03}	0.243 ^{0.004}	0.02	–	99 ^a	29.0	1, 3, 8, 22, 31, 32
HD 192758	F0V	62.0	7.013 ^{0.008}	6.30 ^{0.04}	0.217 ^{0.004}	0.04	164	54	5.6	3, 8, 29
HD 196141	G3V	37.0	8.09 ^{0.01}	6.58 ^{0.03}	0.213 ^{0.004}	0.4	200 ^a	–	0.71	7
HD 205674	F3/5IV	52.0	7.178 ^{0.007}	6.25 ^{0.03}	0.228 ^{0.003}	2.2	202 ^a	54	5.1	1, 3, 4, 8
HD 220476	G5V	30.0	7.611 ^{0.009}	6.11 ^{0.04}	0.276 ^{0.004}	0.4	200 ^a	–	0.72	7
HD 224228	K3V	22.0	8.237 ^{0.009}	6.01 ^{0.03}	0.325 ^{0.005}	0.1-0.2	197 ^a	–	0.87	1, 30

Notes. 1σ error bars are given as superscripts. Symbol “–” denotes the absence of known warm or cold dust around this star. Symbol “?” denotes an excess at wavelength below $24\ \mu\text{m}$ without temperature estimation in the literature. ^(a) upper limit on the temperature. ^(b) V and H magnitudes from Kharchenko & Roeser (2009). Bold references are for the warm dust temperature.

References. (1) Patel et al. (2014); (2) Ballering et al. (2013); (3) Cotten & Song (2016); (4) David & Hillenbrand (2015); (5) Bonfanti et al. (2016); (6) Holmberg et al. (2009); (7) Vican & Schneider (2014); (8) Chen et al. (2014); (9) Pace (2013); (10) Eiroa et al. (2013); (11) Valenti & Fischer (2005); (12) Delgado Mena et al. (2014); (13) Huensch et al. (1998); (14) Wu et al. (2013); (15) McDonald et al. (2012); (16) Durkan et al. (2016); (17) Tucci Maia et al. (2016); (18) Maldonado et al. (2012); (19) Desidera et al. (2015); (20) Pawellek et al. (2014); (21) Delgado Mena et al. (2015); (22) Mittal et al. (2015); (23) Feltzing et al. (2001); (24) Mamajek & Hillenbrand (2008); (25) De Rosa et al. (2014); (26) Tsantaki et al. (2013); (27) Casagrande et al. (2011); (28) Stark et al. (2014); (29) Wahhaj et al. (2013); (30) Maire et al. (2014); (31) Zuckerman et al. (2004); (32) Binks & Jeffries (2014); (33) Chauvin et al. (2010)

Table 8. Same as Table 7 for the Ertel et al. (2014a) sample.

name	radius (au)	radius (mas)	ϕ	σ_{eff} (%)
HD 142*	0.06	2.29	0.25	1.06
HD 1581	0.04	4.60	0.70	0.44
HD 2262	0.12	5.02	0.77	0.23
HD 3302*	0.09	2.52	0.29	0.89
HD 3823*	0.05	2.20	0.23	0.97
HD 7570*	0.05	3.15	0.42	0.62
HD 7788	0.07	3.42	0.48	0.36
HD 10647*	0.04	2.36	0.26	1.01
HD 11171*	0.06	2.43	0.27	1.55
HD 14412*	0.02	1.83	0.16	1.30
HD 15008	0.21	5.00	0.77	0.42
HD 15798*	0.09	3.54	0.50	0.69
HD 17051*	0.05	2.72	0.33	0.70
HD 17925*	0.02	2.23	0.23	0.99
HD 19107*	0.11	2.75	0.34	0.63
HD 20766*	0.03	2.49	0.28	0.92
HD 20794*	0.03	4.36	0.66	0.56
HD 20807*	0.03	2.89	0.36	1.46
HD 22001	0.08	3.64	0.52	0.39
HD 23249	0.05	5.22	0.79	0.47
HD 25457	0.05	2.65	0.31	0.45
HD 28355	0.15	3.08	0.40	0.22
HD 30495*	0.03	2.62	0.31	0.67
HD 31295	0.14	4.05	0.60	0.25
HD 31925*	0.10	2.48	0.28	0.79
HD 33111	0.24	8.62	0.96	0.43
HD 33262	0.04	3.79	0.55	0.38
HD 34721*	0.05	2.03	0.20	1.06
HD 38858*	0.03	2.16	0.22	1.31
HD 39060	0.11	5.66	0.82	0.28
HD 40307*	0.02	1.48	0.11	2.18
HD 43162*	0.03	1.76	0.15	1.40
HD 45184*	0.04	1.75	0.15	1.00
HD 53705*	0.04	2.17	0.22	1.04
HD 56537	0.21	6.72	0.90	0.28
HD 69830*	0.03	2.20	0.23	1.15
HD 71155	0.22	5.90	0.84	0.30
HD 72673*	0.02	1.88	0.17	1.90
HD 76151*	0.04	2.04	0.20	1.42
HD 76932*	0.05	2.19	0.23	1.85
HD 82434*	0.11	5.73	0.83	0.70
HD 88955	0.17	5.46	0.80	0.31
HD 90132*	0.11	2.67	0.32	1.28
HD 91324	0.07	3.36	0.46	0.37
HD 99211	0.12	4.67	0.71	0.31
HD 102365	0.03	3.34	0.46	0.50
HD 104731	0.07	2.81	0.35	0.40
HD 108767	0.26	9.72	0.96	0.16
HD 109787	0.20	5.05	0.77	0.26
HD 115617	0.03	4.04	0.60	0.38
HD 120136	0.06	4.06	0.60	0.37
HD 128898	0.10	6.32	0.87	0.25
HD 129502	0.09	5.17	0.78	0.18
HD 130109	0.27	6.56	0.89	0.48
HD 134083*	0.06	3.25	0.44	1.07
HD 135379	0.15	4.92	0.75	0.49
HD 136202*	0.07	2.67	0.32	2.00
HD 139664	0.06	3.68	0.52	0.36
HD 141891	0.10	8.43	0.96	0.21
HD 149661*	0.02	2.44	0.27	0.81

Table 8. continued.

name	radius (au)	radius (mas)	ϕ	σ_{eff} (%)
HD 152391*	0.03	1.66	0.13	1.34
HD 160032	0.07	3.27	0.44	0.25
HD 160915*	0.05	2.89	0.36	0.77
HD 164259	0.09	3.68	0.52	0.36
HD 165777	0.15	5.58	0.81	0.34
HD 172555*	0.10	3.44	0.48	0.53
HD 178253	0.18	4.67	0.71	0.50
HD 182572	0.05	3.06	0.40	0.33
HD 188228	0.23	7.27	0.94	0.29
HD 192425*	0.16	3.49	0.49	0.51
HD 195627*	0.10	3.43	0.48	1.09
HD 197157	0.10	4.04	0.60	0.50
HD 197692	0.07	4.72	0.72	0.28
HD 203608	0.04	4.47	0.68	0.50
HD 206860*	0.04	2.06	0.20	1.48
HD 207129*	0.04	2.51	0.28	0.63
HD 210049*	0.17	4.15	0.62	0.61
HD 210277*	0.04	1.71	0.14	2.14
HD 210302*	0.06	3.24	0.44	0.57
HD 210418	0.18	6.35	0.87	0.33
HD 213845*	0.06	2.56	0.30	0.80
HD 214953*	0.05	2.18	0.22	1.00
HD 215648	0.07	4.59	0.70	0.31
HD 215789	0.30	7.63	0.96	0.27
HD 216435*	0.06	1.89	0.17	1.56
HD 219482*	0.05	2.40	0.26	0.64
HD 219571	0.11	4.89	0.75	0.36

Interférométrie en infrarouge moyen

Dès que nous sommes en mesure de comprendre une théorie, une autre vient prendre sa place.

Carl Sagan

Mesure de la fréquence des disques tièdes avec le LBTI

Sommaire

7.1	Le Large Binocular Telescope Interferometer	110
7.1.1	Description du télescope	110
7.1.2	Description de l'instrument	110
7.1.3	Principe de recombinaison pour la détection d'exozodis	112
7.2	Le programme d'observation HOSTS	112
7.3	Réduction des données et améliorations	115
7.3.1	Obtention et calibration des données	115
7.3.2	La méthode classique de réduction des données	116
7.3.3	La méthode statistique de réduction des données	119
7.4	Premiers résultats	122

Dans ce chapitre, je présente ma contribution au programme d'observation de poussière exozodiacale actuellement en cours au Large Binocular Telescope Interferometer (LBTI). Je commence par introduire le télescope et l'instrument ainsi que le principe d'obtention de données en interférométrie de nulling au LBTI. Ensuite, je détaille le programme d'observation HOSTS ainsi que les observations réalisées jusque maintenant à l'aide d'autres interféromètres fonctionnant en nulling (appelés "nuller") et les améliorations attendues grâce au LBTI. Celui-ci devrait nous permettre de passer d'une limite de détection pour les exozodis de environ 100 zodis à environ 10 zodis. Enfin, je rappelle le principe de la méthode statistique de traitement de données auto-calibrée et je détaille ma contribution personnelle à l'amélioration et à l'implémentation de cette méthode au LBTI. Dans cette partie, je présente également quelques résultats préliminaires notamment sur l'étoile β Leo qui sont les résultats les plus précis jamais obtenus à l'heure actuelle.

7.1 Le Large Binocular Telescope Interferometer

7.1.1 Description du télescope

Le Large Binocular Telescope (LBT, Veillet et al. (2014)) est un télescope situé sur le mont Graham au sud-est de l'état d'Arizona et à une altitude de 3300 m. Le LBT comporte deux miroirs de 8.4 m de diamètre installés sur une même monture altitude-azimut et séparés de 14.4 m. Les deux télescopes étant sur une même monture, ce design ne requiert pas de longues lignes à retard et constitue un instrument idéal pour réaliser des mesures interférométriques. Au foyer du LBT se trouve un interféromètre : le Large Binocular Telescope Interferometer (LBTI, Defrère et al. (2016)). Les deux ouvertures du LBT sont équipées de miroirs déformables secondaires qui sont commandés par un système d'optique adaptative afin de corriger les perturbations du front d'onde provenant de la turbulence atmosphérique (Esposito et al., 2010; Bailey et al., 2014). Chaque miroir déformable est constitué de 672 actuateurs qui corrigent en temps réel 500 modes de Zernike et permettent d'obtenir un rapport de Strehl de 80%, 95%, et 99% à 1.6 μm , 3.8 μm , et 10 μm , respectivement (Esposito et al., 2012; Skemer et al., 2014).

7.1.2 Description de l'instrument

L'architecture générale du LBTI est basée sur l'interféromètre de Bracewell fonctionnant au MMT (BLINC, Hinz et al. (2000)) et est entièrement décrite dans Hinz et al. (2016). Le fonctionnement du LBTI en nulling est illustré à la Fig. 7.1. La lumière se réfléchit sur les miroirs primaires, secondaires et tertiaires avant d'arriver au LBTI. La lumière visible est réfléchi à l'entrée du LBTI et se dirige vers le système d'optique adaptative qui contrôle les miroirs secondaires déformables. La partie infrarouge de la lumière rentre dans le combineur de faisceau du LBTI (UBC pour *Universal Beam Combiner*, bloc rouge à la Fig. 7.1). L'UBC permet de placer les faisceaux côte à côte. L'alignement des faisceaux est réalisé en deux temps par le FPC (*Fast Pathlength Corrector*) et par le SPC (*Slow Pathlength Corrector*). Le FPC, situé dans la partie gauche de l'UBC va se charger de la correction rapide de la différence de chemin optique entre les deux faisceaux par effet Piezo-électrique (PZT) et permettant une correction jusqu'à 160 μm . Le SPC est quant à lui situé dans la partie droite de l'UBC et est utilisé durant l'acquisition des franges d'interférence.

À la sortie de l'UBC, la lumière entre dans la NIC (*Nulling and Imaging Camera*) équipée de deux caméras : LMIRcam (*L and M Infrared Camera*, Wilson et al. (2008); Leisenring et al. (2012)) et NOMIC (*Nulling Optimized Mid-Infrared Camera*, Hoffmann et al. (2014)). Un détecteur proche-infrarouge (PHASEcam) permettant de mesurer le tip/tilt et la variation de phase entre les deux ouvertures du LBTI est également disponible dans cette partie de l'interféromètre. À l'entrée de NIC se trouve un miroir trichroïque qui va transmettre l'infrarouge thermique (3.0-5.0 μm) à LMIRcam et réfléchir l'infrarouge proche (1.5-2.5 μm) et moyen (8-13 μm) à NOMIC (voir les courbes de transmission et de réflexion dans Skemer et al. (2014)). Les deux sorties interférométriques sont dirigées vers le senseur de phase et de tip/tilt alors que la partie dédiée au nulling est réfléchi vers

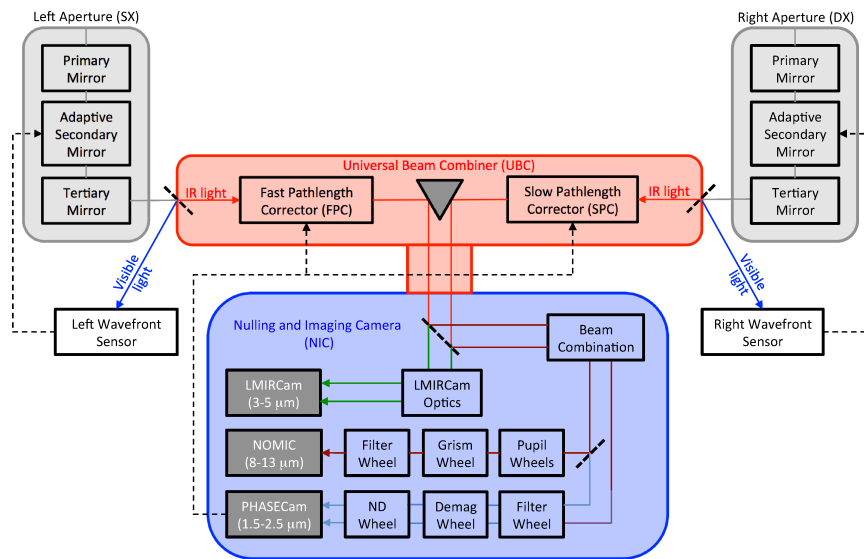


FIGURE 7.1 – Diagramme représentant l'architecture du LBTI en mode nulling. Le chemin optique est représenté à travers les miroirs, le combinateur de faisceaux (partie rouge) et le cryostat NIC (partie bleue). Après réflexion sur les miroirs primaires, secondaires et tertiaires du LBT, la lumière visible est réfléchie et utilisée par l'optique adaptative, et la lumière infrarouge est transmise à l'intérieur du LBTI. Le combinateur de faisceaux va permettre de collimater ou recombiner les faisceaux et d'ajuster les différences de chemin optique. Dans le cryostat NIC, l'infrarouge thermique ($3.0\text{-}5.0\ \mu\text{m}$) est dirigé vers LMIRcam pour l'imagerie d'exoplanètes, l'infrarouge proche ($1.5\text{-}2.5\ \mu\text{m}$) est dirigé vers le senseur de phase qui va permettre de mesurer la différence de phase et le tip/tilt entre les deux faisceaux et l'infrarouge moyen ($8\text{-}13\ \mu\text{m}$) sera transmis à NOMIC pour l'interférométrie de nulling. Les deux sorties interférométriques sont dirigées vers le senseur de phase et de tip/tilt alors que la partie dédiée au nulling est réfléchie vers la caméra NOMIC. Les différentes caméras sont représentées en gris foncé et les faisceaux permettant de corriger le front d'onde et le tip/tilt sont représentés en pointillés. Ce diagramme se veut schématique et ne représente pas toutes les optiques présentes dans le LBTI.

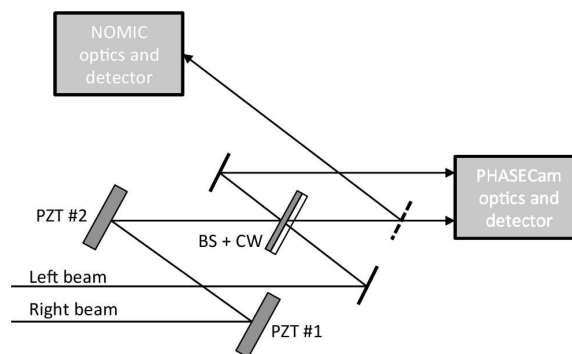


FIGURE 7.2 – Représentation schématique du nulling et de PHASECam (suiveur de franges). Les faisceaux sont recombinés dans le plan pupille sur un beamsplitter 50/50. Afin de supprimer la lumière de façon achromatique sur une plage de longueur d'onde assez grande ($8\text{-}13\ \mu\text{m}$), un compensateur constitué d'un matériaux diélectrique est introduit dans le chemin d'un des deux faisceaux. La représentation complète peut être trouvée dans Hinz et al. (2008).

la caméra NOMIC (voir Fig. 7.2). Une série de roues à filtres est disponible dans le canal NOMIC afin de sélectionner une longueur d'onde (liste des filtres disponible dans Defrère et al. (2015)). Dans ce canal, des *cold stops* ainsi que des grismes (pour de la spectroscopie à basse résolution) sont également disponibles. Dans le canal PHASEcam, nous trouvons également des roues permettant de sélectionner la longueur d'onde désirée (e.g., les filtres H et K standards). Une description détaillée des différents modes peut être trouvée dans Hinz et al. (2008).

7.1.3 Principe de recombinaison pour la détection d'exozodis

Outre grâce à l'interférométrie classique (voir Section 2.3), la détection d'exozodis peut être faite en utilisant l'interférométrie en frange sombre (décrite dans la Section 2.4) qui permet d'atténuer le flux de l'étoile afin de voir plus aisément ce qui se trouve autour. Cette technique a déjà été mise en place avec succès sur plusieurs télescopes et instruments : le Palomar Fiber Nuller (PFN) au Hale télescope au mont Palomar (Mennesson et al., 2011), le Bracewell Infrared Nulling Cryostat (BLINC) au MMT (Hinz et al., 1998), le Keck Interferometer Nuller (KIN) au Keck observatory (Colavita et al., 2009) et plus récemment, au LBTI (Hinz et al., 2008).

Au LBTI, la combinaison des faisceaux pour l'interférométrie de nulling est réalisée en plan pupille sur une lame séparatrice 50/50 (voir Fig. 7.2) qui est précédée d'un miroir permettant d'égaliser les chemins optiques pour les deux faisceaux. À la différence d'autres instruments de nulling au sol, le LBTI produit une image de la sortie de nulling plutôt que d'intégrer le flux sur un ou plusieurs pixels (Defrère et al., 2016). L'avantage c'est que nous obtenons ainsi des images avec la résolution angulaire d'une seule ouverture et la haute résolution angulaire de l'interféromètre encodée dans le flux de l'étoile. L'image correspond à la brillance de l'objet multipliée par la carte de transmission du nuller (voir Fig. 7.3, à droite) et convoluée avec la PSF des éléments individuels (voir Fig. 7.3, à gauche).

7.2 Le programme d'observation HOSTS

Jusqu'ici, l'instrument de prédilection pour la recherche d'exozodis tièdes était le Keck Interferometer Nuller (KIN). Grâce aux observations du KIN, nous avons pu détecter et commencer à caractériser des exozodis tièdes. Par exemple, Millan-Gabet et al. (2011) caractérisent le disque autour de η Crv et estiment sa densité à 1250 zodis. Un autre exemple est donné par Mennesson et al. (2014) avec une première étude de la possible connexion entre la présence de poussière tiède et chaude autour d'étoiles en séquence principale. Des résultats scientifiques obtenus à l'aide de cet instrument ont été récemment publiés (Millan-Gabet et al., 2011; Mennesson et al., 2014) démontrant notamment que la limite accessible à l'aide du KIN était de environ 90 zodis.

Le LBTI a été conçu pour atteindre la précision nécessaire à l'imagerie directe de disques exozodiacaux. Le peu d'éléments optiques non refroidis et la soustraction de bruit

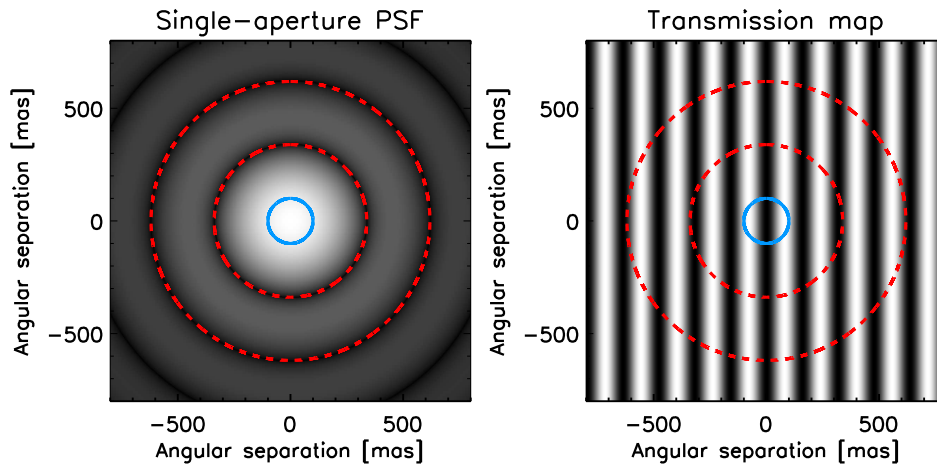


FIGURE 7.3 – À gauche : illustration de la PSF monochromatique d'une ouverture au LBTI. À droite : carte de transmission du LBTI à $11.1 \mu\text{m}$ et dans un champ de vue de $1''.5 \times 1''.5$ en considérant une orientation de la base est-ouest. Les traits pointillés rouges indiquent la position des deux premiers minima de la PSF d'une ouverture. La courbe bleue en trait plein indique l'orbite de la Terre autour d'un soleil à 10 pc et vue de face. L'orbite est résolue par l'interféromètre mais pas par une seule ouverture du télescope. La PSF est affichée selon une échelle en racine carrée afin de bien voir le premier anneau d'Airy alors que la carte de transmission est affichée avec une échelle linéaire (Defrère et al., 2016).

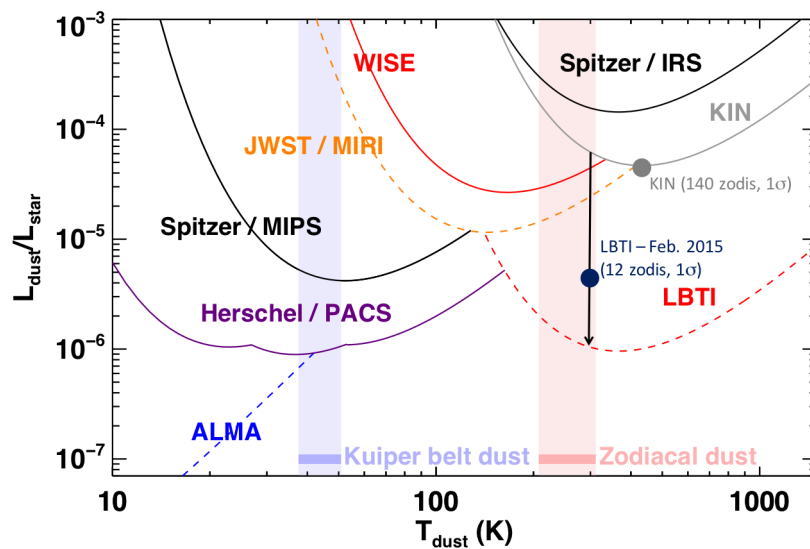


FIGURE 7.4 – Prédiction du niveau de sensibilité pour le LBTI en terme de zodis (Roberge et al., 2012).

de fond thermique extrêmement efficace en font effectivement un instrument idéal pour descendre sous la limite des 10 zodis (voir Fig. 7.4). Typiquement au LBTI, et dans le cadre du projet HOSTS, le contraste entre l'étoile et le disque est de 10^4 ce qui rend impossible la détection du disque sans masquer l'étoile.

Le programme d'observation HOSTS (*Hunt for Observable Signatures of Terrestrial Systems*) est mené par la NASA au Large Binocular Telescope Interferometer (LBTI). Cet instrument vise principalement à détecter et caractériser des exozodis chauds afin d'informer les missions futures d'imagerie directe de planètes de type terrestre. En effet, comme il a été expliqué dans l'introduction, la recherche et la détection de planètes de type terrestre autour d'étoiles en séquence principale est extrêmement compliquée pour deux raisons : d'une part, le contraste entre l'étoile et la planète dans l'infrarouge moyen (longueur d'onde d'observation ici) est de 10^7 ; d'autre part, la présence de disques autour d'étoiles peut totalement masquer la présence d'une planète. Par ailleurs, l'étude de ces disques de poussière constitue une mine d'informations car ils proviennent généralement de la formation d'un système planétaire et en sont donc les vestiges.

Le choix des étoiles pour le programme d'observation HOSTS fut réalisé pour remplir deux critères majeurs. Premièrement, il fallait que les étoiles observées soient des étoiles susceptibles d'être ensuite étudiées lors de missions de détection directe d'exoplanètes. Deuxièmement, il fallait que le programme d'observation couvre une assez grande "variété" d'étoiles pour permettre une bonne analyse statistique de la population d'exozodis. Le projet se concentre donc d'une part sur des étoiles de type F, G et K (typiquement F5 et plus tardifs) qui sont les plus susceptibles d'être ensuite observées pour la détection directe d'exoplanètes et d'autre part sur des étoiles plus jeunes, de type A0 jusqu'à F4 typiquement, pour déterminer la sensibilité du LBTI et la comparer à la sensibilité attendue, sans tenir compte de contraintes concernant la possibilité de la présence de planètes autour de ces étoiles (Weinberger et al., 2015). Comme c'était le cas pour la définition des échantillons d'étoiles au VLTI, les étoiles sélectionnées sont choisies pour être exemptes de compagnon... mais comme c'était le cas au VLTI, certains compagnons pourraient être encore inconnus. Afin de différencier un éventuel compagnon d'un disque dans les données LBTI, il faut pouvoir comprendre la signature qu'il aura dans les données. Un compagnon se verra dans une seule frange alors qu'une émission étendue se verra sur plusieurs franges (Weinberger et al., 2015). De ce fait la position d'un compagnon va passer d'une frange à l'autre en fonction de la variation de l'orientation de la base projetée sur le plan du ciel et va donc produire un null variable en fonction de l'orientation de la base de l'instrument par rapport à l'étoile. Un disque étendu produira en général une modulation du null beaucoup plus faible quoiqu'un disque incliné pourrait produire un signal analogue à celui d'un compagnon. Des observations de follow-up seront donc menées afin de bien différencier les deux situations.

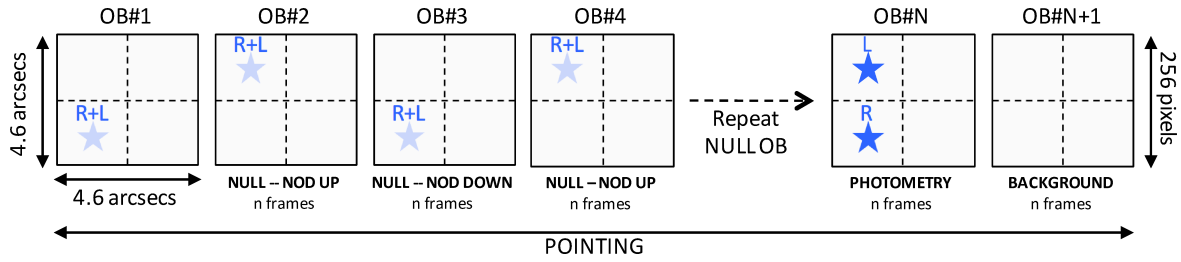


FIGURE 7.5 – Séquence d’observation pour le survey HOSTS. La séquence est découpée en *observing blocks* (OB) de 1000 à 2000 frames chacun ayant un temps d’intégration de 10 à 100 ms (en fonction de la brillance de l’étoile). La séquence d’observation complète est constituée de plusieurs OBs consécutifs pris au null (les faisceaux issus de chaque télescope interfèrent de manière cohérente en opposition de phase de telle sorte qu’une frange sombre se trouve sur l’étoile), d’un OB de mesures photométriques où les faisceaux sont séparés sur le détecteur et d’un OBs de mesure du bruit de fond thermique. Chaque carré représente une sous section de 256×256 du détecteur NOMIC qui couvre une région d’environ $4''.6 \times 4''.6$. Les faisceaux sont alignés verticalement au centre de chaque canal (voir l’étoile bleue sur la figure) afin de maximiser le champ de vue effectif et de nodder de haut en bas sur $2''.3$. La ligne pointillée représente les limites des différents canaux sur le détecteur. La partie droite du détecteur n’est pas utilisée directement pour les mesures de nulling mais pour la sélection des frames et comme diagnostic (Defrère et al., 2016).

7.3 Réduction des données et améliorations

7.3.1 Obtention et calibration des données

Les données obtenues au LBTI sont stockées sous forme d’images, généralement de 256×256 pixels au sein d’un fichier FITS. Dans ce fichier, nous trouvons également une série d’informations dans le “header” qui contient jusqu’à 160 mots clés permettant de retrouver facilement l’information recherchée dans le fichier (par exemple, l’ascension droite et la déclinaison de l’étoile, son nom, les informations relatives au télescope ou encore à l’optique adaptative). La première étape de la réduction de données consiste à extraire et calibrer les données contenues dans ces fichiers FITS qui seront ensuite utilisables par des routines IDL.

Les données scientifiques sont acquises suivant une séquence présentée à la Fig. 7.5. La séquence est découpée en *observing blocks* (OBs) de 1000 à 2000 frames chacun ayant un temps d’intégration de 10 à 100 ms en fonction de la brillance de l’étoile. La séquence d’observation complète est constituée de plusieurs OBs consécutifs pris au null (où les faisceaux issus de chaque télescope interfèrent de manière cohérente en opposition de phase de telle sorte qu’une frange sombre se trouve sur l’étoile), d’un OB de mesures photométriques où les faisceaux sont séparés sur le détecteur et d’un OB de mesure de fond thermique.

La séquence classique d’observation pour le projet HOSTS consiste en deux pointages sur l’étoile scientifique encadrés par l’observation d’un calibrateur de telle sorte qu’on arrive à une séquence du type CAL-SCI-SCI-CAL. Afin d’obtenir des mesures de null

correctement estimées, l'étape de soustraction de bruit de fond est une étape cruciale. Or, dans l'infrarouge moyen, le bruit de fond a tendance à varier rapidement et de manière non uniforme, et devient donc assez complexe à estimer. En considérant des conditions d'observations typiques au LBTI, et en tenant compte de l'atmosphère, le bruit de fond thermique est estimé à 1 Jy/pixel (Defrère et al., 2016), ce qui est environ un million de fois plus brillant que le plus faible exozodi potentiellement détectable avec le LBTI.

Afin de réduire correctement les données scientifiques, il est donc important d'estimer et soustraire le bruit de fond thermique le plus précisément possible. Dans le cas du LBTI cette opération s'effectue en deux étapes. D'une part, nous mesurons le bruit de fond dans un anneau autour de la position de l'étoile afin de se débarrasser des fluctuations temporelles causées par l'atmosphère. Cette mesure s'effectue en même temps que la mesure scientifique. D'autre part, nous mesurons le bruit de fond au même endroit que la position de l'étoile sur le détecteur mais à un temps différent (après avoir *noddé* le télescope) afin de se débarrasser des variations du bruit de fond en fonction de la position sur le détecteur. La technique du *nodding* consiste à incliner le télescope dans deux positions assez proches sur le détecteur (séparées de $2''.3$) afin de permettre une mesure du bruit de fond à l'endroit de la mesure scientifique, mais à un temps différent. À la Fig. 7.6 est représenté le bruit de fond thermique tel que nous pouvons l'obtenir au télescope en bande N' (au dessus). La partie centrale représente la même mesure lorsque nous soustrayons les mesures simultanées du bruit du fond prises dans l'anneau autour de la position de l'étoile (il reste alors un bruit Gaussien qui présente un décalage par rapport à zéro). Enfin, la partie inférieure représente le signal restant après soustraction du bruit mesuré de façon simultanée à la mesure scientifique et du bruit mesuré après le nod du télescope (le bruit est maintenant Gaussien et centré en zéro).

Une fois le bruit de fond retiré, il faut calculer le flux et la profondeur de null. Le flux est calculé par photométrie d'ouverture à l'aide de la routine IDL *astrolib aper.pro*. L'ouverture utilisée est de $0.514\lambda/D$ de rayon, où D est le diamètre de l'ouverture primaire, ce qui correspond à un rayon de 140 mas à $11.1 \mu\text{m}$. Pour des mesures prises au null, le flux est en général trop faible pour déterminer la position du centroïde dans une seule frame et nous considérons donc la position du centroïde à partir de la médiane sur plusieurs images prises dans la même position de nod du télescope. La position du centroïde est déterminée en deux étapes : nous appliquons tout d'abord un fit Gaussien à tout le détecteur pour déterminer la position approximative de l'étoile, ensuite nous appliquons un ajustement par moindres carrés autour de la première position trouvée (routine MPFIT (Markwardt, 2009)) afin de raffiner la position approximative trouvée. Une fois les valeurs du flux obtenues au null pour chaque OB, il faut convertir toute la séquence en une seule mesure de null avec une barre d'erreur.

7.3.2 La méthode classique de réduction des données

Dans la méthode classique de traitement des données, nous commençons par mesurer des nulls instantanés et rejeter ceux qui sont écartés de N_{min} de plus de 1σ (voir Fig. 7.7). Ensuite, nous prenons la moyenne de toutes les fluctuations statistiques du null instantané pour obtenir une estimation de la profondeur de null. Nous réitérons l'expérience sur

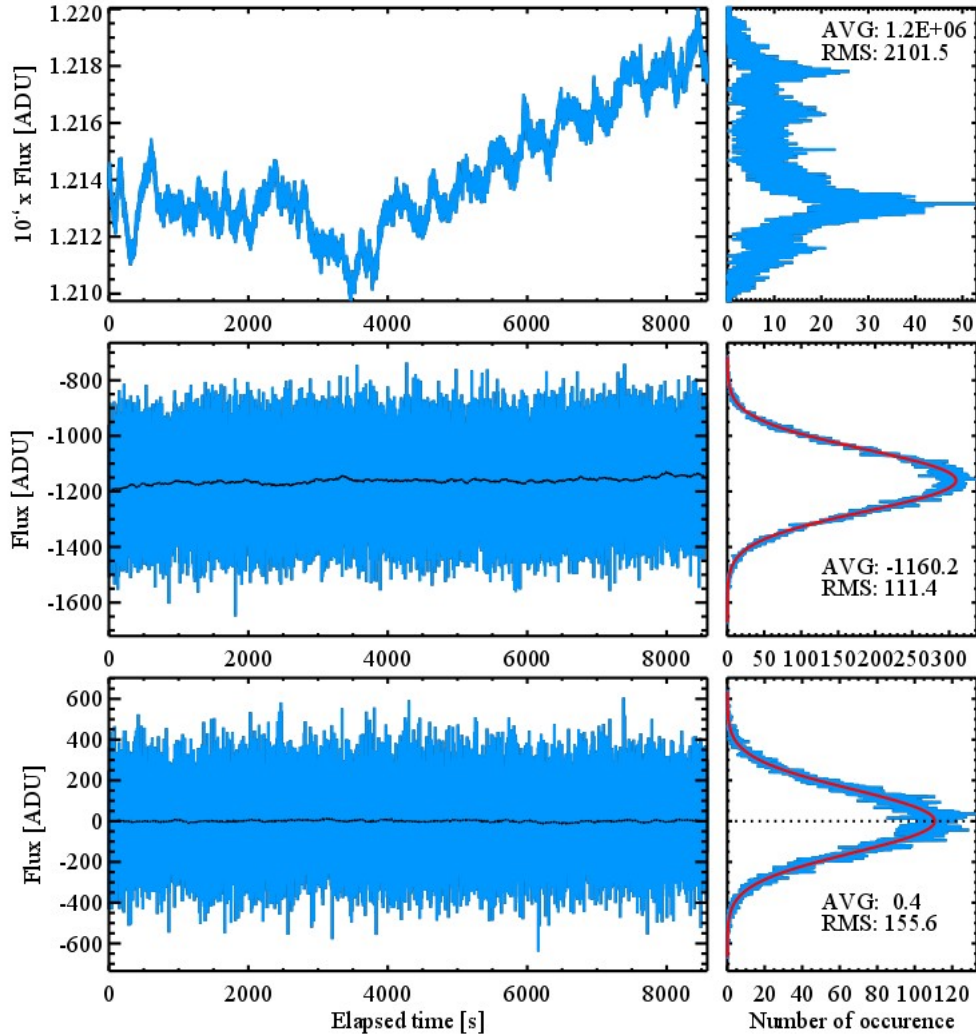


FIGURE 7.6 – Partie supérieure : exemple de mesure du bruit de fond thermique obtenues en bande N' lorsque le télescope pointe une région vide du ciel et couvrant approximativement un changement d'élévation de 15° durant la séquence d'observation. La partie gauche montre le flux intégré sur une ouverture photométrique de 8 pixels et la partie droite montre la distribution correspondante. Partie centrale : Même mesure du bruit de fond après correction par la mesure du bruit de fond simultanée à la prise de données scientifiques. La distribution correspondante est maintenant Gaussienne mais non centrée par rapport à zéro. Partie inférieure : Même mesure du bruit de fond après correction par la mesure du bruit de fond simultanée à la prise de données scientifiques et après nodding du télescope. La distribution de bruit correspondante est maintenant gaussienne et centrée en zéro. Ces données ont été obtenues avec un temps d'intégration de 28 ms (Defrère et al., 2016).

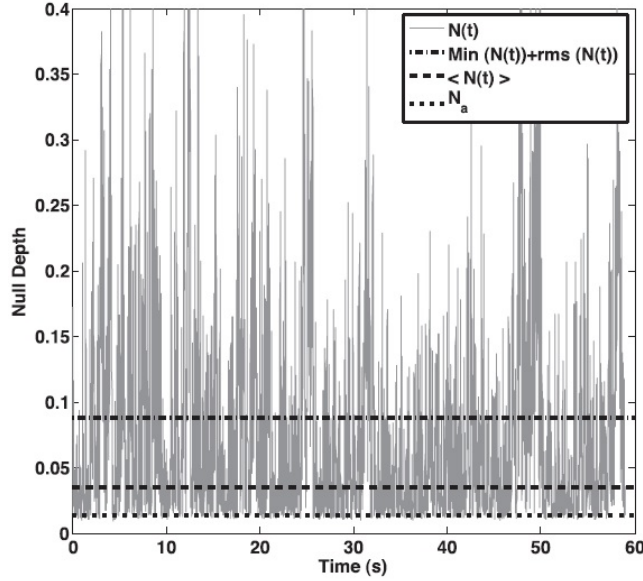


FIGURE 7.7 – Fluctuations du null en fonction du temps pour des données prises sur α BOO en 2009 et traitées par Charles Hanot (Hanot et al., 2011). $N(t)$ représente le null instantané, $\min(N(t) + \text{rms}(N(t)))$ représente la plus grande valeur de null prise en compte dans la méthode classique, $\langle N(t) \rangle$ représente le null moyen et N_a représente la valeur du null astrophysique obtenue à l’aide de la méthode statistique.

l’étoile de calibration afin d’obtenir un null moyen pour l’étoile de calibration. Le null moyen est alors égal à la somme du null astrophysique et du null instrumental (Hanot et al., 2011). Le null instrumental étant le même pour l’étoile scientifique et de calibration, il est alors possible de retrouver la valeur du null astrophysique pour l’étoile scientifique à partir du null astrophysique connu pour l’étoile de calibration.

$$\langle N(t) \rangle = N_a + \langle N_i(t) \rangle ,$$

$$\text{et } \langle N_{cal}(t) \rangle = N_{a,cal} + \langle N_{i,cal}(t) \rangle . ,$$

où N_a représente le null astrophysique, et N_i représente le null instrumental. Le problème de cette méthode est qu’elle est extrêmement sensible aux variations atmosphériques (comme le seeing) et aux instabilités instrumentales qui apparaissent entre les mesures sur l’étoile de calibration et l’étoile scientifique. Au LBTI, le problème majeur provient de la variation de la phase moyenne d’un OB à l’autre. D’une part, le suiveur de frange réalise la transformée de Fourier de l’image combinée provenant des deux télescopes au plan pupille en définissant un cercle autour de la portion du détecteur qui est illuminée. Ce cercle est défini une seule fois en début de séquence de null avec une précision d’un pixel. Dès lors, toute déviation des faisceaux produit une variation instrumentale de la phase moyenne. D’autre part, la vapeur d’eau crée une différence de phase variable entre la bande K où la phase est mesurée et suivie et la bande N où la profondeur de null est mesurée, ce qui peut également modifier le *setpoint* de la phase moyenne pendant l’acquisition d’un OB.

7.3.3 La méthode statistique de réduction des données

Afin de se débarrasser de cette variation de phase moyenne, nous avons décidé d'utiliser la méthode statistique de traitement des données initialement développée par Bertrand Mennesson et Charles Hanot (Mennesson et al., 2011; Hanot et al., 2011) et que j'avais améliorée dans le cadre du Palomar Fiber Nuller (PFN) durant mon travail de fin d'études du master en sciences spatiales (Marion, 2013).

Contrairement à la méthode classique de réduction de données, la méthode statistique ne requiert à priori pas d'étoile de calibration (elle est dite *auto-calibrée* – NSC pour *nulling self calibration*) et se base sur la modélisation de la distribution temporelle de null. La profondeur de null variant dans le temps, cette méthode vise à utiliser la totalité du signal pour obtenir le null astrophysique plutôt que de le déduire d'un null moyen et d'un null pour une étoile de calibration. L'idée principale est donc de produire un flux synthétique obtenu au null et de comparer sa *distribution* à celle de la séquence mesurée. Le flux synthétique instantané est donné par (Serabyn, 2000; Mennesson et al., 2011)

$$I_-(t) = I_1(t) + I_2(t) + 2|V|\sqrt{I_1(t)I_2(t)} \cos(\Delta\phi(t)) + B(t), \quad (7.1)$$

avec $I_1(t)$ et $I_2(t)$ les intensités individuelles instantanées, $|V|$ la valeur absolue de la visibilité pour la base considérée (et directement reliée au null astrophysique qui est la quantité d'intérêt ici), $\Delta\phi(t)$ l'offset instantané de la phase (proche de π au null), et $B(t)$ la mesure instantanée du bruit de fond. Dans cette méthode, nous injectons les distributions des grandeurs $I_1(t)$, $I_2(t)$, et $B(t)$ mesurées. L'avantage ici d'utiliser des distributions est que nous ne sommes pas obligés de mesurer $I_1(t)$, $I_2(t)$, et $B(t)$ de façon simultanée. Les distributions des grandeurs instantanées sont donc estimées à partir de mesures réalisées à des temps différents. Ainsi, les intensités I_1 et I_2 sont obtenues une seule fois en fin de séquence d'observation compte tenu de leur grande stabilité. La mesure du bruit de fond est quant à elle réalisée plus souvent et généralement dans le nod adjacent à la mesure de null et à la même position que la mesure de null.

Dans les premiers développements de la méthode, comme précisé ci-avant, nous injectons les distributions de $I_1(t)$, $I_2(t)$, et $B(t)$ et cherchions à ajuster au mieux les trois autres paramètres : le null astrophysique (directement relié à la visibilité), et phase, $\Delta\phi$ qui comprend deux termes : phase moyenne et écart type. Cet ajustement était réalisé par minimisation du χ^2 au sein du cube de paramètres : pour chaque N_a , σ_ϕ , μ_ϕ , nous créons un modèle que nous comparons aux données par moindres carrés. Ensuite, une coupe dans le cube selon un paramètre nous donne le meilleur estimateur de ce paramètre. À titre d'exemple, j'ai repris à la Fig. 7.8, deux figures de mon travail de fin d'étude obtenues sur α Boo au PFN. Nous voyons l'histogramme du null astrophysique ainsi que la courbe de χ^2 associée. Nous verrons dans la suite de ce chapitre qu'il est aujourd'hui possible d'ajuster jusqu'à cinq paramètres. Dans cette méthode, les barres d'erreurs étaient calculées par *bootstrap* : pour chaque paramètre à ajuster, nous créons un vecteur reprenant plusieurs valeurs de la séquence de null mesurée, puis nous réarrangeons ce vecteur de manière aléatoire et ajustons un nouveau modèle aux données. La dispersion des ajustements ainsi produits nous donne une idée des barres d'erreur.

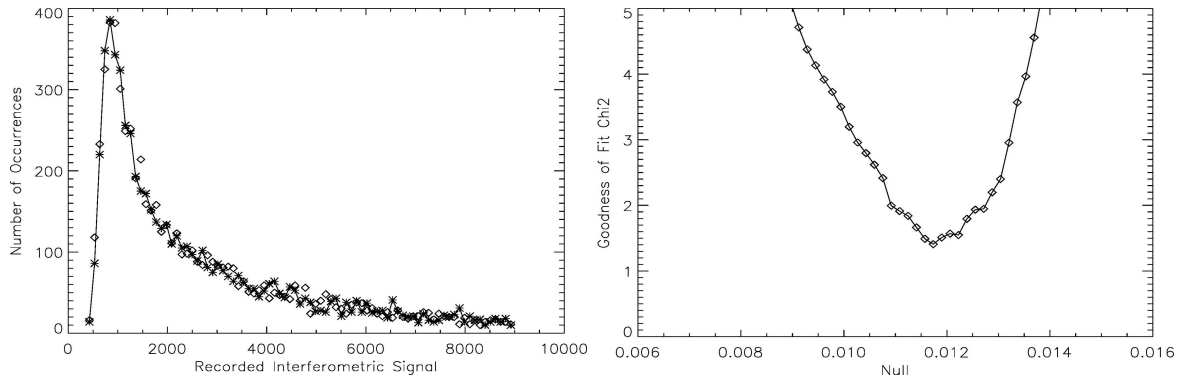


FIGURE 7.8 – Comparaison du modèle (losanges) et des données (croix) dans le cas de 25 répétitions de la méthode (à gauche) et courbe du χ^2 donnant sa valeur minimale et ainsi la meilleure valeur estimée pour le null astrophysique dans le cas de 25 répétitions de la méthode (à droite, Marion (2013)).

Hanot et al. (2011) et Mennesson et al. (2011) précisent toutefois que l’expression (7.1) n’est valable que pour des mesures instantanées du flux ou si les perturbations à haute fréquence, c’est-à-dire supérieures au temps d’intégration, sont stables durant toute la séquence d’acquisition. Durant l’amélioration de la méthode statistique pour le LBTI, j’ai remarqué que l’amplitude des variations de phase à haute fréquence variait considérablement d’un OB à l’autre. Ceci induit des variations de différence de chemin optique qui constituent la première source de fluctuations du null et il convient donc de contrôler ces variations à haute fréquence afin de stabiliser la mesure du null. Si nous désirons rester dans l’hypothèse de mesures de variation de phase stable durant la séquence d’acquisition, il faudrait prendre des mesures avec des temps d’intégration très courts afin de geler la phase (typiquement, de l’ordre de 3 ms). Cela peut être fait au LBTI mais engendrerait une perte de sensibilité significative à cause du bruit de lecture. Dès lors, l’expression du flux synthétique au null a été modifiée (Defrère et al., 2016) et remplacée par un flux moyen au null pour tenir compte de la variation de phase sur un intervalle de temps T donné.

$$\begin{aligned} \langle I_-(t) \rangle = & I_1 + I_2 + 2|V|\sqrt{I_1 I_2} [\cos(\Delta\phi_0) \langle \cos(\epsilon(t)) \rangle \\ & - \sin(\Delta\phi_0) \langle \sin(\epsilon(t)) \rangle] + B, \end{aligned} \quad (7.2)$$

où I_1 , I_2 , et B sont respectivement les moyennes de $I_1(t)$, $I_2(t)$, et $B(t)$ sur l’intervalle de temps d’intégration fini T . Le terme $\cos(\Delta\phi(t))$ a été remplacé par $\cos(\Delta\phi_0 + \epsilon(t))$, où $\Delta\phi_0$ la phase différentielle moyenne sur l’intervalle de temps T et $\epsilon(t)$ la phase instantanée (dans l’intervalle de temps T). L’écart type de la phase sur l’intervalle de temps T , σ_ϵ , est mesuré en temps réel par PHASEcam et enregistré dans le FITS header de NOMIC. Aux hautes fréquences, l’effet de la vapeur d’eau sur la variation de la phase est négligeable par rapport aux autres sources d’erreur et la mesure de la variation de phase en infrarouge proche est une bonne approximation de ce qu’il se passe en infrarouge moyen. Nous effectuons la conversion de phase entre les deux bandes à l’aide de la longueur d’onde effective calculée à l’aide du spectre de l’étoile (obtenue à partir de spectres tabulés en

bande K (Pickles, 1998)) et de la transmission spectrale de PHASEcam. La phase ainsi obtenue est ensuite utilisée dans l'expression (7.2) afin de produire le flux synthétique moyen. En remplaçant la visibilité moyenne par la profondeur de null suivant l'équation (Mennesson et al., 2011) :

$$N = \frac{1 - |V|}{1 + |V|}, \quad (7.3)$$

et en utilisant les données pour obtenir des valeurs de $I_1(t)$, $I_2(t)$, $B(t)$ et $\sigma_\epsilon^2(t)$, il reste alors trois paramètres à ajuster : le null N , μ_ϕ la valeur moyenne de $\Delta\phi(t)$ sur la séquence d'observation, et σ_ϕ son écart type, comme c'était le cas dans la méthode statistique initialement développée par Bertrand Mennesson et Charles Hanot.

Aujourd'hui, il est possible d'ajuster jusqu'à cinq paramètres. En plus des trois paramètres déjà cités, on peut également ajuster ce qu'on appelle l'*OPD seed* et la largeur du bruit de fond Gaussien (plus précisément un facteur multiplicatif de l'écart type du bruit de fond Gaussien). En pratique, seuls les quatre premiers paramètres sont ajustés. La largeur du bruit de fond Gaussien n'est ajustée que dans certains cas spécifiques. L'*OPD seed* permet de réaliser le bootstrap déjà détaillé auparavant. L'*OPD seed* peut être vu littéralement comme une "graine" servant à créer un vecteur d'*OPD* (*optical path difference* = différence de chemin optique) aléatoire. Comme expliqué précédemment pour le bootstrap, la qualité de l'ajustement va dépendre de l'ordre des éléments dans le vecteur de paramètres et donc du vecteur d'*OPD*.

Depuis peu, une autre modification du code a été mise en oeuvre par Bertrand Mennesson : jusqu'ici, nous utilisons une minimisation de χ^2 , alors que maintenant nous considérons une maximisation de la vraisemblance. Comme précédemment, nous réalisons une grille de modèles pour chaque paramètre à ajuster et nous la comparons à la séquence mesurée en maximisant la vraisemblance. L'expression de la vraisemblance est donnée par (Mennesson et al., 2016) :

$$L(Y_k/(V, \mu, \sigma)) = M! \prod_k PDF_k(V, \mu, \sigma)^{Y_k} / Y_k!, \quad (7.4)$$

où M est le nombre de mesures interférométriques autour du null, k , l'index du k -ième bin de l'histogramme, Y_k le nombre d'occurrences dans ce bin, $PDF_k(V, \mu, \sigma)$ la densité de probabilité du modèle considéré. Le maximum de vraisemblance est directement relié à la PDF du modèle considéré et il est alors possible de retrouver le meilleur estimateur d'un paramètre considéré. Le résultat de cette maximisation, comme c'était déjà le cas pour la minimisation du χ^2 est un cube (en considérant qu'on ajuste les trois paramètres initiaux) qui reprend la vraisemblance du modèle par rapport aux données pour chaque valeur des trois paramètres N , μ_ϕ et σ_ϕ . Nous pouvons alors marginaliser selon une direction pour obtenir une courbe du maximum de vraisemblance en fonction d'un paramètre. Le maximum de la courbe nous donne le meilleur estimateur du paramètre et, par méthode de la barre (Hyndman, 1996), nous regardons l'intersection entre une barre horizontale et la courbe pour une aire sous la courbe de 68.2%, ceci nous donne la barre d'erreur sur le paramètre considéré (pouvant être asymétrique, voir Fig. 7.9). La barre d'erreur est donc maintenant calculée par méthode bayésienne et non plus par bootstrapping.

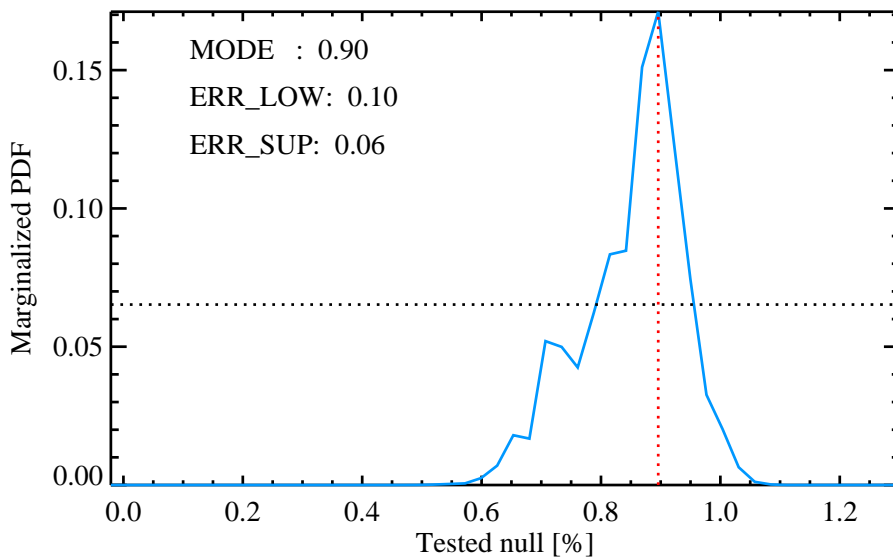


FIGURE 7.9 – Représentation du calcul de la barre d’erreur par méthode bayésienne dans le cas où le null est le paramètre désiré.

Une autre contribution à l’erreur qu’il faut prendre en compte est l’erreur causée par la vapeur d’eau dans l’atmosphère qui induit une variation de la phase non corrigée par le suiveur de franges. De façon assez contre-intuitive, pour que la méthode statistique de traitement des données fonctionne correctement, il faut une certaine variation de la phase comme nous pouvons le voir sur la Fig. 7.10 qui représente l’erreur sur le meilleur estimateur du null en fonction du ratio entre le meilleur estimateur de la variation de la phase et de sa moyenne. Comme nous pouvons le remarquer, la barre d’erreur sur l’estimateur du null diminue plus le ratio augmente. En fait, la méthode statistique de réduction de donnée ne peut pas différencier un écart de la phase moyenne d’une réelle émission étendue en l’absence de variation de la phase.

7.4 Premiers résultats

Inclure les observations au LBTI était un projet ambitieux de ma thèse puisqu’en 2013, lors de ma demande de financement, cet instrument n’était qu’en phase de commissioning. Durant ces quatre années, il y a effectivement eu de nombreux problèmes au LBTI et bon nombre d’entre eux ont grandement retardé les observations scientifiques qui ont à proprement parlé commencé en février 2016. Un concours de circonstances a fait qu’en plus des nombreux problèmes techniques liés à l’optique adaptative, les conditions météo au Mont Graham ont été particulièrement mauvaises durant toute l’année 2015 et jusqu’à avril 2016. Ce n’est qu’à partir de mai 2016 que la météo s’est montrée plus clémente et que tous les problèmes techniques ont été résolus ce qui a permis l’obtention de premières données traitées directement avec la méthode statistique. Une illustration de données

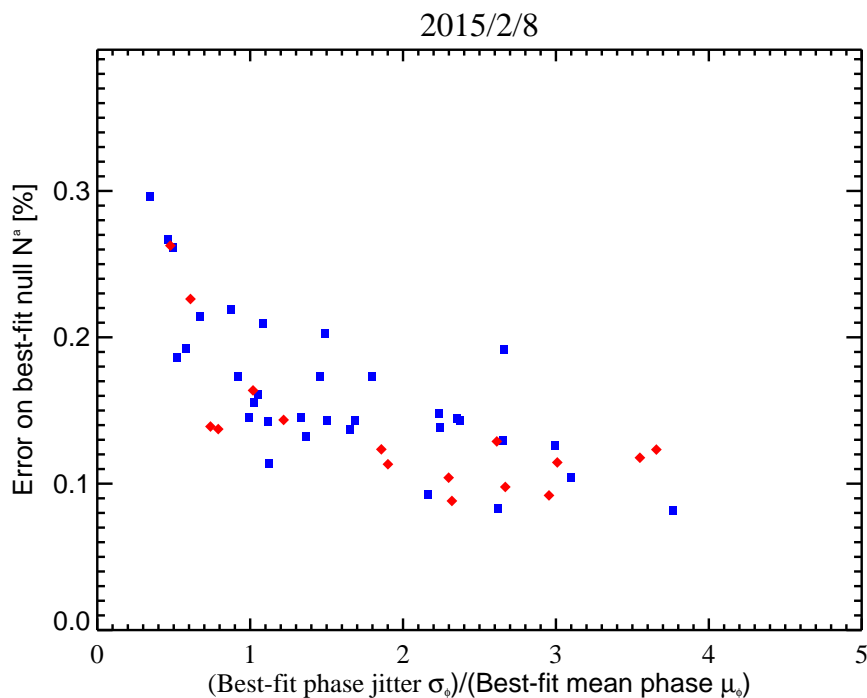


FIGURE 7.10 – Erreur sur le meilleur estimateur du null en fonction du ratio entre le meilleur estimateur de l'écart type de la phase (σ_ϕ) et le meilleur estimateur de la phase moyenne (μ_ϕ). La barre d'erreur augmente au plus la valeur du ratio diminue comme attendu lors de l'utilisation de la méthode statistique NSC sur un nombre fini de mesures.

obtenues sur η Crv en février 2015 (lors d'un bref temps d'observation possible) se trouve à la Fig. 7.11 où la réduction des données a lieu avec la méthode classique. À cette époque, l'implémentation de la méthode statistique était encore à ses débuts et ne fonctionnait pas correctement lors de la réduction. Pour cette raison, la méthode classique était encore préférentiellement utilisée. Depuis, la méthode statistique fonctionne à plein temps et les données sont réduites en temps réel. Des observations réduites avec la méthode statistique ont été obtenues sur β Leo et sont illustrées à la Fig. 7.12. Les résultats obtenus sur β Leo sont à l'heure actuelle les plus précis jamais obtenus avec une valeur de null de $0.478 \pm 0.050\%$, ce qui représente une amélioration dans la précision des données d'un facteur 4 à 5 par rapport aux résultats obtenus avec la méthode classique. Ceci est équivalent à un exozodi de 15 à 30 zodis (en fonction du modèle de disque choisi) pour une étoile de type solaire à 10 pc, démontrant la capacité de l'instrument à descendre bien en deçà de la limite à environ 100 zodis que nous atteignons jusqu'ici avec le KIN (Defrère et al., 2016). La campagne d'observation HOSTS devrait se terminer dans le courant 2018 et les premiers résultats seront très prochainement publiés par Ertel et al. (in prep.).

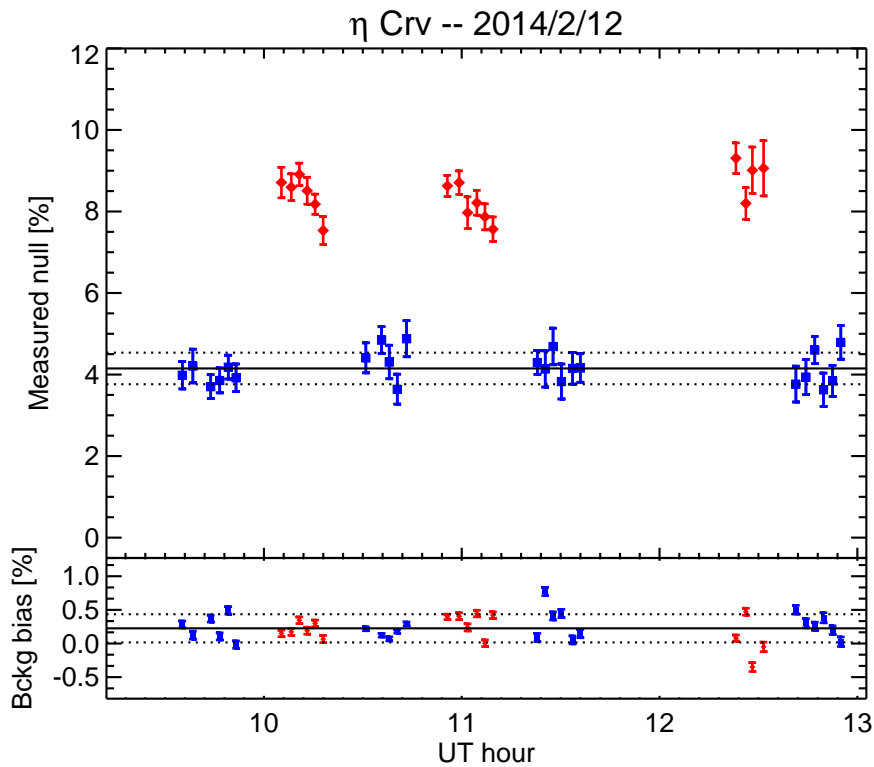


FIGURE 7.11 – Premiers résultats obtenus au LBTI avec la méthode classique sur η Crv.

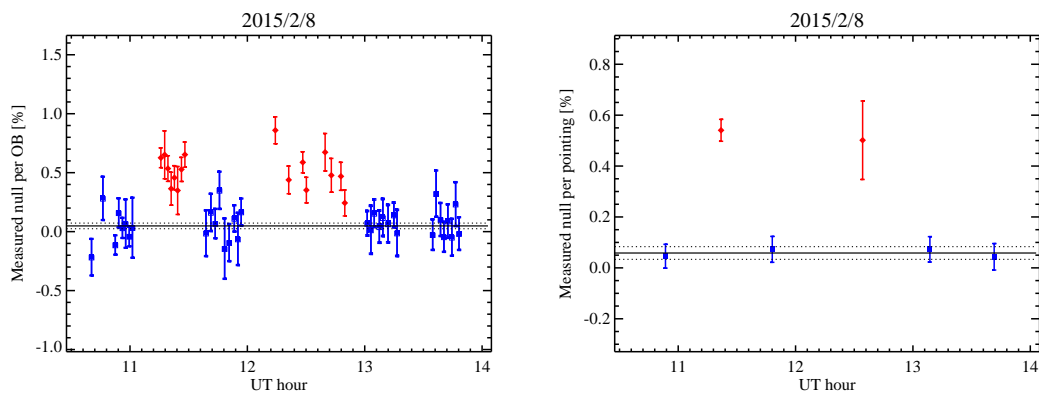


FIGURE 7.12 – Profondeur de null en fonction du temps pour des observations sur β Leo réalisées le 8 février 2015 et réduites avec la méthode statistique. Les carrés bleus représentent le calibrateur, les rouges, les observations scientifiques. Le null instrumental estimé est représenté par la ligne en trait plein et l'incertitude à 1σ sur l'estimation par les lignes en pointillé (Defrère et al., 2016).

Caractérisation du disque autour de β Pic avec VLTI/MIDI

Sommaire

8.1	Une vue multi-spectrale du disque de débris de β Pic	126
8.1.1	Le disque externe de β Pic	126
8.1.2	Le disque interne de β Pic	127
8.2	Description des observations MIDI	128
8.2.1	L'instrument MIDI	130
8.2.2	Description des données obtenues sur β Pic	131
8.3	Réduction et calibration des données MIDI	135
8.3.1	Le logiciel de réduction MIA	135
8.3.2	Le logiciel de réduction EWS	136
8.3.3	Influence du facteur de lissage dans EWS	136
8.3.4	Moyennage des flux corrélés	137
8.3.5	Calibration des flux corrélés	138
8.4	Modélisation préliminaire avec GRaTeR	142

Dans ce chapitre, je commence par fournir une vue multi-spectrale du disque de débris de β Pic. En effet, de nombreuses études ont déjà été réalisées à différentes longueurs d'onde permettant d'obtenir une idée de la structure du disque de β Pic. Ensuite, je détaille deux jeux de données MIDI mis à ma disposition, l'un de 2007 pris avec les UTs et l'autre de 2013 pris avec les ATs. Je détaille également les logiciels de traitement de données MIA et EWS et explique ensuite comment j'ai extrait des flux corrélés calibrés à utiliser afin de fournir un modèle de disque. Une fois les flux corrélés calibrés obtenus, je fournis un bref résumé du package IDL GRaTeR qui permet de fournir un modèle de transfert radiatif pour le disque et je présente un modèle préliminaire. Ce package nous permet de contraindre la position des grains émettant dans l'infrarouge moyen. Finalement, un scénario est proposé pour l'origine de la poussière exozodiacale de β Pic.

8.1 Une vue multi-spectrale du disque de débris de β Pic

β Pic est une étoile de type A5 en séquence principale située à 19.44 ± 0.05 pc du système solaire et âgée de 23 ± 3 Myr (van Leeuwen, 2007; Mamajek & Bell, 2014). Elle présente une masse $M_{\star} = 1.75 M_{\odot}$, une température $T_{\star} = 8200$ K et une luminosité $L_{\star} = 8.7 L_{\odot}$ (Crifo et al., 1997).

β Pic fut une des cibles observée par IRAS (Aumann et al., 1984; Gillett, 1986) et un excès froid fut détecté dans l'infrarouge lointain. Par la suite, un suivi de β Pic à l'aide d'imagerie directe par coronographie fut réalisé et les résultats montrant un disque résolu vu par la tranche, furent publiés par Smith & Terrile (1984). Très vite, β Pic devint le prototype des disques de débris optiquement fins autour d'étoiles en séquence principale (Backman & Paresce, 1993). À l'heure actuelle, de nombreuses observations de β Pic à des longueurs d'onde différentes ont été réalisées afin de mieux comprendre la structure du disque. Afin de modéliser complètement un disque et ainsi obtenir des informations sur les propriétés physiques des grains et sur leur localisation spatiale, il faut tenir compte de toutes les zones d'émission/de réflexion. Ainsi, l'infrarouge proche et le domaine visible vont donner une idée de la lumière réfléchiée par les grains, tandis que de l'infrarouge moyen aux ondes millimétriques, nous obtiendrons une information sur l'émission thermique des grains. Afin de modéliser correctement un disque, il faudra donc tenir compte des informations obtenues à l'aide d'images en réflexion, en émission mais aussi de la distribution spectrale d'énergie qui fournit une information sur la température des grains (Ballering et al., 2016). Le disque de β Pic présente en effet une structure multiple : au niveau de la partie externe du disque (voir Section 8.1.1), nous trouvons une ceinture de planétésimaux qui s'étend de ~ 40 UA à ~ 150 UA (Dent et al., 2014) ainsi qu'un nuage de poussières générées par la collision de ces planétésimaux et éjectées sur des orbites excentriques par la pression de radiation (Augereau et al., 2001). Ce nuage externe s'étend jusqu'à ~ 1800 UA (Larwood & Kalas, 2001). La partie interne du disque est constituée d'une composante tiède détectée en infrarouge moyen (voir, par exemple, Chen et al. (2007); Li et al. (2012)) et en lumière réfléchiée (Milli et al., 2014) ainsi qu'une composante chaude détectée en infrarouge proche (Defrère et al., 2012). Ces deux dernières composantes feront l'objet de la Section 8.1.2. En plus de la poussière, il existe également une composante gazeuse autour de β Pic qui suit la distribution spatiale de la poussière et provient probablement de la vaporisation de celle-ci lors de collision ou encore de photodésorption des grains (Dent et al., 2014).

8.1.1 Le disque externe de β Pic

β Pic possède un disque de débris brillant, s'étendant loin de l'étoile (≥ 1400 UA, Smith & Terrile (1984)) et vu par la tranche (Ballering et al., 2016). Le disque de débris est asymétrique et présente de nombreuses sous-structures. Ballering et al. (2016) ont proposé un modèle pour le disque de débris de β Pic en utilisant des images de HST (*Hubble Space Telescope*) pour la lumière réfléchiée par la poussière et des spectres de

Spitzer pour l'émission thermique de la poussière. La modélisation du disque réalisée par Ballering et al. (2016) s'est majoritairement concentrée sur la zone externe du disque : la ceinture de petits corps et le nuage de poussière. Ils sont arrivés à la conclusion que le disque externe de β Pic devait être composé en grande partie de silicates, mais que les silicates seuls ne suffisaient pas à expliquer l'émission du disque. Ils ont remarqué que lorsque le modèle correspondait bien à l'émission thermique pour des silicates purs, alors il était trop brillant pour l'émission liée à la lumière diffusée. Certains mélanges de composés peuvent fournir le même type d'émission que des silicates purs. En mélangeant différents matériaux, Ballering et al. (2016) arrivèrent à la conclusion qu'un mélange de silicates et de matériaux organiques permettait de modéliser au mieux le disque externe de β Pic. Par rapport au plan du ciel, ce disque est incliné de $29^\circ \pm 0.2^\circ$ (Lagrange et al., 2012; Apai et al., 2015).

Dans la partie externe du disque, en plus de la poussière, nous trouvons du gaz, ce qui a fait de β Pic une cible encore plus intrigante. Ce gaz semble être extrêmement riche en carbone (Matrà et al., 2017). L'analyse des raies d'absorption a montré deux composantes, l'une stable, à la vitesse radiale de l'étoile et l'autre variable (Kondo & Bruhweiler, 1985; Lagrange et al., 1987). La seconde composante est attribuée à l'évaporation de comètes approchant de l'étoile sur des orbites excentriques (Beust et al., 1990; Kiefer et al., 2014). Étant donné que l'analyse des raies en absorption est limitée à la colonne de gaz située dans la ligne de visée, des études ont également été réalisées en analysant les raies d'émission. Ainsi, des observations en infrarouge lointain de l'émission du carbone ionisé et de l'oxygène ont permis de déterminer que la source principale du gaz n'est pas, comme initialement pensé, les comètes sur des orbites excentriques s'approchant de l'étoile mais un disque en rotation Keplerienne à plusieurs dizaines d'UA de l'étoile (Cataldi et al., 2014; Kral et al., 2016). De récentes observations avec ALMA (*Atacama Large Millimeter/submillimeter Array*) ont également permis de caractériser la présence de CO au sein du gaz entourant β Pic (Matrà et al., 2017) et de confirmer une zone de sur-densité dans le disque de gaz, à 85 UA et inclinée de $\pm 32^\circ$, soit au même endroit qu'une zone de sur-densité dans le disque de poussière observé dans l'infrarouge moyen (Telesco et al., 2005; Dent et al., 2014). Le scénario le plus probable pour expliquer cette zone de sur-densité est un mécanisme de piégeage résultant de la migration d'une planète externe.

8.1.2 Le disque interne de β Pic

À l'intérieur du disque externe, nous trouvons un disque interne, qui est détectable en infrarouge proche et moyen. Ce disque est incliné par rapport au disque externe de $3.9_{-0.1}^{+0.6}^\circ$ (voir Fig. 8.1, Milli et al. (2014)), ce qui résulte en une inclinaison d'environ 33° par rapport au plan du ciel.

Le disque interne peut être considéré suivant sa partie nord-est et sud-ouest sous forme de deux ailes. Les deux ailes du disque présentent des distributions radiales de brillances semblables, suggérant une distribution radiale de densité et de population de grain identique d'un côté et de l'autre (Golimowski et al., 2006). Par contre, en lumière diffusée, les deux ailes du disque présentent une structure complexe, des discontinuités ou encore des asymétries. Pour les expliquer, la présence de planètes est une hypothèse

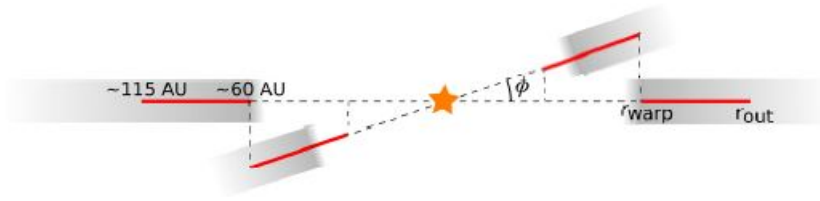


FIGURE 8.1 – Représentation de l’inclinaison du disque interne par rapport au disque externe. La ligne rouge représente l’endroit où la majeure partie de la poussière est supposée se trouver suite à des modélisations avec GRaTeR (Milli et al., 2014).

avancée (Golimowski et al., 2006). Cette différence de brillance fut observée et confirmée par Apai et al. (2015) et semble s’étendre dans les régions internes du disque, au moins jusqu’à 10 UA.

La découverte d’une planète orbitant autour de β Pic fut annoncée par Lagrange et al. (2009b, 2010). Il s’agit d’une planète gazeuse massive ($M=12.7 \pm 0.3 M_{Jup}$, $R=1.45 \pm 0.02 R_{Jup}$, $T_{eff} = 1708 \pm 23$ K, (Morzinski et al., 2015)) orbitant à relativement faible distance de son étoile ($9.2^{+1.5}_{-0.4}$ UA, Wang et al. (2016)), d’inclinaison égale à $i = 88.5^\circ \pm 1.5^\circ$ et sur une orbite légèrement excentrique ($e \approx 0.08$, Wang et al. (2016)). Cette planète est probablement à l’origine de nombreuses perturbations du disque, et pourrait notamment créer la zone de déformation observée dans le disque interne. Augereau et al. (2001) avaient déjà prédit la présence de cette planète à l’intérieur du disque pour expliquer sa structure.

En guise de conclusion à cette partie, la Fig. 8.3 reprend plusieurs observations à différentes longueurs d’onde allant du domaine optique au domaine sub-millimétrique en passant par l’infrarouge proche et moyen, et la Fig. 8.2 reprend une illustration schématique du disque de β Pic provenant de l’analyse à plusieurs longueurs d’onde. Grâce à ces figures, nous comprenons bien toute la complexité du disque de β Pic : une partie externe, une partie interne inclinée par rapport à la partie externe, une composante gazeuse et enfin une planète géante dans le disque interne. L’analyse complète de la structure du système stellaire β Pic relève donc du challenge scientifique et l’intérêt de ce chapitre est d’utiliser un logiciel de modélisation de disque sur des données à haute résolution dans l’infrarouge moyen (obtenues avec MIDI) afin de pouvoir les relier aux données déjà publiées et d’obtenir des informations supplémentaires sur les régions internes du disque.

8.2 Description des observations MIDI

Le projet relatif à ce chapitre est survenu lors de discussions avec des collègues (E. Di Folco, O. Panic, M. Wyatt) à propos de données MIDI encore non exploitées concernant β Pic. J’ai eu à ma disposition deux jeux de données, l’un provenant d’Emmanuel Di Folco (programme d’observation ID 078.C-0843(A)) et l’autre provenant de Olja Panic (programme d’observation ID 092.C-0737(F)). Après avoir brièvement décrit l’instrument

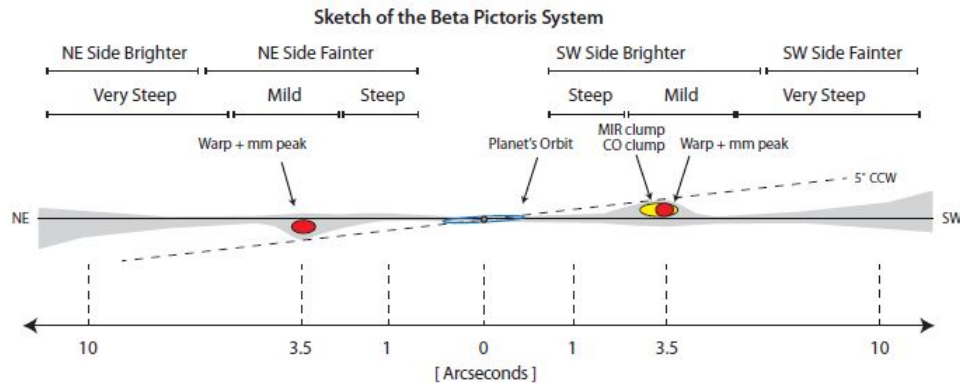


FIGURE 8.2 – Représentation des structures clés du système stellaire β Pic (Apai et al., 2015).

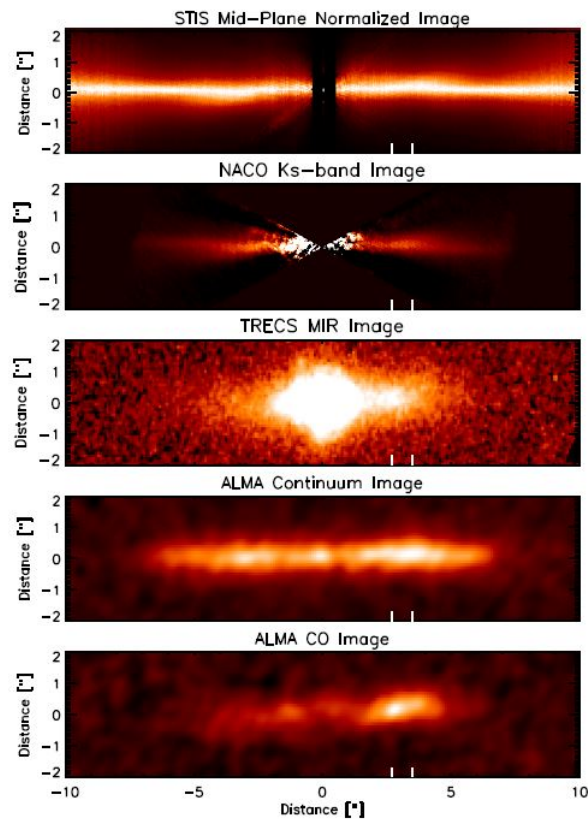


FIGURE 8.3 – Images à différentes longueurs d'onde du disque de β Pic. À toutes les longueurs d'onde, nous observons une asymétrie NE-SW. L'inclinaison du disque interne par rapport au disque externe est quant à elle détectée en infrarouge proche et moyen. À ces longueurs d'onde, nous remarquons aussi une déformation dans le disque. Enfin le pic de CO est également localisé au dessus du plan du disque et pourrait être lié à la déformation observée en infrarouge. Les deux traits blancs représentent d'une part la position à $2''.7$ de la zone de surdensité en infrarouge moyen et du CO et d'autre part la position à $3''.5$ de la limite supérieure de la zone de surdensité dans le domaine sub-millimétrique (Apai et al., 2015; Dent et al., 2014; Li et al., 2012; Lagrange et al., 2012).

Principle of MIDI - the MID- infrared Interferometer for the VLTI

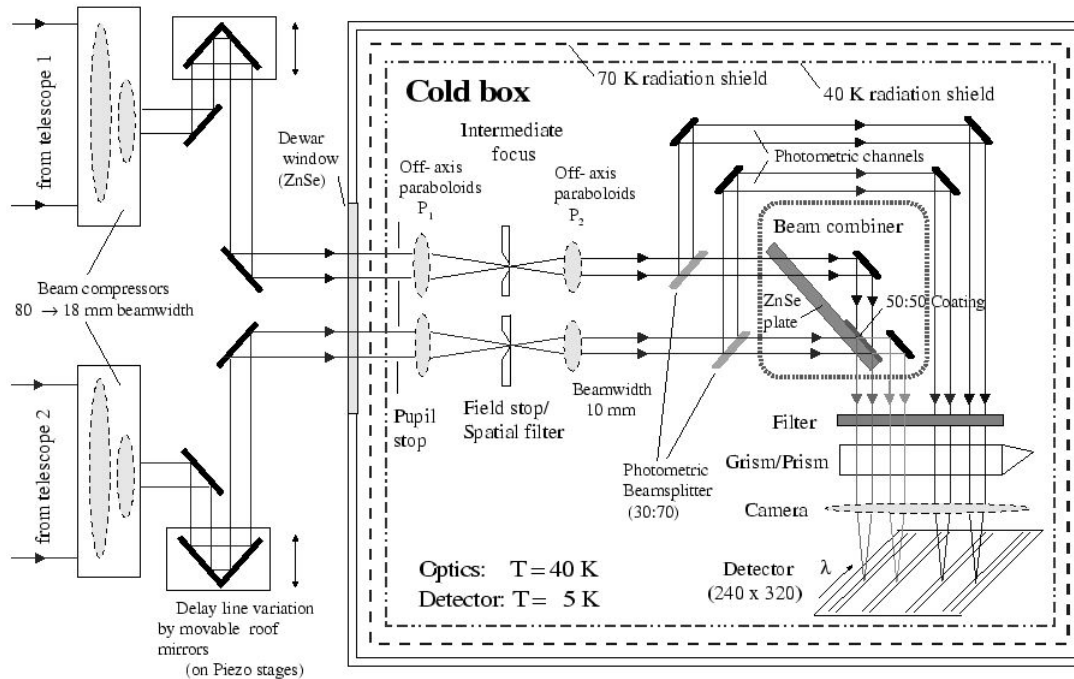


FIGURE 8.4 – Représentation du trajet des faisceaux lumineux au sein du combineur de MIDI.

MIDI, je détaillerai les observations. Ensuite, je fournirai une brève explication des deux logiciels de réduction disponibles pour traiter les données MIDI, puis j'expliquerai la réduction que j'ai réalisé avec EWS et qui a mené à l'obtention de données exploitables pour une analyse du disque de débris tiède.

8.2.1 L'instrument MIDI

L'instrument MIDI fut installé au VLTI en 2002 (obtention des premières franges d'interférences en décembre 2002) et mis à disposition pour la recherche scientifique dès septembre 2003. L'instrument a été retiré pour laisser place à la nouvelle génération d'instruments au VLTI en 2015. Il permet de combiner les faisceaux provenant de deux télescopes pour obtenir une information interférométrique en infrarouge moyen. Une particularité de cet instrument est qu'il présente en plus un spectrographe qui permet d'obtenir des visibilités à différentes longueurs d'onde en bande N (8 – 13 μm).

MIDI est construit sur le principe d'un combineur de faisceaux de type Michelson (lame semi-réfléchissante, voir Fig. 8.4) qui ajoute un déphasage de $\pi/2$ entre les faisceaux transmis et réfléchis. Afin de minimiser les effets de la radiation thermique de l'environnement, la majorité des optiques se trouve dans un cryostat refroidi à 40 K. Le détecteur est quant à lui refroidi à 5 K. Le bruit de fond thermique est réduit grâce à une *pupil stop* à l'intérieur du cryostat. La combinaison des faisceaux est réalisée à proximité

du plan pupillaire tandis que le signal est enregistré dans le plan image. Le trajet complet des faisceaux peut être résumé comme suit : les faisceaux provenant des télescopes sont collimatés et réduits à 18 mm par les *VLTI beam-compressors*. Pour produire l'interférogramme, la différence de chemin optique entre les deux faisceaux est modulée dans le temps par un réflecteur de forme diédrique monté sur une platine de translation actionnée par effet piezo-électrique. Après avoir passé le *pupil stop*, les rayons sont focalisés sur le *field stop*. À cet endroit, le stop est soit un trou (*pinhole*) ou une fente si le mode spectroscopique est utilisé. Après la re-collimation des faisceaux, une partie du signal est envoyée vers la partie de l'instrument qui s'occupe de la photométrie (si ce mode est sélectionné) et l'autre partie est envoyée vers la partie de l'instrument qui s'occupe de l'interférométrie. Les faisceaux interférométriques et photométriques sont dispersés spectralement par un grisme ou un prisme et ensuite focalisés sur le détecteur.

8.2.2 Description des données obtenues sur β Pic

Le premier jeu de données fut obtenu en 2007 sur les UTs (*Unit Telescopes*, quatre télescopes fixes au VLT avec des miroirs primaires de 8.2 m de diamètre, voir Fig. 8.5). Les télescopes utilisés étaient le télescope UT2 et le télescope UT3 (soit une base au sol de 45 m environ). Les observations de 2007 ont eu lieu le 3 février et s'inscrivent dans un programme d'observation visant à détecter la poussière tiède à chaude ($T \sim 300 - 1500$ K) dans les régions internes de disques de débris étudiés en infrarouge proche et moyen. Ce programme se concentrait sur l'étude de β Pic et ϵ Eri et avait pour but de contraindre les modèles physiques et dynamiques de ces deux systèmes à l'aide du flux détecté avec MIDI et AMBER pour le disque se trouvant à l'intérieur de l'orbite planétaire. Pour les observations qui nous intéressent, nous n'avons qu'une observation sur l'étoile scientifique et une observation sur l'étoile de calibration suivant la structure SCI-CAL. Les conditions météorologiques durant les observations étaient bonnes : seeing de environ 0.7 arcsec, temps de cohérence de environ 2.8 ms, pas de nuages et très peu de vent (< 5 m/s). La couverture du plan UV relative à ces observations est fournie à la Fig. 8.6 (à droite).

Le second jeu de données fut obtenu en 2013 sur les ATs (*Auxiliary Telescopes*, quatre télescopes pouvant être déplacés pour offrir plus de configurations au VLT avec des miroirs primaires de 1.8 m de diamètre, voir Fig. 8.5). Les stations utilisées étaient la station B2 et la station D0 (soit une base au sol de 35 m environ). Les observations de 2013 ont eu lieu le 9 octobre et s'inscrivent dans un programme d'observation visant à détecter des excès en infrarouge moyen provenant de la zone interne des disques, là où des planètes peuvent se trouver. Dans le cadre de ces observations un suiveur de franges était disponible, permettant d'observer des sources plus faibles et d'espérer mieux contraindre la distribution spatiale de la poussière. Les observations ont été prises selon une séquence CAL-SCI-...-SCI-CAL avec huit observations de l'étoile scientifique et neuf observations du calibrateur (toujours le même). Les conditions météorologiques durant les observations étaient bonnes : seeing de environ 0.8 arcsec, temps de cohérence de environ 3 ms, pas de nuage, peu de vent (entre 5 et 10 m/s). La couverture du plan UV relative à ces observations est fournie à la Fig. 8.6 (à gauche).

La Fig. 8.6 nous permet également de dire que, dans un cas comme dans l'autre, nous

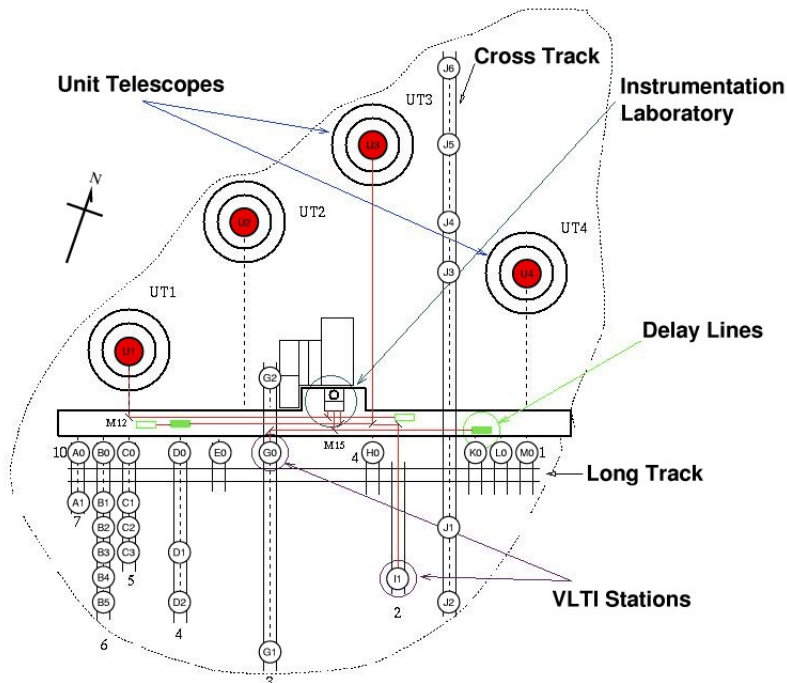
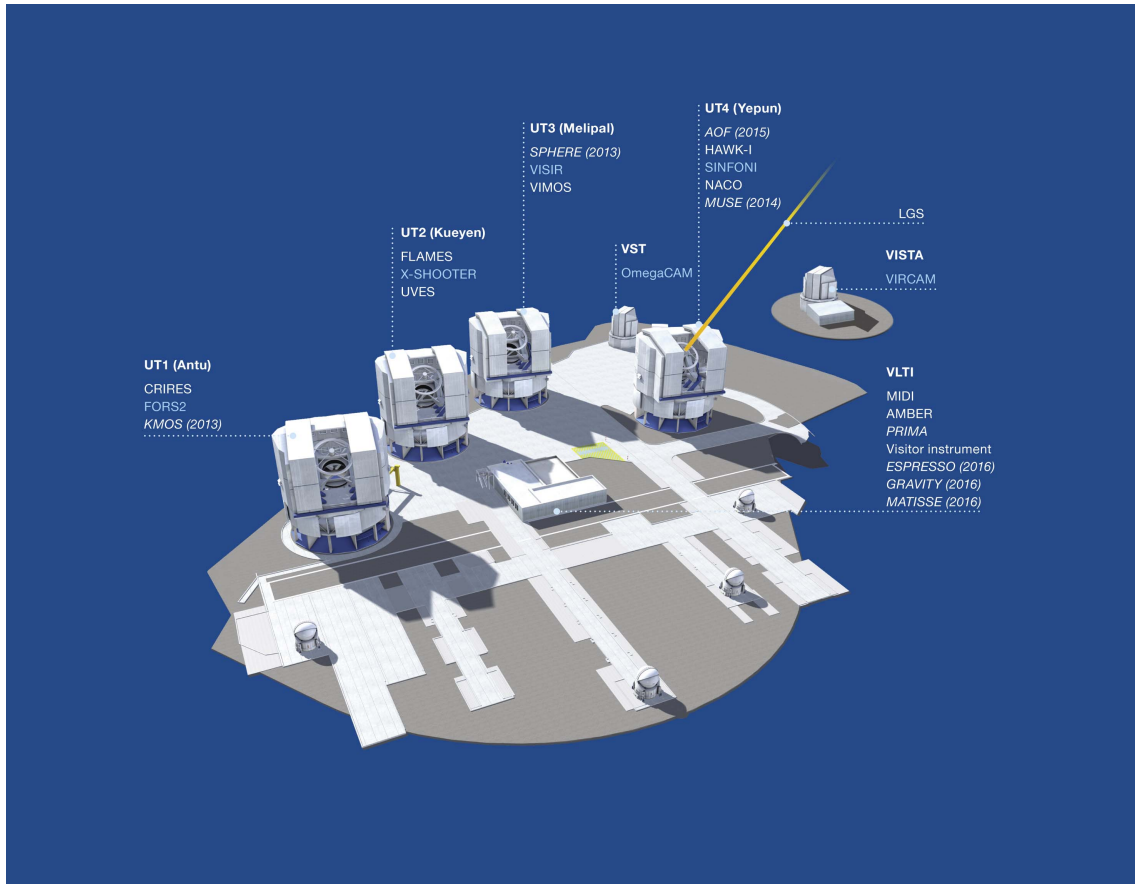


FIGURE 8.5 – Représentation du VLT avec ses 4 UTs et ses 4 ATs ainsi que tous les instruments en fonction (en haut). Représentation plus schématique des UTs et des ATs (en bas). Crédit : ESO.

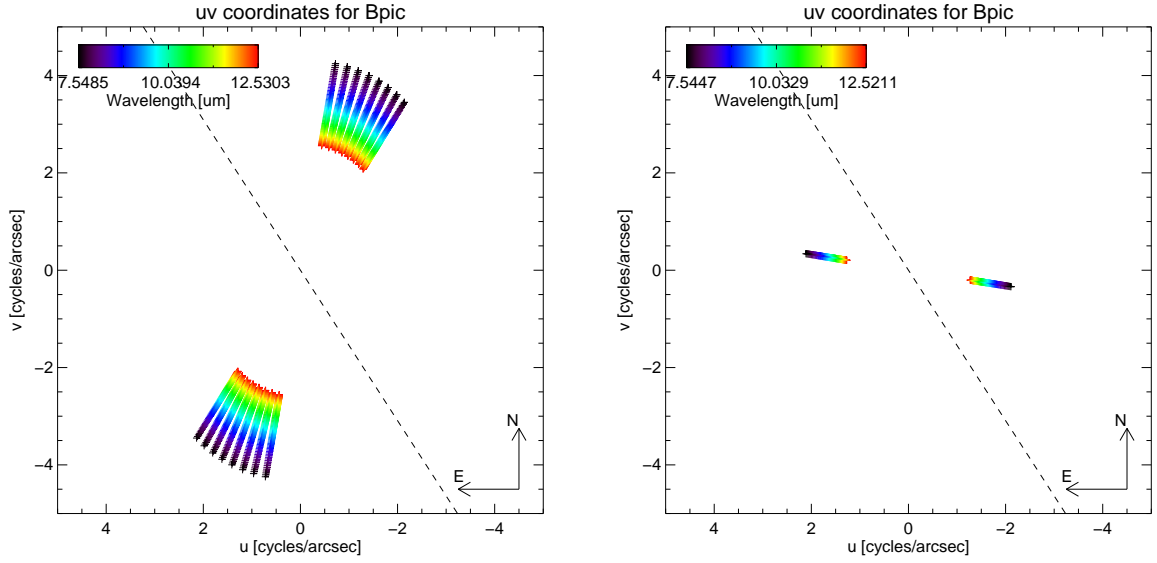


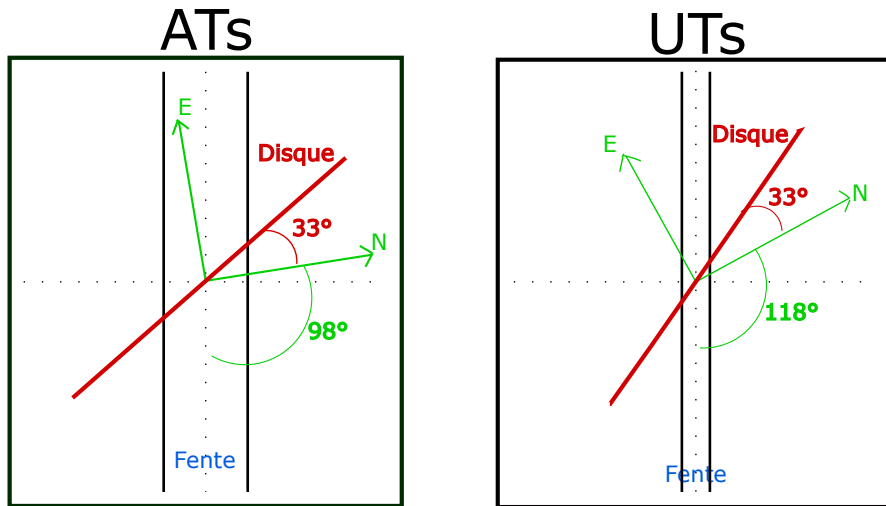
FIGURE 8.6 – Représentation de la couverture du plan u-v pour la base utilisée sur les ATs et la base utilisée sur les UTs.

pouvons espérer résoudre au moins partiellement le disque de β Pic si nous arrivons à le détecter. En effet, l'orientation du disque est représentée par la ligne en traits pointillés à la Fig. 8.6 et nous pouvons remarquer que l'orientation relative de la base pour les données UTs et ATs par rapport au disque est assez similaire dans un cas comme dans l'autre et que surtout, elle n'est pas perpendiculaire au disque. Nous pourrions donc comparer les deux jeux de données et espérer résoudre le disque s'il est détecté.

L'instrument MIDI dispose d'une fente de taille projetée sur le ciel de 2.29 arcsec pour les observations ATs et 0.52 arcsec pour les données UTs. Il a donc fallu en déterminer l'orientation sur le plan du ciel avant de réduire les données. La fente de l'instrument MIDI est verticale par rapport au détecteur et suite à un échange de mails avec Torsten Ratzka, j'ai pu calculer la direction du nord par rapport au bas du détecteur et en fonction de l'angle horaire de l'étoile (HA) avec la formule : $\phi = p - e + a^* + 167.02^\circ$, où p est l'angle parallactique de l'étoile, e son élévation, et a^* le complémentaire de l'azimut (a) de l'étoile ($180 - a$). Puisque par la suite, la valeur du flux corrélé moyen sera utilisé, nous avons également décidé de considérer une orientation moyenne de la fente sur le ciel pour les ATs de $\phi = 98.42^\circ$. Pour les UTs, l'orientation était de $\phi = 118.97^\circ$ (voir Table 8.1). Cette valeur nous fournit donc la direction du Nord par rapport au bas du détecteur. Pour trouver l'orientation du disque par rapport à la fente, il faut tenir compte de l'angle que fait le disque par rapport au plan du ciel. Le disque interne de β Pic est orienté à 3.9° par rapport au disque externe qui se trouve lui à une position de 29° (Milli et al., 2014). Une étude complète du disque fournit une valeur d'orientation de $32.9_{-0.1}^{+0.6^\circ}$ pour le disque interne de β Pic (Lagrange et al., 2012; Milli et al., 2014). Une représentation de l'orientation finale de la fente par rapport au disque est fournie pour les données ATs et UTs à la Fig. 8.7.

TABLE 8.1 – Expression de l'orientation de la fente par rapport à la direction du Nord pour l'instrument MIDI.

Observation	HA ($^{\circ}$)	p ($^{\circ}$)	e ($^{\circ}$)	a ($^{\circ}$)	a^* ($^{\circ}$)	ϕ ($^{\circ}$)
UTs	18.81	35.53	59.88	203.81	-23.81	118.97
ATs	-34.20	-56.96	52.82	144.23	35.77	93.01
ATs	-27.15	-49.56	56.36	148.82	31.18	92.27
ATs	-22.92	-41.50	58.26	152.28	27.72	94.98
ATs	-17.28	-32.21	60.43	157.78	22.22	96.61
ATs	-11.64	-22.21	62.10	164.28	15.72	98.42
ATs	-6.00	-11.24	63.17	171.63	8.37	100.97
ATs	-0.36	0.28	63.57	179.49	0.51	104.24
ATs	5.28	11.76	63.26	187.39	-7.39	108.13

FIGURE 8.7 – Représentation schématique de l'orientation de la fente pour les ATs (à gauche) et les UTs (à droite) par rapport au disque de β Pic. Cette figure se veut schématique et n'est donc pas à l'échelle. La fente projetée sur le ciel pour les ATs équivaut à une taille de 2.29 arcsec et pour les UTs de 0.52 arcsec d'où la différence de taille sur le schéma.

8.3 Réduction et calibration des données MIDI

Deux logiciels sont disponibles pour traiter les données MIDI : MIA et EWS. Nous les présentons dans les deux sous-sections qui suivent, avant de présenter la réduction des données à proprement parler (avec le logiciel de réduction EWS).

8.3.1 Le logiciel de réduction MIA

L'appellation MIA est l'acronyme de *Midi Interactive Analysis* et permettait initialement non pas de transformer les fichiers bruts en données exploitables, mais d'avoir une idée rapide de la qualité des données au télescope afin de préparer les observations suivantes. Cependant, ce logiciel fut très vite utilisé pour réduire complètement les données MIDI vu qu'il permet de fournir des visibilitées et des flux corrélés, grandeurs d'intérêt pour la science. Dans le cas de l'utilisation de ce logiciel, il faut toutefois avoir une bonne idée de ce qu'il faut faire et des étapes à suivre. Les interventions humaines y sont beaucoup plus nombreuses que lors de l'utilisation de EWS.

Lorsque nous disposons d'information photométrique, le logiciel MIA peut être utilisé pour réaliser une analyse incohérente des données. Dans un premier temps, un masque est appliqué aux données pour l'extraction de données interférométriques. Ce masque est rempli de 0 et de 1 et indique au logiciel quels pixels doivent être utilisés, là où se situe le spectre dans les données. Ensuite, les frames sont compressés, passant de deux à une dimension. Afin d'obtenir des franges, les deux canaux interférométriques sont soustraits l'un à l'autre et pour l'affichage, les données sont intégrées sur tout le spectre afin de réduire chaque frame à un nombre unique. La résultante est une onde sinusoïdale comprise dans une enveloppe déterminée par la sensibilité spectrale de l'instrument. Ensuite, la transformée de Fourier du paquet de frange est réalisée afin d'obtenir l'amplitude du signal. Dans un cas réel, l'onde n'est pas monochromatique et la frange représente la somme continue (l'intégrale) de plusieurs ondes sinusoïdales d'amplitudes différentes et à des longueurs d'onde différentes. Nous pouvons voir les amplitudes des ondes sinusoïdales comme des coefficients et la somme de ces coefficients représente le **flux corrélé** qu'il est possible de récupérer grâce à MIA. Dans l'utilisation de MIA, nous devons utiliser les flux photométriques et nous pouvons donc aussi retrouver la visibilité en divisant le flux corrélé par le flux non corrélé (i.e. ce que nous mesurons lorsque nous faisons la photométrie). Il est à noter que MIA néglige complètement les phases dans son analyse et ne considère que l'amplitude du signal (et donc le carré de la transformée de Fourier). Enfin, il faut calibrer la courbe des visibilitées de l'étoile scientifique à partir de l'étoile de calibration.

Durant mon travail, j'ai été amenée à utiliser le logiciel de réduction MIA afin d'explorer les données et d'en comprendre la structure. En effet, les données de 2007 avaient déjà été réduites à l'aide du logiciel MIA par Emmanuel Di Folco, j'avais donc à ma disposition un modèle de comparaison. Toutefois, la réduction avec MIA n'a pas été utilisée pour la suite de cette étude.

8.3.2 Le logiciel de réduction EWS

L'appellation EWS est l'acronyme de *Expert Work-Station* et est un logiciel beaucoup plus facile à utiliser que MIA puisqu'il fait "tout, tout seul" après avoir rentré les fichiers oifits comme données à traiter.

Pour les données obtenues avec les ATs en 2013, je ne disposais pas d'information photométrique. Les données de 2013 avaient déjà été réduites par Jörg-Uwe Pott en utilisant EWS et j'ai donc décidé de réduire à nouveau les données de 2007 avec EWS afin de comparer les deux jeux de données. Dans le cas de EWS, il n'est pas nécessaire d'entrer les lignes de commande une par une et nous pouvons décider d'utiliser ou non les photométries. Il suffit d'appliquer la ligne de commande MIDIVISPIPE à la fois sur le calibrateur et l'étoile scientifique pour réaliser la totalité des étapes de réduction, tout en sauvegardant les étapes intermédiaires afin de pouvoir résoudre les éventuels problèmes survenant durant la réduction. Ensuite, nous pouvons appliquer la ligne de commande MIDICALIBRATE afin de calibrer les flux corrélés.

8.3.3 Influence du facteur de lissage dans EWS

L'utilisation de EWS permet de définir un facteur de lissage temporel gs (pour *Group delay Smoothing*). La valeur par défaut du facteur de lissage est de 0.2 sec et dans l'absolu, il peut être un peu plus grand ou un peu plus petit en fonction des conditions météorologiques (bonnes/mauvaises) et de la brillance de la source. Dans le cas des données ATs, la présence d'un suiveur de frange nous a permis d'augmenter ce facteur de lissage puisque les temps de cohérence étaient plus longs.

Pour les données de 2013, j'ai considéré une seule observation (celle prise à 07h21) et j'ai analysé l'impact du facteur de lissage sur le flux corrélé en fonction de différentes valeurs de celui-ci (0.2, 2, 10, 20, 40 et 60 sec) et j'ai remarqué que de grandes valeurs de gs n'amélioreraient pas considérablement le rapport signal à bruit. Je me suis concentrée sur des valeurs de 0.2, 1, 1.5, 2, 10 sec pour les données de 2007. La Fig. 8.8 reprend cette analyse. Nous pouvons remarquer que le flux corrélé non calibré est plus important pour les données de 2007 que pour celles de 2013, tout simplement car en 2007 nous utilisons les UTs alors qu'en 2013, nous utilisons les ATs. Nous remarquons également la bande d'absorption de l'ozone à $9.6 \mu\text{m}$. Enfin, notons que, dans le cas des données de 2013, la valeur de $gs = 0.2$ sec donne des résultats incohérents avec les autres valeurs de gs (les données à $12-13 \mu\text{m}$ semblent remonter). Ceci est probablement dû au fait que nous n'avions pas assez de signal pour mesurer le *group delay*. En augmentant le temps de lissage des données, nous augmentons le rapport signal à bruit et ce comportement disparaît. Pour la suite des analyses, j'ai donc décidé d'utiliser le facteur $gs = 2$ sec, ce qui me semblait être un bon compromis pour éviter le comportement à $12-13 \mu\text{m}$ dans les données ATs et pour rester compatible avec les données UTs qui ont été prises sans suiveur de franges (permettant ainsi une comparaison aisée des deux jeux de données).

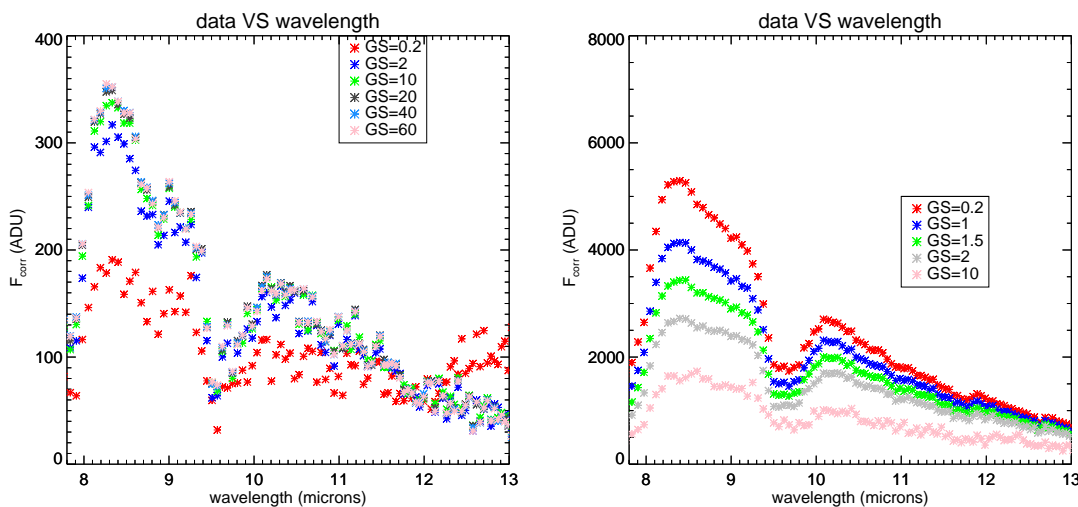


FIGURE 8.8 – Représentation du flux corrélé non calibré en fonction de la longueur d’onde pour les données de 2013 (à gauche) et 2007 (à droite) en fonction de différents facteurs de lissage.

8.3.4 Moyennage des flux corrélés

Comme précisé à la Section 8.2.2, les données de 2013 comportaient huit observations de l’étoile scientifique alors que celles de 2007 n’en comportaient qu’une seule. Afin de pouvoir comparer les deux jeux de données, j’ai donc considéré la moyenne pondérée des observations de toute la nuit d’octobre 2013. Le poids utilisé était le $1/\sigma_i^2$ relatif à chaque mesure. J’ai ensuite calculé l’écart type de cette moyenne pondérée pour obtenir ma nouvelle barre d’erreur.

Afin de pouvoir moyennage le flux corrélé, je devais m’assurer qu’il ne variait ni en fonction de la base, ni en fonction du temps, et que la fonction de transfert de MIDI était relativement constante au cours du temps. Pour vérifier cette dernière condition, je devais m’assurer que le flux corrélé relatif au calibrateur ne variait ni en fonction de la base, ni en fonction du temps. J’ai donc sélectionné des valeurs du flux corrélé à quelques longueurs d’onde (pour les données de 2013, j’avais 170 canaux spectraux à ma disposition) et j’ai tracé les valeurs du flux corrélé à ces longueurs d’onde en fonction du temps et en fonction de la base. Ceci est représenté à Fig. 8.9 où j’ai choisi de représenter le flux corrélé en fonction de la base pour β Pic et en fonction du temps pour son calibrateur. Comme nous pouvons le remarquer, le flux corrélé ne varie pas, ni en fonction du temps, ni en fonction de la base, en dehors des barres d’erreur et l’approximation de la moyenne pondérée est donc valable. J’ai également vérifié que l’erreur relative d’une mesure à l’autre était consistante en guise de vérification supplémentaire pour m’assurer que je pouvais moyennage toutes les données ATs.

Enfin, j’ai comparé les flux corrélés non calibrés pour β Pic lors des observations avec les UTs et avec les ATs et l’erreur relative sur les données ATs par rapport à l’erreur relative sur les données UTs. Ceci est représenté à Fig. 8.10. Il est à noter que le flux et l’erreur sur le flux semblent corrélés : plus nous collectons de flux, plus l’erreur est

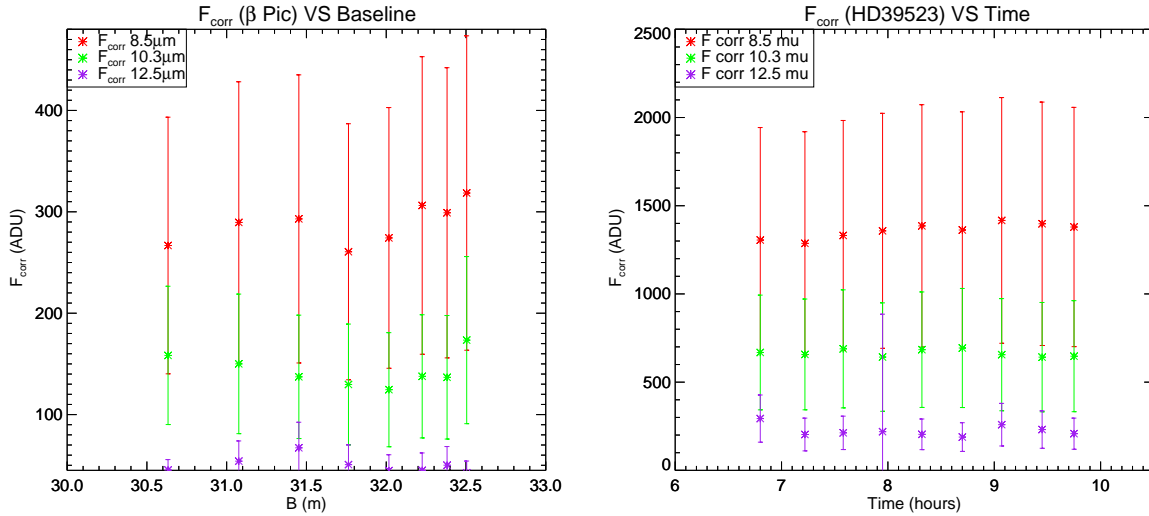


FIGURE 8.9 – Représentation du flux corrélé non calibré à certaines longueurs d’onde en fonction de la base pour β Pic (à gauche) et en fonction du temps pour son calibrateur (à droite).

grande (voir Fig. 8.11 pour les données ATs et Fig. 8.12 pour les données UTs). En termes d’erreur relative toutefois, les erreurs obtenues sur les données avec les UTs et les ATs sont du même ordre de grandeur. L’avantage des données obtenues avec les ATs est que nous avons pu réaliser une moyenne pondérée de toutes les mesures, ce qui a permis de réduire l’erreur d’un facteur \sqrt{N} où N est le nombre de mesures sur l’étoile scientifique, huit en l’occurrence. Ce comportement est bien visible sur la Fig. 8.10 où l’erreur relative totale pour les ATs est en moyenne trois fois moins importante que l’erreur initiale.

8.3.5 Calibration des flux corrélés

Une fois les flux corrélés et leurs barres d’erreur obtenus pour β Pic et son calibrateur, il nous reste à calibrer le flux corrélé de β Pic. Pour ce faire, nous pouvons nous servir du flux du calibrateur à condition de supposer celui-ci complètement non résolu (ou en ayant une estimation précise de son diamètre angulaire). En effet, si le calibrateur est non résolu, la visibilité des franges d’interférence sera égale à 1. Pour m’assurer que les deux calibrateurs (un pour les UTs et un pour les ATs) étaient bien non résolus, j’ai calculé la visibilité d’un disque uniforme à toutes les longueurs d’onde utilisées et en fonction d’une base moyenne pour les ATs de 30 m et de 40 m pour les UTs. La visibilité ainsi estimée pour le calibrateur utilisé sur les ATs est de 0.9987 et pour le calibrateur utilisé sur les UTs est de 0.9959. Nous pouvons donc considérer que les calibrateurs sont non résolus. À partir de là, nous allons pouvoir retrouver le flux corrélé calibré de β Pic. Commençons par exprimer le flux corrélé du calibrateur $F_{corr}^{cal}(\lambda)$:

$$F_{corr}^{cal}(\lambda) = I^{cal}(\lambda) \times V_{inst} \times f_{conv}, \quad (8.1)$$

où $F_{corr}^{cal}(\lambda)$ est le flux corrélé mesuré par MIDI en ADU, $I^{cal}(\lambda)$ est l’irradiance spectrale en

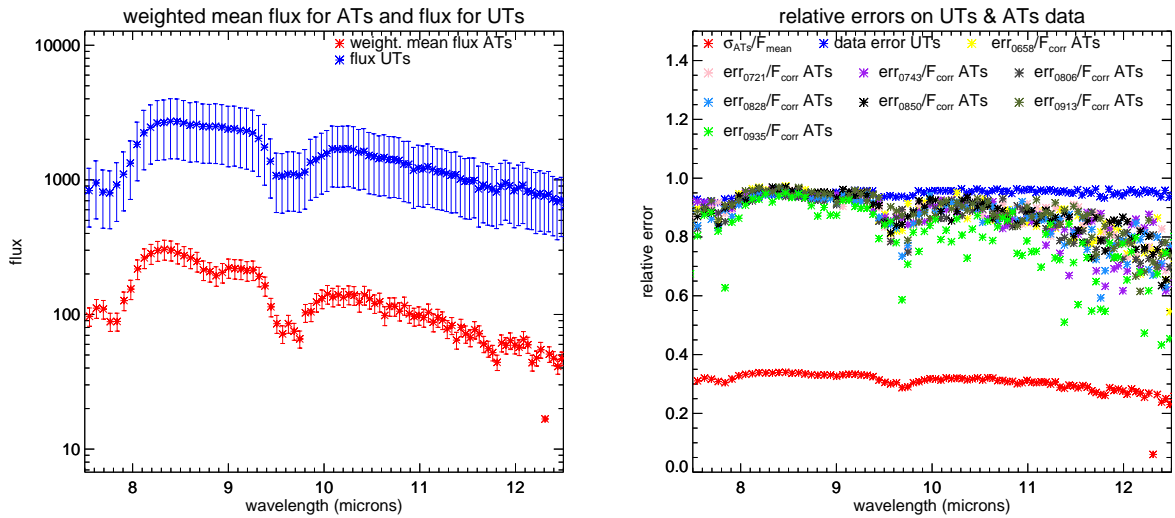


FIGURE 8.10 – Comparaison entre le flux corrigé non calibré pour les données ATs et pour les données UTs (à gauche). Comparaison entre les erreurs relatives pour les données ATs, UTs et l'erreur sur la moyenne pondérée (à droite).

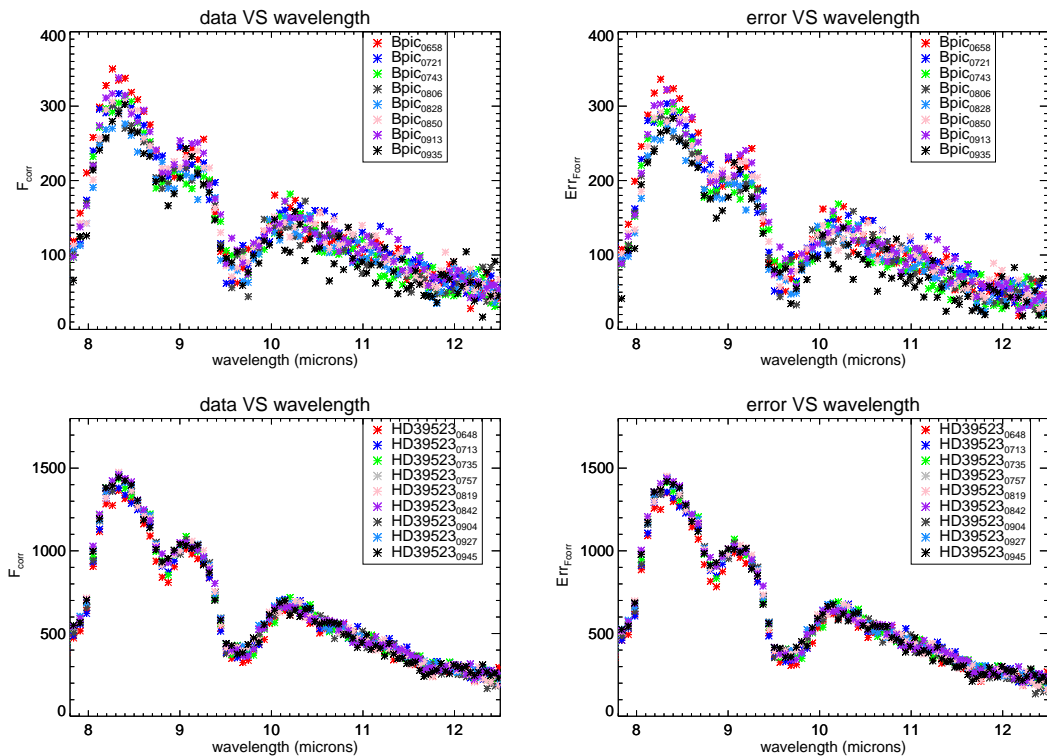


FIGURE 8.11 – Représentation des données de 2013 (sans barre d'erreur pour plus de clarté) ainsi que de l'erreur sur les données en fonction de la longueur d'onde (en haut, gauche et droite respectivement). Représentation du flux du calibrateur pour les données de 2013 ainsi que de l'erreur sur le flux en fonction de la longueur d'onde (en bas, gauche et droite respectivement). Nous remarquons l'étroite corrélation entre les mesures et l'erreur sur les mesures.

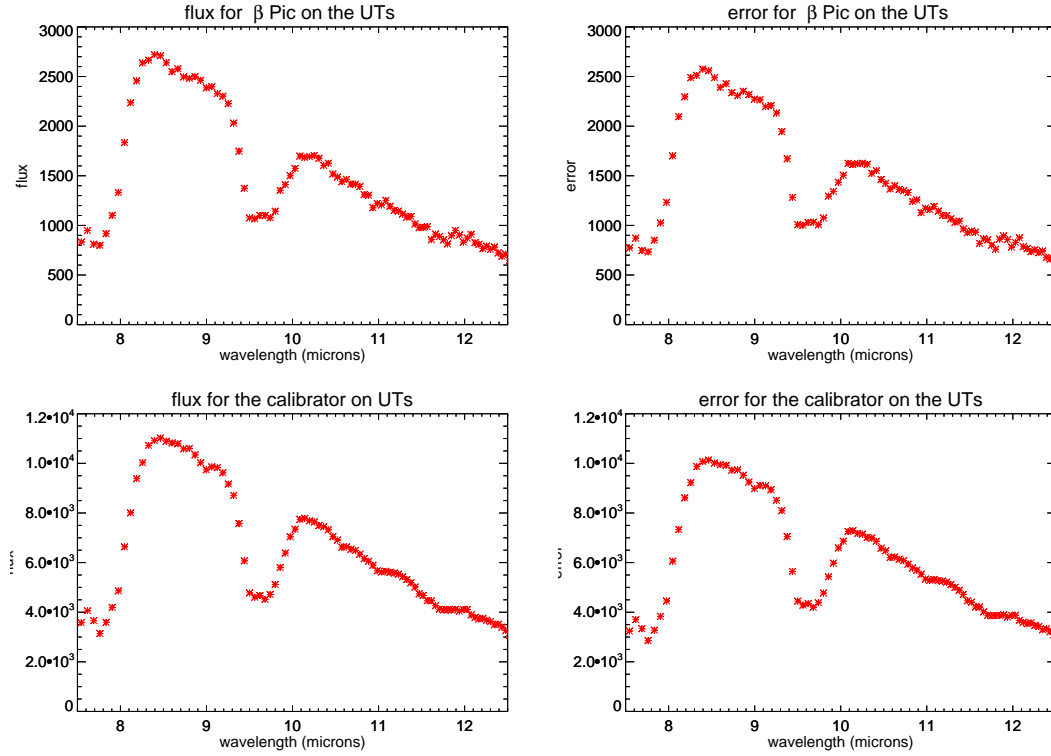


FIGURE 8.12 – Représentation des données de 2007 (sans barre d’erreur pour plus de clarté) ainsi que de l’erreur sur les données en fonction de la longueur d’onde (en haut, gauche et droite respectivement). Représentation du flux du calibrateur pour les données de 2007 ainsi que de l’erreur sur le flux en fonction de la longueur d’onde (en bas, gauche et droite respectivement).

$W/cm^2/micron$, V_{inst} est la visibilité instrumentale et f_{conv} est un facteur de conversion permettant de passer de l’irradiance en $W/cm^2/micron$ à un flux en ADU mesuré par MIDI.

Ensuite, nous pouvons étalonner l’irradiance spectrale du calibrateur à l’aide d’un template photométrique. Ce template provient d’un catalogue de templates (Cohen et al., 1992) fournissant des spectres calibrés en $W/cm^2/micron$ pour plusieurs types spectraux. Le but est alors d’utiliser le spectre d’une étoile de type spectral proche de celui de notre calibrateur pour étalonner l’irradiance spectrale du calibrateur et l’obtenir à toutes les longueurs d’ondes :

$$I^{cal}(\lambda) = \frac{F_{IRAS12\mu m}^{cal}}{F_{IRAS12\mu m}^{templ}} \times \text{TEMPLATE}(\lambda), \quad (8.2)$$

où $F_{IRAS12\mu m}^{cal}$ est le flux mesuré par IRAS à $12 \mu m$ pour notre calibrateur, $F_{IRAS12\mu m}^{templ}$ est le flux mesuré par IRAS à $12 \mu m$ pour l’étoile du template considéré et TEMPLATE est l’irradiance spectrale associée à l’étoile du template, en $W/cm^2/micron$. Nous pouvons également réécrire l’équation (8.1) pour isoler la visibilité instrumentale (et le facteur de conversion) :

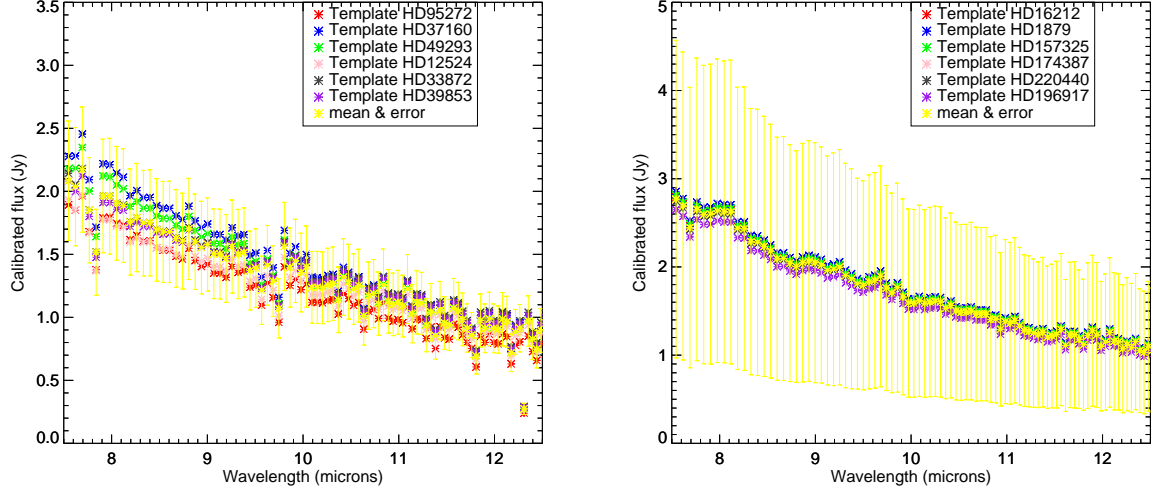


FIGURE 8.13 – Représentation du flux corrélé calibré pour β Pic en fonction de la longueur d’onde et en ayant considéré six templates pour la mise à l’échelle en Jy dans le cas des données ATs (à gauche) et des données UTs (à droite).

$$\frac{I^{cal}(\lambda)}{F_{corr}^{cal}(\lambda)} = \frac{1}{V_{inst} \times f_{conv}}. \quad (8.3)$$

En combinant l’équation (8.3) et l’équation (8.2), il nous est possible de retrouver le flux corrélé calibré pour l’étoile scientifique. En effet, il suffit de diviser le flux corrélé mesuré par MIDI pour l’étoile scientifique par la visibilité instrumentale et par le facteur de conversion exprimés en termes du rapport $I^{cal}(\lambda)/F_{corr}^{cal}(\lambda)$:

$$\begin{aligned} \Rightarrow F_{corr,cal}^{\beta Pic} &= \frac{F_{corr}^{\beta Pic}(\lambda)}{V_{inst} \times f_{conv}} \\ &= \frac{F_{corr}^{\beta Pic}(\lambda)}{F_{corr}^{cal}(\lambda)} \times \frac{F_{IRAS12\mu m}^{cal}}{F_{IRAS12\mu m}^{templ}} \times \text{TEMPLATE}(\lambda). \end{aligned} \quad (8.4)$$

Le flux obtenu est toujours en $W/cm^2/micron$ et il reste à le convertir en Jansky (Jy). Le résultat de cette manipulation est illustré à la Fig. 8.13. Il est à noter que dans mon cas, j’ai considéré de manière arbitraire six templates que j’ai ensuite moyenné en un template moyen pour calibrer le flux de β Pic. Le but de cette manipulation était de voir si un template pouvait être significativement meilleur qu’un autre. Comme nous pouvons le remarquer à la Fig. 8.13, les résultats obtenus avec les six templates sont peu dispersés et rien ne nous permet dans privilégier un plutôt qu’un autre, ce pourquoi j’ai considéré un template moyen pour la calibration du flux corrélé de β Pic.

À ce stade, nous pouvons faire une remarque concernant la comparaison des flux corrélés calibrés pour les données ATs et UTs. Intuitivement, nous attendions un flux

corrélé calibré pour les données UTs plus petit que pour les données ATs. En effet, la portion du disque passant dans la fente pour les données UTs est plus petite que pour les données ATs (voir Section 8.2.2) et la base est plus longue. Or, nous observons un comportement opposé au comportement attendu. Cette différence me semble d'origine instrumentale et ne trouve pas vraiment d'explication concrète. Toutefois, dans leurs barres d'erreurs, les résultats sont tout à fait compatibles.

8.4 Modélisation préliminaire avec GRaTeR

Le package IDL GRaTeR fut initialement développé par Jean-Charles Augereau (Augereau et al., 1999) puis amélioré par Jérémy Lebreton (Lebreton et al., 2013). Il s'agit d'un package permettant de réaliser des modèles de transfert radiatif de disque qui sont purement géométriques. Nous devons entrer deux fichiers à lire par GRaTeR : l'un concernant les données à modéliser et l'autre concernant les propriétés stellaires et du disque de poussières à modéliser. Le premier fichier d'entrée de GRaTeR comprend donc des valeurs de flux photométrique trouvées dans la littérature et des valeurs correspondant à nos données interférométriques qui sont entrées soit sous forme d'excès lorsque l'excès est disponible (comme c'est le cas pour les données PIONIER par exemple), soit sous forme de flux corrélé calibré comme c'est notre cas ici. Le second fichier comprend les propriétés de l'étoile (type spectral, magnitude en bande V, distance, diamètre angulaire,...) ainsi que les paramètres à ajuster pour le disque (différentes compositions de grains, une gamme de taille de grains à exploiter, une gamme de distance des grains à l'étoile à exploiter, une gamme de pente relatives à la distribution des grains et une gamme de pentes relatives au profil de densité de surface du disque). Pour chaque composition de grains testée, nous faisons varier la taille des grains a entre a_{min} et a_{max} , la distance des grains à l'étoile r entre r_{min} et r_{max} , la pente de la distribution de grains $-\kappa$ entre $-\kappa_{min}$ et $-\kappa_{max}$ (la distribution des grains suivant une loi en $a^{-\kappa}$). Afin de limiter le nombre de paramètres libres, la pente du profil de densité de surface $-\sigma$ varie entre $-\sigma_{min}$ et $-\sigma_{max}$ suivant une loi en $(r/r_0)^{-\sigma_{in}} + (r/r_0)^{-\sigma_{out}}$ (profil de densité en loi de puissance, avec une pente interne qui est maximum à r_0 et une pente externe qui diminue après r_0). Nous construisons une grille de paramètres à l'aide de trois paramètres à ajuster (a , r , $-\kappa$) et nous la comparons aux données par moindres carrés.

Lors de l'utilisation de GRaTeR, la première chose à faire est de considérer la carte de transmission de l'instrument. Puisque MIDI est pourvu d'une fente, j'ai tout d'abord commencé par créer un masque numérique représentant l'image de la fente sur le plan du ciel (voir Section 8.2.2) et je l'ai exportée dans un fichier de sauvegarde permettant d'être lu par IDL dans le code GRaTeR. J'ai également rempli un fichier de photométrie avec des valeurs de flux corrélé calibré à différentes longueurs d'onde (voir Table 8.2). Initialement, GRaTeR n'était pas prévu pour traiter des flux corrélés et j'ai donc implémenté un module annexe me permettant de prendre cela en compte. Pour ce faire, j'ai réalisé la transformée de Fourier à deux dimensions de l'image du disque au travers de la fente de MIDI. J'ai ensuite testé une vingtaine de modèles de disques avec des compositions de grains différentes allant d'un rapport de 1:0 pour le rapport silicium:carbone à un rapport

TABLE 8.2 – Résumé des données interférométriques utilisées pour la modélisation avec GRaTeR ainsi que des données photométriques. Le mode reprend le type d’observation : I-ATs = données interférométriques sur les ATs, I-UTs = données interférométriques sur les UTs, P = données photométriques.

Mode	λ (μm)	Flux (Jy)	Erreur s./flux	Réf.
I-ATs	12.53	0.95	0.19	–
I-ATs	11.57	1.07	0.23	–
I-ATs	10.84	1.26	0.28	–
I-ATs	10.25	1.26	0.29	–
I-ATs	10.03	1.40	0.32	–
I-ATs	9.98	1.35	0.31	–
I-ATs	9.51	1.39	0.31	–
I-ATs	8.61	1.63	0.38	–
I-ATs	8.05	1.90	0.45	–
I-ATs	7.55	2.08	0.47	–
I-UTs	12.39	1.05	0.70	–
I-UTs	11.03	1.77	0.68	–
I-UTs	10.57	1.92	0.74	–
I-UTs	10.02	1.59	1.06	–
I-UTs	9.74	1.76	1.16	–
I-UTs	9.06	2.02	1.34	–
I-UTs	8.39	2.28	1.51	–
I-UTs	7.62	2.80	1.80	–
P	18.3	5.04	0.50	Telesco et al. (2005)
P	12.5	1.81	0.07	Telesco & Knacke (1991)
P	12.3	2.72	0.27	Telesco et al. (2005)
P	12.0	2.80	0.10	Gillett (1986)
P	11.7	2.29	0.08	Telesco & Knacke (1991)
P	11.7	2.72	0.27	Telesco et al. (2005)
P	10.3	2.73	0.05	Telesco & Knacke (1991)
P	8.8	2.83	0.05	Telesco & Knacke (1991)
P	8.7	2.92	0.29	Telesco et al. (2005)

1:20. Pour chacun de ces modèles, la taille des grains pouvait aller de $0.01 \mu\text{m}$ à $50 \mu\text{m}$, la distance des grains à l'étoile pouvait varier de 0.01 à 10 UA, le coefficient de la loi de puissance concernant la disitribution de taille des grains variait de -3.6 à -3.4 .

À la Fig. 8.14, nous avons représenté le flux corrélé calibré pour les données ATs et UTs ainsi que le flux stellaire fournis par GRaTeR (en supposant le flux stellaire totalement corrélé car la visibilité de la photosphère est égale à 1 pour β Pic avec l'instrument MIDI sur les bases considérées). Nous pouvons d'ores et déjà remarquer que nos données sont compatibles avec une émission provenant de la photosphère stellaire uniquement, et ne laissent pas la place à un flux corrélé significatif pour le disque.

Sur la Fig. 8.15 (à gauche), les points en vert représentent les points non ajustés, les points en rouge représentent les points photométriques étoile+disque ajustés et les points en violet représentent les points photométriques ajustés pour le disque uniquement (soit les points en rouge moins l'émission photosphérique de l'étoile). Par souci de clarté, un zoom a été effectué dans la SED autour de $10 \mu\text{m}$. Puisque nous ne disposions que de flux corrélés pour les mesures interférométriques, nous avons décidé de ne pas tracer ces points sur la SED (seuls les points photométriques sont tracés) et d'analyser la qualité de l'ajustement sur une figure séparée (voir Fig. 8.15, à droite), la comparaison entre le flux corrélé et les flux photométriques n'étant pas rigoureuse. Afin de pouvoir comparer nos données et le modèle proposé par GRaTeR, nous avons tracé le flux corrélé calibré pour les données ATs ainsi que la barre d'erreur à 3σ , le flux stellaire estimé par GRaTeR et le flux modélisé étoile+disque produit par GRaTeR. Dans ce graphique (Fig. 8.15, à droite), nous n'avons pas tracé les données UTs par souci de clarté, leurs barres d'erreur étant environ trois fois plus grandes que celles des données ATs. Nous remarquons sur ce graphique que nos données ainsi que le modèle sont compatibles avec une émission photosphérique seule. Ceci signifie qu'il n'y a pas (assez) d'émission dans l'infrarouge moyen dans les régions sondées par l'instrument pour être détectée. Ceci nous donne une information sur la distribution spatiale de la poussière car nous savons par ailleurs que le disque de β Pic produit une émission dans l'infrarouge moyen qui vaut environ 1 Jy à $10 \mu\text{m}$ (Chen et al., 2007).

À partir de ces résultats, nous pouvons estimer une limite inférieure pour la taille angulaire du disque. La base utilisée pour les UTs était de 40 m et celle utilisée pour les ATs était de 30 m, à $10 \mu\text{m}$. La visibilité des franges d'interférence tombe à zéro pour un diamètre angulaire d'environ 80 mas (1.5 UA) pour les ATs et d'environ 60 mas (1.2 UA) pour les UTs (voir Fig. 8.16). À partir des données ATs, nous pouvons également calculer le flux corrélé moyen du disque que nous pouvons tolérer tout en restant dans les barres d'erreur à 3σ :

$$\langle F_{corr}^{3\sigma} \rangle = \langle F_{data}(\lambda) + Err_{3\sigma}(\lambda) - F_{\star}^{mod}(\lambda) \rangle, \quad (8.5)$$

où $F_{corr}^{3\sigma}$ représente le flux corrélé moyen que nous pouvons tolérer dans les barres d'erreurs à 3σ , $F_{data}(\lambda)$ représente le flux corrélé calibré des données, $Err_{3\sigma}(\lambda)$ représente l'erreur à 3σ sur les données et $F_{\star}^{mod}(\lambda)$ est le flux corrélé modélisé par GRaTeR pour la photosphère stellaire. En réalisant cette moyenne, nous trouvons une valeur d'environ 0.5 Jy. Ceci signifie que nous ne pouvons pas avoir plus de 0.5 Jy du flux en provenance

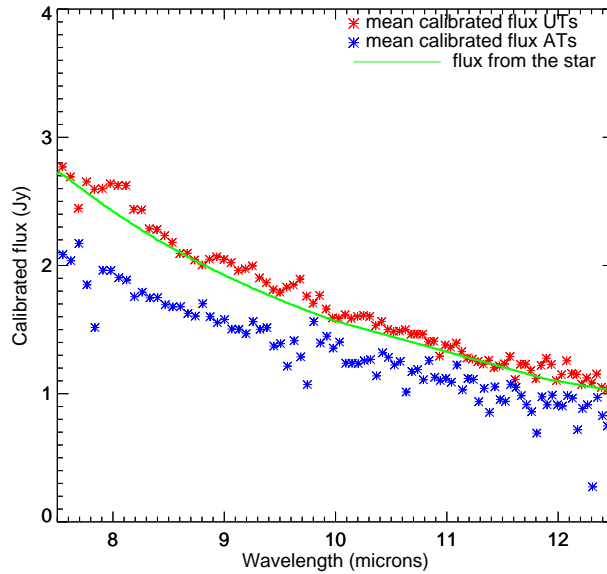


FIGURE 8.14 – Illustration du flux corrélé calibré pour β Pic dans le cas des ATs, des UTs et avec le flux stellaire fourni par GRaTeR superposé.

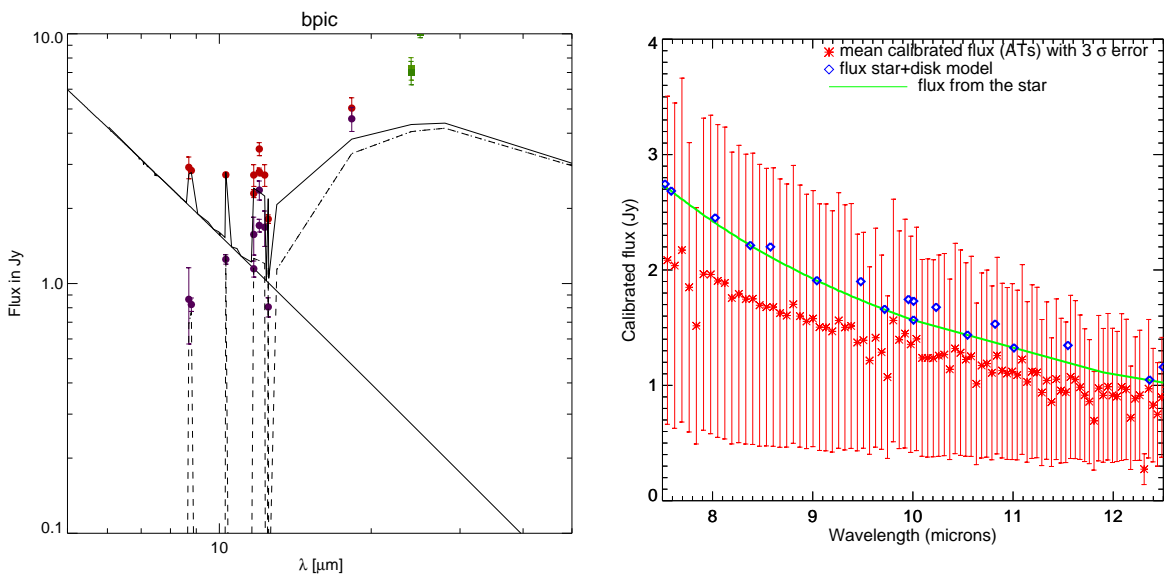


FIGURE 8.15 – À gauche : ajustement des données obtenues sur β Pic avec les UTs et les ATs. La courbe en trait plein représente l'émission photosphérique de l'étoile et la courbe en pointillé l'émission d'un disque. Les points verts sont les points non ajustés, les points rouges représentent l'ajustement du système étoile+disque et les points mauves représente l'ajustement du disque seul (points rouges auxquels nous avons soustrait la SED de l'étoile). Par souci de précision, nous n'avons représenté que les points de photométrie sur ce graphique. À droite : illustration du flux corrélé calibré pour les données ATs avec l'erreur à 3σ ainsi que le flux issu de la photosphère de l'étoile (en vert) et le flux modélisé par GRaTeR (losanges bleus).

du disque dans nos données. Or, puisque nous savons que le disque de β Pic présente une émission d'environ 1 Jy à 10 μm , la limite supérieure sur la visibilité du disque sera de 0.5 puisque

$$\underbrace{F_{corr}}_{=0.5} = \underbrace{F_{reel}}_{=1} \times V.$$

Une visibilité de 0.5 correspond à un diamètre angulaire de 40 mas (voir Fig. 8.16), soit pour β Pic un diamètre de 0.8 UA. Au minimum, le disque doit donc être plus grand que 0.8 UA pour ne pas être détecté par MIDI.

Nous pouvons également réaliser un modèle simple de position de la poussière en fonction de sa température. Ceci est illustré à la Fig. 8.17. Nous constatons par exemple que des grains à une température de 200 K se trouve à environ 6 UA de l'étoile. Typiquement dans l'infrarouge moyen, nous serions en mesure de détecter la poussière au delà de 6 UA, or avec MIDI, nous sondons une région vers 1.5 UA. Ceci nous montre qu'il n'est donc pas anormal de ne pas détecter d'excès de flux corrélé en provenance du disque dans l'infrarouge moyen avec MIDI.

Le meilleur ajustement rendu par GRaTeR est celui pour lequel la population de grains est constituée de silicates et de carbones dans un rapport 3:1 avec des grains de taille $a = 0.1 \mu\text{m}$ et à une distance minimale de 7.3 UA. Le χ^2 réduit pour ce modèle est égal à 4.25. Ce résultat est en accord avec nos suppositions concernant l'émission détectée dans nos flux corrélés : d'après GRaTeR, il ne semble pas y avoir de poussière émettant dans l'infrarouge moyen en deça de 7.3 UA, ce qui confirme ce que nous déduisons avec le modèle simple illustré à la Fig. 8.17.

Ce résultat pose question quant aux mécanismes de production de la poussière chaude au sein du système β Pic. En effet, nous savons qu'il existe un excès détecté en bande H (Defrère et al., 2012) qui correspond à un excès très chaud ($T \geq 1500$ K). Defrère et al. (2012) expliquent que l'excès chaud détecté en bande H provient très probablement de la présence de poussière très proche de l'étoile, qui pourrait être produite par des comètes déstabilisées par la planète se trouvant à environ 9 UA.

Nous savons également qu'il existe de la poussière tiède déjà détectée via des observations Spitzer (voir par exemple Chen et al. (2007)). Rappelons enfin qu'une planète orbite autour de β Pic à environ 9 UA (Lagrange et al., 2010). Nos données MIDI n'excluent pas complètement la présence de poussière émettant dans l'infrarouge moyen dans les régions sondées mais elles suggèrent un modèle dans lequel la planète, β Pic b, "nettoierait" le disque en deça de 9 UA. Dans ce modèle, la présence de la planète empêcherait la poussière de migrer des zones plus extérieures vers l'intérieur du système par effet Poynting-Robertson par exemple. Il se peut également que cette planète piège la poussière dans sa proximité directe et nettoie ainsi l'intérieur du disque (par effet analogue aux lacunes de Kirkwood dans notre système solaire). S'il n'y a pas de poussière émettant dans l'infrarouge moyen dans les régions internes du disque, il faut trouver d'autres mécanismes que ceux cités ci-avant pour expliquer la présence de poussière très chaude.

Le disque interne de poussière très chaude pourrait être rempli par l'arrivée de comètes provenant d'un analogue à notre ceinture de Kuiper. Ces comètes pourraient même venir

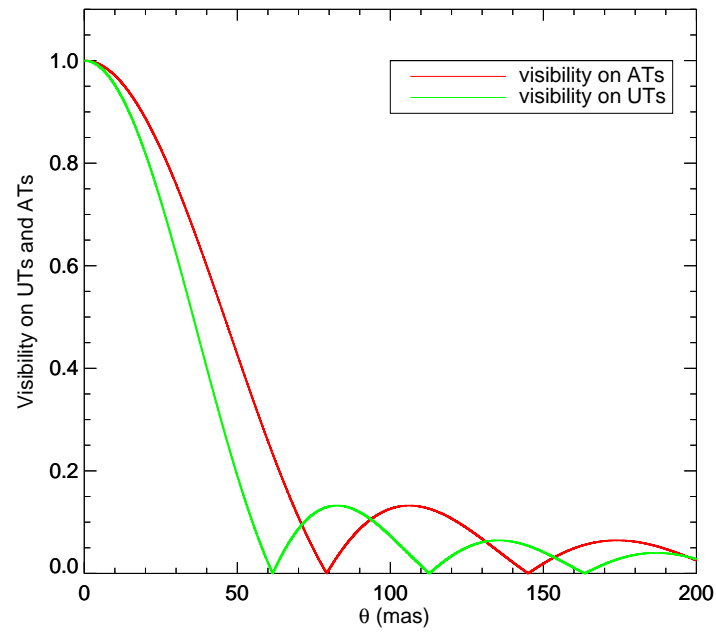


FIGURE 8.16 – Courbe de visibilité pour une source circulaire pour les UTs (avec une base de 40m à $10\mu\text{m}$) et pour les ATs (avec une base de 30m à $10\mu\text{m}$).

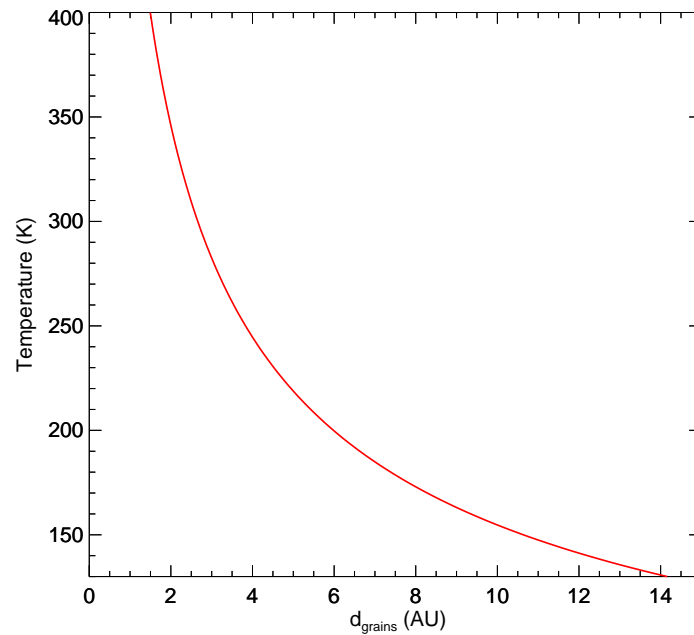


FIGURE 8.17 – Température des grains en fonction de la distance à l'étoile.

de plus près et être déstabilisées par la planète. Cette hypothèse rejoint celle déjà proposée par Defrère et al. (2012). En outre, il faudrait qu'elles ne dégazent qu'une fois très proches de l'étoile, avec très peu de perte de matière dans la zone de transition entre 9 et 1 UA typiquement afin de correspondre à l'absence de poussière dans nos données. Remarquons également qu'il est intuitif de penser que des grains émettant dans l'infrarouge proche auront également une signature dans l'infrarouge moyen. Puisqu'ici nous n'en observons pas, la structure du disque interne, très proche de l'étoile doit être particulière : les grains sont probablement très petits et éventuellement constitués majoritairement de carbone pour ne pas créer d'émission dans l'infrarouge moyen corrélée avec la présence de cette émission dans l'infrarouge proche.

Je conclurai cette section en insistant sur le fait que la modélisation réalisée ici avec GRaTeR est une modélisation préliminaire et qu'il faudra encore très probablement la raffiner afin de parvenir à des résultats définitifs.

Conclusion

Deux possibilités existent : soit nous sommes seuls dans l'univers, soit nous ne le sommes pas. Les deux hypothèses sont tout aussi effrayantes.

Arthur Charles Clarke

Résumé des résultats et perspectives futures

Avec les découvertes récentes d'exoplanètes en zone habitable, il est devenu primordial de caractériser au mieux les systèmes stellaires pour pouvoir tourner nos objectifs vers la recherche de vie intelligente ailleurs dans l'univers. Cette compréhension passe par la découverte et la caractérisation des disques de débris chauds et tièdes puisqu'ils sont en général le reliquat de la formation d'un système planétaire. Grâce aux récentes études par interférométrie infrarouge (par exemple Absil et al. (2013); Ertel et al. (2014); Mennesson et al. (2014); Marion et al. (2017)) nous commençons à mieux comprendre l'origine de ces disques et les mécanismes qui permettent de les approvisionner (voir Section 3.3). Le but de mon travail était d'approfondir encore la compréhension des exozodis et de tenter de mettre en évidence une corrélation entre présence de poussière chaude et tiède, ce qui donnera un indice supplémentaire sur les mécanismes d'approvisionnement de poussière chaude. En effet, si un excès en infrarouge moyen est détecté et se trouve en corrélation avec l'excès de poussière chaude, nous pouvons penser qu'il y a transfert direct entre la poussière tiède et la poussière chaude par effet Poynting-Robertson par exemple. Mon étude s'est donc articulée en trois étapes : (i) détection de poussière chaude, (ii) analyse de la corrélation avec la poussière tiède connue par des études préalables et (iii) détection de poussière tiède. Un projet annexe à ce projet principal fut la recherche d'étoiles binaires dans les échantillons d'étoiles à ma disposition.

La première partie de mon travail fut consacrée à la recherche d'exozodis dans l'infrarouge proche à l'aide de l'instrument PIONIER au VLTI et donc à la caractérisation des exozodis chauds. Dans ce cadre, j'ai publié deux papiers scientifiques. Le premier portait sur la recherche de compagnons au sein du programme d'observation *exozodi* initial comprenant 92 étoiles. Pour cette recherche, j'ai utilisé les visibilités et les clôtures de phase de manière conjointe. J'ai découvert cinq nouveaux compagnons jusqu'alors inconnus autour de HD 4150, HD 16555, HD 29388, HD 202730, et HD 224392. Tous ces compagnons ont été découverts autour d'étoiles de type A et ont un type spectral entre K4V et A5V en supposant qu'elles soient en séquence principale. La découverte de ces compagnons brillants autour d'étoiles de type A a posé la question de savoir combien d'autres nous aurions pu manquer et nous a permis de raffiner la statistique d'étoiles binaires de type

A pour proposer un taux d'occurrence de 47%. Cette étude nous a également permis de poser une limite sur le contraste de compagnons détectables par PIONIER : typiquement, un contraste de 1% doit être détectable par PIONIER. Il était indispensable de rechercher les compagnons au sein de programmes de recherche de disques de débris chauds car ceux-ci peuvent avoir une signature similaire à celle des exozodis dans les données. Afin de fournir une analyse statistique non biaisée du pourcentage d'exozodis autour d'étoiles en séquence principale, il faut être certain que tout excès détecté est bel et bien causé par un disque.

Mon second papier portait sur l'étude de la connexion entre présence de poussière chaude et tiède. Dans ce cadre, j'ai réduit les données de A à Z, ce qui m'a permis d'acquérir une bonne connaissance du pipeline spécifique à PIONIER (pndrs) et de bien comprendre les données et leur mode d'acquisition. Nous avons tenté de détecter des excès en infrarouge proche (1-2 μm) autour d'étoiles connues pour posséder un excès en infrarouge moyen (10-20 μm). Parmi les 52 étoiles présentant un excès dans l'infrarouge moyen dans notre échantillon de 2014, nous avons détecté 17 nouveaux excès en bande H, dont quatre étaient causés par des compagnons jusqu'alors inconnus. En combinant ces nouveaux résultats avec ceux obtenus par Ertel et al. (2014), nous sommes arrivés à un échantillon total de 78 étoiles présentant un excès tiède connu et 59 étoiles n'en présentant pas (échantillon de contrôle). Grâce à cela, nous avons pu conclure à un pourcentage de détection de $21.3^{+5.4}_{-3.9}\%$ d'un exozodi chaud parmi les étoiles présentant déjà un exozodi tiède contre $10.3^{+5.3}_{-2.7}\%$ pour les étoiles n'en présentant pas (échantillon de contrôle). À l'aide d'un test d'Anderson-Darling, nous avons alors cherché à déterminer si les deux échantillons testés provenaient ou non de la même population initiale. Nous avons trouvé une valeur de la probabilité de l'hypothèse nulle de 0.14% i.e., une probabilité de 99.86% que les deux échantillons ne proviennent pas de la même population. Nous pouvons conclure que le taux de détection trouvé dans le cas de l'échantillon des exozodis tièdes est significatif (à 3σ) par rapport à l'échantillon de contrôle et qu'il existe dès lors une corrélation possible entre présence de poussière tiède et chaude. En tenant compte du fait que certains exozodis chauds pouvaient être partiellement résolus, ce pourcentage monte à $38.5^{+14.1}_{-11.0}\%$ dans l'échantillon contenant des exozodis tièdes. Nous avons ensuite cherché la corrélation possible entre la présence d'un exozodi chaud et le type spectral de l'étoile pour remarquer que la tendance mise en évidence par Absil et al. (2013) et Ertel et al. (2014) indiquant un plus grand nombre d'exozodis chauds pour les étoiles tardives n'était plus rencontrée ici.

La seconde partie de mon travail fut consacrée à l'étude des exozodis en infrarouge moyen. Dans ce cadre, j'ai scindé mon travail en deux approches : l'une au LBTI et l'une au VLTI avec l'instrument MIDI. La première partie, consacrée au LBTI, était la continuation directe de mon travail de fin d'étude de master qui visait à l'amélioration et à l'implémentation complète d'une méthode statistique de traitement de données pour l'interférométrie de nulling. Cette méthode est dite "auto-calibrée" car elle ne nécessite pas d'étoile de calibration pour déduire le null astrophysique associé à la source observée. Durant mon travail de fin d'étude de master, j'avais considérablement amélioré une méthode statistique de traitement de données qui visait à utiliser toute l'information contenue dans le null plutôt que de le moyennner. Durant ma thèse, j'ai continué à améliorer cette mé-

thode et je l'ai appliquée au LBTI, instrument pour lequel elle n'était pas initialement développée. Dans cette méthode, les grandeurs qui varient de façon temporelles (les intensités dans chaque bras de l'interféromètre et le bruit de fond) sont directement injectées dans le modèle par le biais de leurs distributions, ce qui permet de ne pas avoir à les mesurer instantanément et de ne pas avoir à les connaître exactement. De là, nous faisons varier trois paramètres, le null astrophysique, la phase moyenne du signal et l'écart type de la phase du signal. Pour chaque triplet de paramètres, nous comparons le modèle obtenu aux données par maximum de vraisemblance et gardons le modèle le plus probable. J'ai donc implémenté cette méthode de traitement de données au LBTI, en tenant notamment compte d'un problème de variation de phase à haute fréquence. Elle fonctionne aujourd'hui de façon routinière et en temps réel lorsque les données sont acquises au Mont Graham. Grâce à l'utilisation de cette méthode et à la puissance du LBTI, la limite de détection des exozodis est passée de typiquement une centaine de zodis avec le Keck à 10-15 zodis au LBTI, permettant de détecter des disques beaucoup plus faibles. À l'heure actuelle, nous ne disposons pas encore d'un nombre assez grand de résultats pour pouvoir déterminer de manière générale l'amélioration de la précision sur les valeurs de null fournie grâce à la réduction des données par la méthode statistique. Nous pouvons toutefois rappeler le résultat de référence obtenu sur β Leo où nous avons trouvé une valeur de null de $0.478 \pm 0.050\%$. Cette valeur est un facteur 4 à 5 fois plus précise que la valeur obtenue avec la méthode classique ce qui revient, dans ce cas particulier, à passer d'une limite de détection de 40-50 zodis à une limite de détection de 10 zodis.

La seconde partie relative à l'infrarouge moyen portait sur la réduction de données MIDI et leur exploitation avec le package IDL GRaTeR. Je disposais de deux jeux de données, l'un de 2007 pris sur les UTs et l'autre de 2013 pris sur les ATs avec le suiveur de frange activé. J'ai réduit les données MIDI de A à Z, me familiarisant ainsi avec les logiciels de réduction MIA et EWS. Une fois les données réduites, j'ai extrait des flux corrélés calibrés pour β Pic. En effet, pour les données de 2013, je ne disposais pas de données photométriques et je n'avais donc accès qu'aux flux corrélés. J'ai décidé d'utiliser également des flux corrélés pour les données UTs afin de pouvoir comparer les deux jeux de données. Ensuite, j'ai utilisé le package GRaTeR pour tenter de modéliser le disque de β Pic en infrarouge moyen, ce qui n'avait pas encore été tenté sur des données MIDI donnant accès à une région très proche de l'étoile (typiquement 1.5 UA). Le flux corrélé calibré n'étant pas strictement égal au flux réel, je ne pouvais pas comparer directement les flux corrélés calibrés à la SED fournie par GRaTeR. J'ai donc implémenté dans GRaTeR un module pour modéliser le flux corrélé et le comparer aux données avec une barre d'erreur à 3σ . Grâce à cela, j'ai pu remarquer que le flux corrélé mesuré par MIDI était consistant avec le flux issu de la photosphère stellaire. J'ai également pu conclure que, dans les barres d'erreur à 3σ , le flux du disque ne pouvait contribuer au maximum que pour 0.5 Jy, ce qui m'a permis de trouver qu'en deça d'environ 1 UA il n'y avait probablement pas de poussière tiède. La modélisation du disque tiède avec GRaTeR confirme que la poussière tiède se trouve à plus de quelques UA de l'étoile et peut-être même principalement au delà de l'orbite de β Pic b. L'absence de détection de poussière tiède par MIDI nous a alors permis d'imaginer un scénario pour expliquer la présence de poussière chaude autour de β Pic et très proche de l'étoile (en deça de quelques UA, Defrère et al. (2012)). Il est

probable que cette poussière provienne d'un dégazage de comètes qui sont envoyées dans le système stellaire interne par la planète se trouvant aux environs de 9 UA.

Une première perspective à ce travail sera l'interprétation complète des résultats issus du programme d'observation HOSTS, qui seront publiés très prochainement par Steve Ertel. Ceci va nous offrir de nouvelles perspectives en matière de détection d'exozodis puisque l'utilisation conjointe du LBTI et de la méthode statistique de traitement de données permet de descendre la limite de détection des exozodis à 15 zodis. La détection d'exozodis jusqu'à 10-15 zodis va non seulement nous permettre d'améliorer significativement notre connaissance des populations de poussières proches de la zone habitable des étoiles en séquence principale, mais aussi nous permettre d'affiner notre échantillon d'étoiles propices à observer pour la recherche de planètes par imagerie directe.

Une autre perspective de ce travail sera de réconcilier les données MIDI obtenues sur β Pic avec des données obtenues sur d'autres instruments, comme PIONIER par exemple, et d'essayer de proposer un modèle global de disque pour cette étoile particulière. Ce travail n'est pas chose aisée car il faudrait comprendre exactement l'ensemble des mécanismes agissant au sein du disque de β Pic afin de comprendre comment la poussière est redistribuée. Il conviendrait éventuellement de refaire des observations avec un nouvel instrument récemment installé au VLTI afin d'obtenir plus d'informations sur le disque interne de β Pic. L'instrument de deuxième génération au VLTI pour des mesures dans l'infrarouge moyen sera MATISSE ("Multi AperTure mid-Infrared Spectroscopic Experiment") qui devrait produire les premières franges sur le ciel au début 2018. MATISSE est un spectro-interféromètre qui sera installé au VLTI et permettra de combiner jusqu'à quatre télescopes (les quatre ATs ou les quatre UTs). MATISSE observera en bande L, M et N avec la possibilité d'observer dans ces trois bandes simultanément (Lopez et al., 2014). L'avantage de MATISSE est qu'il permettra aussi de reconstruire des images à chaque longueur d'onde à partir des observables interférométriques. Ceci nous permettra de mieux contraindre les propriétés des grains, la géométrie du disque ou encore sa masse. Des observations de β Pic avec MATISSE pourraient donc nous permettre de faire un pas de plus dans la compréhension de ce système. Pour le travail en infrarouge moyen, nous pouvons également citer le projet liégeois Hi-5 qui vise à la réalisation d'un instrument à haut contraste pour le VLTI et permettra notamment la caractérisation d'un grand nombre de systèmes abritant des planètes ou des disques de poussières en bande L et M.

Deux autres instruments ont été récemment installés au VLT et permettront également d'aider à la caractérisation des disques de débris : GRAVITY et SPHERE. SPHERE ("Spectro-Polarimetric High-contrast Exoplanet Research") a pour objectif premier la recherche et caractérisation de nouvelles planètes géantes orbitant autour d'étoiles proches et détectées en imagerie directe (Beuzit et al., 2008). Il peut toutefois être utilisé pour l'observation d'exozodis chauds. Un programme d'observation a notamment été proposé par Valentin Christiaens pour étudier η Crv et HD 69830, deux systèmes connus pour abriter de la poussière chaude. Ces observations ont pour but de réaliser de l'imagerie directe de disques en utilisant de la polarimétrie dans le visible. Ces observations ont été réalisées en juin 2016 et sont toujours en cours d'analyse. L'autre instrument qui pourra nous aider à caractériser des disques de débris chauds est GRAVITY. GRAVITY

permet de combiner la lumière issue de quatre télescopes et travaille en bande K. Il est opérationnel au VLTI depuis 2016 et de récentes observations sur β Pic ont été réalisées et sont très prometteuses (Defrère et al., in prep.).

Tout ce travail s'est inscrit dans une branche de l'astrophysique en plein essor. Malgré les avancées réalisées au cours de ce travail, la compréhension globale de systèmes planétaires et de la dynamique permettant d'expliquer la poussière chaude à tiède au sein de ces systèmes est encore loin d'être parfaite.

Bibliographie

- Absil, O., 2006, *Astrophysical studies of extrasolar planetary systems using interferometric techniques*, Ph.D. thesis, Université de Liège.
- Absil, O., Defrère, D., Coudé du Foresto, V. et al., 2013, A near-infrared interferometric survey of debris-disc stars. III. First statistics based on 42 stars observed with CHARA/FLUOR, *A&A* **555**, A104.
- Absil, O., den Hartog, R., Gondoin, P. et al., 2006a, Performance study of ground-based infrared Bracewell interferometers. Application to the detection of exozodiacal dust disks with GENIE, *A&A* **448**, 787–800.
- Absil, O., di Folco, E., Mérand, A. et al., 2006b, Circumstellar material in the Vega inner system revealed by CHARA/FLUOR, *A&A* **452**, 237–244.
- Absil, O., di Folco, E., Mérand, A. et al., 2008, A near-infrared interferometric survey of debris disc stars. II. CHARA/FLUOR observations of six early-type dwarfs, *A&A* **487**, 1041–1054.
- Absil, O., Le Bouquin, J.-B., Berger, J.-P. et al., 2011, Searching for faint companions with VLTI/PIONIER. I. Method and first results, *A&A* **535**, A68.
- Absil, O. & Mawet, D., 2010, Formation and evolution of planetary systems : the impact of high-angular resolution optical techniques, *A&A Rev.* **18**, 317–382.
- Absil, O., Mennesson, B., Le Bouquin, J.-B. et al., 2009, An Interferometric Study of the Fomalhaut Inner Debris Disk. I. Near-Infrared Detection of Hot Dust with VLTI/VINCI, *ApJ* **704**, 150–160.
- Akeson, R. L., Ciardi, D. R., Millan-Gabet, R. et al., 2009, Dust in the inner regions of debris disks around a stars, *ApJ* **691**, 1896–1908.
- Albarède, F., 2009, Volatile accretion history of the terrestrial planets and dynamic implications, *Nature* **461**, 1227–1233.
- Apai, D., Schneider, G., Grady, C. A. et al., 2015, The Inner Disk Structure, Disk-Planet Interactions, and Temporal Evolution in the β Pictoris System : A Two-epoch HST/STIS Coronagraphic Study, *ApJ* **800**, 136.

- Artymowicz, P., Burrows, C. & Paresce, F., 1989, The structure of the Beta Pictoris circumstellar disk from combined IRAS and coronagraphic observations, *ApJ* **337**, 494–513.
- Augereau, J. C., Lagrange, A. M., Mouillet, D. et al., 1999, On the HR 4796 A circumstellar disk, *A&A* **348**, 557–569.
- Augereau, J. C., Nelson, R. P., Lagrange, A. M. et al., 2001, Dynamical modeling of large scale asymmetries in the beta Pictoris dust disk, *A&A* **370**, 447–455.
- Aumann, H. H., 1985, IRAS observations of matter around nearby stars, *PASP* **97**, 885–891.
- Aumann, H. H., Beichman, C. A., Gillett, F. C. et al., 1984, Discovery of a shell around Alpha Lyrae, *ApJ* **278**, L23–L27.
- Backman, D. E. & Paresce, F., 1993, Main-sequence stars with circumstellar solid material - The VEGA phenomenon, in *Protostars and Planets III* (E. H. Levy & J. I. Lunine, eds.), 1253–1304.
- Bailey, V. P., Hinz, P. M., Puglisi, A. T. et al., 2014, Large binocular telescope interferometer adaptive optics : on-sky performance and lessons learned, in *Adaptive Optics Systems IV, Proc. SPIE*, vol. 9148, 914803.
- Ballering, N. P., Su, K. Y. L., Rieke, G. H. & Gáspár, A., 2016, A Comprehensive Dust Model Applied to the Resolved Beta Pictoris Debris Disk from Optical to Radio Wavelengths, *ApJ* **823**, 108.
- Beust, H., Vidal-Madjar, A., Ferlet, R. & Lagrange-Henri, A. M., 1990, The Beta Pictoris circumstellar disk. X - Numerical simulations of infalling evaporating bodies, *A&A* **236**, 202–216.
- Beuzit, J.-L., Feldt, M., Dohlen, K. et al., 2008, SPHERE : a 'Planet Finder' instrument for the VLT, in *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy II, Proc. SPIE*, vol. 7014, 701418.
- Bonsor, A., Augereau, J.-C. & Thébault, P., 2012, Scattering of small bodies by planets : a potential origin for exozodiacal dust ?, *A&A* **548**, A104.
- Bonsor, A., Raymond, S. N., Augereau, J.-C. & Ormel, C. W., 2014, Planetesimal-driven migration as an explanation for observations of high levels of warm, exozodiacal dust, *MNRAS* **441**, 2380–2391.
- Booth, M., Wyatt, M. C., Morbidelli, A. et al., 2009, The history of the Solar system's debris disc : observable properties of the Kuiper belt, *MNRAS* **399**, 385–398.
- Borucki, W. J., Koch, D., Basri, G. et al., 2010, Kepler Planet Detection Mission : Introduction and First Results, in *American Astronomical Society Meeting Abstracts #215, Bulletin of the American Astronomical Society*, vol. 42, 215.
- Bracewell, R. N., 1978, Detecting nonsolar planets by spinning infrared interferometer, *Nature* **274**, 780.

-
- Cataldi, G., Brandeker, A., Olofsson, G. et al., 2014, Herschel/HIFI observations of ionised carbon in the β Pictoris debris disk, *A&A* **563**, A66.
- Chen, C. H., Li, A., Bohac, C. et al., 2007, The Dust and Gas Around β Pictoris, *ApJ* **666**, 466–474.
- Ciardi, D. R., van Belle, G. T., Akeson, R. L. et al., 2001, On the Near-Infrared Size of Vega, *ApJ* **559**, 1147–1154.
- Cohen, M., Walker, R. G., Barlow, M. J. & Deacon, J. R., 1992, Spectral irradiance calibration in the infrared. I - Ground-based and IRAS broadband calibrations, *AJ* **104**, 1650–1657.
- Colavita, M. M., Serabyn, E., Millan-Gabet, R. et al., 2009, Keck Interferometer Nuller Data Reduction and On-Sky Performance, *PASP* **121**, 1120.
- Crifo, F., Vidal-Madjar, A., Lallement, R. et al., 1997, β Pictoris revisited by Hipparcos. Star properties., *A&A* **320**, L29–L32.
- De Rosa, R. J., Patience, J., Wilson, P. A. et al., 2014, The VAST Survey - III. The multiplicity of A-type stars within 75 pc, *MNRAS* **437**, 1216–1240.
- Defrère, D., Absil, O., Augereau, J.-C. et al., 2011, Hot exozodiacal dust resolved around Vega with IOTA/IONIC, *A&A* **534**, A5.
- Defrère, D., Hinz, P. M., Mennesson, B. et al., 2016, Nulling Data Reduction and On-sky Performance of the Large Binocular Telescope Interferometer, *ApJ* **824**, 66.
- Defrère, D., Hinz, P. M., Skemer, A. J. et al., 2015, First-light LBT Nulling Interferometric Observations : Warm Exozodiacal Dust Resolved within a Few AU of η Crv, *ApJ* **799**, 42.
- Defrère, D., Stark, C., Cahoy, K. & Beerer, I., 2012, Direct imaging of exoEarths embedded in clumpy debris disks, in *Space Telescopes and Instrumentation 2012 : Optical, Infrared, and Millimeter Wave*, *Proc. SPIE*, vol. 8442, 84420M.
- Dent, W. R. F., Wyatt, M. C., Roberge, A. et al., 2014, Molecular Gas Clumps from the Destruction of Icy Bodies in the β Pictoris Debris Disk, *Science* **343**, 1490–1492.
- di Folco, E., Absil, O., Augereau, J.-C. et al., 2007, A near-infrared interferometric survey of debris disk stars. I. Probing the hot dust content around ϵ Eridani and τ Ceti with CHARA/FLUOR, *A&A* **475**, 243–250.
- Di Folco, E., Thévenin, F., Kervella, P. et al., 2004, VLTI near-IR interferometric observations of Vega-like stars. Radius and age of α PsA, β Leo, β Pic, ϵ Eri and τ Cet, *A&A* **426**, 601–617.
- Drake, F. D., 1962, *Intelligent life in space.*, Macmillan.
- Edgeworth, K. E., 1943, The evolution of our planetary system, *Journal of the British Astronomical Association* **53**, 181–188.

- Eiroa, C., Marshall, J. P., Mora, A. et al., 2013, DUst around NEarby Stars. The survey observational results, *A&A* **555**, A11.
- Encrenaz, T., Bibring, J.-P. & Blanc, M., 2004, *The solar system*, Springer.
- Ertel, S., Absil, O., Defrère, D. et al., 2014, A near-infrared interferometric survey of debris-disk stars. IV. An unbiased sample of 92 southern stars observed in H band with VLTI/PIONIER, *A&A* **570**, A128.
- Esposito, S., Riccardi, A., Pinna, E. et al., 2012, Natural guide star adaptive optics systems at LBT : FLAO commissioning and science operations status, in *Adaptive Optics Systems III, Proc. SPIE*, vol. 8447, 84470U.
- Esposito, S., Riccardi, A., Quirós-Pacheco, F. et al., 2010, Laboratory characterization and performance of the high-order adaptive optics system for the Large Binocular Telescope, *Appl. Opt.* **49**, G174.
- Fajardo-Acosta, S. B., Beichman, C. A. & Cutri, R. M., 2000, Discovery of New Candidate Vega-type Systems from IRAS and the 2 Micron All-Sky Survey, *ApJ* **538**, L155–L158.
- Faramaz, V., Ertel, S., Booth, M. et al., 2017, Inner mean-motion resonances with eccentric planets : a possible origin for exozodiacal dust clouds, *MNRAS* **465**, 2352–2365.
- Gillett, F. C., 1986, IRAS observations of cool excess around main sequence stars, in *Light on Dark Matter* (F. P. Israel, ed.), *Astrophysics and Space Science Library*, vol. 124, 61–69.
- Golimowski, D. A., Ardila, D. R., Krist, J. E. et al., 2006, Hubble Space Telescope ACS Multiband Coronagraphic Imaging of the Debris Disk around β Pictoris, *AJ* **131**, 3109–3130.
- Gomes, R., Levison, H. F., Tsiganis, K. & Morbidelli, A., 2005, Origin of the cataclysmic Late Heavy Bombardment period of the terrestrial planets, *Nature* **435**, 466–469.
- Guigay, G., 1959, L’effet poynting-robertson, *J. Phys Radium* **20**(4), 494–503.
- Habing, H. J., 1987, IRAS results on circumstellar shells, in *Circumstellar Matter* (I. Appenzeller & C. Jordan, eds.), *IAU Symposium*, vol. 122, 197–213.
- Habing, H. J., Dominik, C., Jourdain de Muizon, M. et al., 2001, Incidence and survival of remnant disks around main-sequence stars, *A&A* **365**, 545–561.
- Hanot, C., Mennesson, B., Martin, S. et al., 2011, Improving Interferometric Null Depth Measurements using Statistical Distributions : Theory and First Results with the Palomar Fiber Nuller, *ApJ* **729**, 110.
- Hecht, E., 2002, *Optique*, Pearson Education.
- Heney, L. G., Lelevier, R. & Levée, R. D., 1955, The Early Phases of Stellar Evolution, *PASP* **67**, 154.

-
- Hinz, P. M., Angel, J. R. P., Hoffmann, W. F. et al., 1998, First results of nulling interferometry with the Multiple-Mirror Telescope, in *Astronomical Interferometry* (R. D. Reasenberg, ed.), *Proc. SPIE*, vol. 3350, 439–447.
- Hinz, P. M., Angel, J. R. P., Woolf, N. J. et al., 2000, BLINC : a testbed for nulling interferometry in the thermal infrared, in *Interferometry in Optical Astronomy* (P. Léna & A. Quirrenbach, eds.), *Proc. SPIE*, vol. 4006, 349–353.
- Hinz, P. M., Defrère, D., Skemer, A. et al., 2016, Overview of LBTI : a multipurpose facility for high spatial resolution observations, in *Optical and Infrared Interferometry and Imaging V*, *Proc. SPIE*, vol. 9907, 990704.
- Hinz, P. M., Solheid, E., Durney, O. & Hoffmann, W. F., 2008, NIC : LBTI’s nulling and imaging camera, in *Optical and Infrared Interferometry*, *Proc. SPIE*, vol. 7013, 701339.
- Hoffmann, W. F., Hinz, P. M., Defrère, D. et al., 2014, Operation and performance of the mid-infrared camera, NOMIC, on the Large Binocular Telescope, in *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy V*, *Proc. SPIE*, vol. 9147, 91471O.
- Howell, S. B., Sobek, C., Haas, M. et al., 2014, The K2 Mission : Characterization and Early Results, *PASP* **126**, 398.
- Hyndman, R., 1996, Computing and graphing highest density regions, *The american statistician* **50**, 120.
- Jackson, A. P. & Wyatt, M. C., 2012, Debris from terrestrial planet formation : the Moon-forming collision, *MNRAS* **425**, 657–679.
- Jennison, R. C., 1958, A phase sensitive interferometer technique for the measurement of the Fourier transforms of spatial brightness distributions of small angular extent, *MNRAS* **118**, 276.
- Kalas, P., Graham, J. R., Chiang, E. et al., 2008, Optical Images of an Exosolar Planet 25 Light-Years from Earth, *Science* **322**, 1345.
- Kelsall, T., Weiland, J. L., Franz, B. A. et al., 1998, The COBE Diffuse Infrared Background Experiment Search for the Cosmic Infrared Background. II. Model of the Interplanetary Dust Cloud, *ApJ* **508**, 44–73.
- Kennedy, G. M. & Wyatt, M. C., 2013, The bright end of the exo-Zodi luminosity function : disc evolution and implications for exo-Earth detectability, *MNRAS* **433**, 2334–2356.
- Kiefer, F., Lecavelier des Etangs, A., Augereau, J.-C. et al., 2014, Exocomets in the circumstellar gas disk of HD 172555, *A&A* **561**, L10.
- Kondo, Y. & Bruhweiler, F. C., 1985, IUE observations of Beta Pictoris - an IRAS candidate for a proto-planetary system, *ApJ* **291**, L1–L5.
- Kral, Q., Krivov, A. V., Defrere, D. et al., 2017a, Exozodiacal clouds : Hot and warm dust around main sequence stars, *ArXiv e-prints 1703.02540* .

- Kral, Q. & Latter, H., 2016, The magnetorotational instability in debris-disc gas, *MNRAS* **461**, 1614–1620.
- Kral, Q., Matr a, L., Wyatt, M. C. & Kennedy, G. M., 2017b, Predictions for the secondary CO, C and O gas content of debris discs from the destruction of volatile-rich planetesimals, *MNRAS* **469**, 521–550.
- Kral, Q., Th ebault, P., Augereau, J.-C. et al., 2015, Signatures of massive collisions in debris discs. A self-consistent numerical model, *A&A* **573**, A39.
- Kral, Q., Wyatt, M., Carswell, R. F. et al., 2016, A self-consistent model for the evolution of the gas produced in the debris disc of β Pictoris, *MNRAS* **461**, 845–858.
- Kuchner, M., Stark, C., Absil, O. et al., 2007, Dynamics of Exozodiacal Clouds, *ArXiv e-prints 0707.1280* .
- Kuiper, G. P., 1951, On the Origin of the Solar System, *Proceedings of the National Academy of Science* **37**, 1–14.
- Lagrange, A.-M., Boccaletti, A., Milli, J. et al., 2012, The position of β Pictoris b position relative to the debris disk, *A&A* **542**, A40.
- Lagrange, A.-M., Bonnefoy, M., Chauvin, G. et al., 2010, A Giant Planet Imaged in the Disk of the Young Star β Pictoris, *Science* **329**, 57.
- Lagrange, A.-M., Desort, M., Galland, F. et al., 2009a, Extrasolar planets and brown dwarfs around A-F type stars. VI. High precision RV survey of early type dwarfs with HARPS, *A&A* **495**, 335–352.
- Lagrange, A. M., Ferlet, R. & Vidal-Madjar, A., 1987, The Beta Pictoris circumstellar disk. IV - Redshifted UV lines, *A&A* **173**, 289–292.
- Lagrange, A.-M., Kasper, M., Boccaletti, A. et al., 2009b, Constraining the orbit of the possible companion to β Pictoris. New deep imaging observations, *A&A* **506**, 927–934.
- Larwood, J. D. & Kalas, P. G., 2001, Close stellar encounters with planetesimal discs : the dynamics of asymmetry in the β Pictoris system, *MNRAS* **323**, 402–416.
- Laureijs, R. J., Jourdain de Muizon, M., Leech, K. et al., 2002, A 25 micron search for Vega-like disks around main-sequence stars with ISO, *A&A* **387**, 285–293.
- Lawler, S. M., Beichman, C. A., Bryden, G. et al., 2009, Explorations Beyond the Snow Line : Spitzer/IRS Spectra of Debris Disks Around Solar-type Stars, *ApJ* **705**, 89–111.
- Lawson, P. R. (ed.), 2000, *Principles of Long Baseline Stellar Interferometry*.
- Lebreton, J., van Lieshout, R., Augereau, J.-C. et al., 2013, An interferometric study of the Fomalhaut inner debris disk. III. Detailed models of the exozodiacal disk and its origin, *A&A* **555**, A146.
- Leisenring, J. M., Skrutskie, M. F., Hinz, P. M. et al., 2012, On-sky operations and performance of LMIRcam at the Large Binocular Telescope, in *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy IV*, *Proc. SPIE*, vol. 8446, 84464F.

-
- Li, D., Telesco, C. M. & Wright, C. M., 2012, The Mineralogy and Structure of the Inner Debris Disk of β Pictoris, *ApJ* **759**, 81.
- Liu, W. M., Hinz, P. M., Hoffmann, W. F. et al., 2009, Observations of Main-Sequence Stars and Limits on Exozodiacal Dust with Nulling Interferometry, *ApJ* **693**, 1500–1507.
- Lopez, B., Lagarde, S., Jaffe, W. et al., 2014, MATISSE status report and science forecast, in *Optical and Infrared Interferometry IV, Proc. SPIE*, vol. 9146, 91460M.
- Mamajek, E. E. & Bell, C. P. M., 2014, On the age of the β Pictoris moving group, *MNRAS* **445**, 2169–2180.
- Mannings, V. & Barlow, M. J., 1998, Candidate Main-Sequence Stars with Debris Disks : A New Sample of Vega-like Sources, *ApJ* **497**, 330–341.
- Marion, L., 2013, *Recherche de compagnons sub-stellaires par interférométrie de nulling*, Master’s thesis, Université de Liège, <http://hdl.handle.net/2268/162718>.
- Marion, L., Absil, O., Ertel, S. et al., 2017, A near-infrared interferometric survey of debris-disk star. VII. The hot/warm dust connection, *A&A* Submitted.
- Markwardt, C. B., 2009, Non-linear Least-squares Fitting in IDL with MPFIT, in *Astronomical Data Analysis Software and Systems XVIII* (D. A. Bohlender, D. Durand & P. Dowler, eds.), *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 411, 251.
- Matrà, L., Dent, W. R. F., Wyatt, M. C. et al., 2017, Exocometary gas structure, origin and physical properties around β Pictoris through ALMA CO multitransition observations, *MNRAS* **464**, 1415–1433.
- Matthews, B. C., Sibthorpe, B., Kennedy, G. et al., 2010, Resolving debris discs in the far-infrared : Early highlights from the DEBRIS survey, *A&A* **518**, L135.
- Mennesson, B., Defrère, D., Nowak, M. et al., 2016, Making high-accuracy null depth measurements for the LBTI exozodi survey, in *Optical and Infrared Interferometry and Imaging V, Proc. SPIE*, vol. 9907, 99070X.
- Mennesson, B., Hanot, C., Serabyn, E. et al., 2011, High-contrast Stellar Observations within the Diffraction Limit at the Palomar Hale Telescope, *apj* **743**, 178.
- Mennesson, B., Millan-Gabet, R., Serabyn, E. et al., 2014, Constraining the Exozodiacal Luminosity Function of Main-sequence Stars : Complete Results from the Keck Nuller Mid-infrared Surveys, *ApJ* **797**, 119.
- Millan-Gabet, R., Serabyn, E., Mennesson, B. et al., 2011, Exozodiacal Dust Levels for Nearby Main-sequence Stars : A Survey with the Keck Interferometer Nuller, *ApJ* **734**, 67.
- Milli, J., Lagrange, A.-M., Mawet, D. et al., 2014, Very deep images of the innermost regions of the β Pictoris debris disc at L’, *A&A* **566**, A91.
- Montesinos, B., Eiroa, C., Krivov, A. V. et al., 2016, Incidence of debris discs around FGK stars in the solar neighbourhood, *A&A* **593**, A51.

- Morbidelli, A., Levison, H. F., Tsiganis, K. & Gomes, R., 2005, Chaotic capture of Jupiter's Trojan asteroids in the early Solar System, *Nature* **435**, 462–465.
- Morzinski, K. M., Males, J. R., Skemer, A. J. et al., 2015, Magellan Adaptive Optics First-light Observations of the Exoplanet β Pic b. II. 3–5 μm Direct Imaging with MagAO+Clio, and the Empirical Bolometric Luminosity of a Self-luminous Giant Planet, *ApJ* **815**, 108.
- Nesvorný, D., Jenniskens, P., Levison, H. F. et al., 2010, Cometary Origin of the Zodiacal Cloud and Carbonaceous Micrometeorites. Implications for Hot Debris Disks, *ApJ* **713**, 816–836.
- Oort, J. H., 1950, The structure of the cloud of comets surrounding the Solar System and a hypothesis concerning its origin, *Bull. Astron. Inst. Netherlands* **11**, 91–110.
- Ootsubo, T., Doi, Y., Takita, S. et al., 2016, AKARI far-infrared maps of the zodiacal dust bands, *PASJ* **68**, 35.
- Perez-Becker, D. & Chiang, E., 2013, Catastrophic evaporation of rocky planets, *MNRAS* **433**, 2294–2309.
- Pickles, A. J., 1998, A Stellar Spectral Flux Library : 1150–25000 Å, *PASP* **110**, 863–878.
- Rappaport, S., Barclay, T., DeVore, J. et al., 2014, KOI-2700b - A Planet Candidate with Dusty Effluents on a 22 hr Orbit, *ApJ* **784**, 40.
- Rappaport, S., Levine, A., Chiang, E. et al., 2012, Possible Disintegrating Short-period Super-Mercury Orbiting KIC 12557548, *ApJ* **752**, 1.
- Reach, W. T., Franz, B. A., Weiland, J. L. et al., 1995, Observational confirmation of a circumsolar dust ring by the COBE satellite, *Nature* **374**, 521–523.
- Rieke, G. H., Gáspár, A. & Ballering, N. P., 2016, Magnetic Grain Trapping and the Hot Excesses around Early-type Stars, *ApJ* **816**, 50.
- Rieke, G. H., Su, K. Y. L., Stansberry, J. A. et al., 2005, Decay of Planetary Debris Disks, *ApJ* **620**, 1010–1026.
- Roberge, A., Chen, C. H., Millan-Gabet, R. et al., 2012, The Exozodiacal Dust Problem for Direct Observations of Exo-Earths, *PASP* **124**, 799.
- Sanchis-Ojeda, R., Rappaport, S., Pallè, E. et al., 2015, The K2-ESPRINT Project I : Discovery of the Disintegrating Rocky Planet K2-22b with a Cometary Head and Leading Tail, *ApJ* **812**, 112.
- Serabyn, E., 2000, Nulling interferometry : symmetry requirements and experimental results, in *Interferometry in Optical Astronomy* (P. Léna & A. Quirrenbach, eds.), *Proc. SPIE*, vol. 4006, 328–339.
- Serabyn, E., Mennesson, B., Colavita, M. M. et al., 2012, The Keck Interferometer Nuller, *ApJ* **748**, 55.

-
- Skemer, A. J., Hinz, P., Esposito, S. et al., 2014, High contrast imaging at the LBT : the LEECH exoplanet imaging survey, in *Adaptive Optics Systems IV, Proc. SPIE*, vol. 9148, 91480L.
- Smith, B. A. & Terrile, R. J., 1984, A circumstellar disk around Beta Pictoris, *Science* **226**, 1421–1424.
- Smith, R., Wyatt, M. C. & Haniff, C. A., 2009, Resolving the hot dust around HD69830 and η Corvi with MIDI and VISIR, *A&A* **503**, 265–279.
- Smith, R., Wyatt, M. C. & Haniff, C. A., 2012, Resolving the terrestrial planet forming regions of HD 113766 and HD 172555 with MIDI, *MNRAS* **422**, 2560–2580.
- Stern, S. A. & Colwell, J. E., 1997, Collisional Erosion in the Primordial Edgeworth-Kuiper Belt and the Generation of the 30-50 AU Kuiper Gap, *ApJ* **490**, 879–882.
- Stock, N. D., Su, K. Y. L., Liu, W. et al., 2010, The Structure of the β Leonis Debris Disk, *ApJ* **724**, 1238–1255.
- Su, K. Y. L., Rieke, G. H., Stansberry, J. A. et al., 2006, Debris Disk Evolution around A Stars, *ApJ* **653**, 675–689.
- Telesco, C. M., Fisher, R. S., Wyatt, M. C. et al., 2005, Mid-infrared images of β Pictoris and the possible role of planetesimal collisions in the central disk, *Nature* **433**, 133–136.
- Telesco, C. M. & Knacke, R. F., 1991, Detection of silicates in the Beta Pictoris disk, *ApJ* **372**, L29–L31.
- Thureau, N. D., Greaves, J. S., Matthews, B. C. et al., 2014, An unbiased study of debris discs around A-type stars with Herschel, *MNRAS* **445**, 2558–2573.
- Trilling, D. E., Bryden, G., Beichman, C. A. et al., 2008, Debris Disks around Sun-like Stars, *ApJ* **674**, 1086–1105.
- Tsiganis, K., Gomes, R., Morbidelli, A. & Levison, H. F., 2005, Origin of the orbital architecture of the giant planets of the Solar System, *Nature* **435**, 459–461.
- Ueda, T., Kobayashi, H., Takeuchi, T. et al., 2017, Size Dependence of Dust Distribution around the Earth Orbit, *AJ* **153**, 232.
- van Leeuwen, F., 2007, Validation of the new Hipparcos reduction, *A&A* **474**, 653–664.
- van Lieshout, R., Dominik, C., Kama, M. & Min, M., 2014, Near-infrared emission from sublimating dust in collisionally active debris disks, *A&A* **571**, A51.
- Veillet, C., Brynnel, J., Hill, J. et al., 2014, LBTO’s long march to full operation - step 1, in *Observatory Operations : Strategies, Processes, and Systems V, Proc. SPIE*, vol. 9149, 914916.
- Vitense, C., Krivov, A. V., Kobayashi, H. & Löhne, T., 2012, An improved model of the Edgeworth-Kuiper debris disk, *A&A* **540**, A30.

-
- Vitense, C., Krivov, A. V. & Löhne, T., 2010, The Edgeworth-Kuiper debris disk, *A&A* **520**, A32.
- Wang, J. J., Graham, J. R., Pueyo, L. et al., 2016, The Orbit and Transit Prospects for β Pictoris b Constrained with One Milliarcsecond Astrometry, *AJ* **152**, 97.
- Weinberger, A. J., Bryden, G., Kennedy, G. M. et al., 2015, Target Selection for the LBTI Exozodi Key Science Program, *ApJS* **216**, 24.
- Wilson, J. C., Hinz, P. M., Skrutskie, M. F. et al., 2008, LMIRcam : an L/M-band imager for the LBT combined focus, in *Optical and Infrared Interferometry, Proc. SPIE*, vol. 7013, 70133A.
- Woolfson, M. M., 1969, The evolution of the solar system, *Reports on Progress in Physics* **32**, 135–185.
- Wyatt, M. C., 2008, Evolution of Debris Disks, *ARA&A* **46**, 339–383.
- Wyatt, M. C., Bonsor, A., Jackson, A. P. et al., 2017, How to design a planetary system for different scattering outcomes : giant impact sweet spot, maximizing exocomets, scattered discs, *MNRAS* **464**, 3385–3407.
- Wyatt, M. C., Smith, R., Greaves, J. S. et al., 2007a, Transience of Hot Dust around Sun-like Stars, *ApJ* **658**, 569–583.
- Wyatt, M. C., Smith, R., Su, K. Y. L. et al., 2007b, Steady State Evolution of Debris Disks around A Stars, *ApJ* **663**, 365–382.

Résumé

Nous savons aujourd'hui que notre système solaire n'est pas un cas isolé dans la galaxie et qu'il pourrait potentiellement en exister des milliers d'autres. La recherche de ces systèmes est devenue un centre d'intérêt majeur de la recherche en astrophysique au XXI^{ème}. La présence de poussière chaude et tiède est étroitement liée à la présence de planètes dans un système stellaire. En effet, elle provient généralement de la formation du système planétaire, du dégazage de comètes, et de collisions d'astéroïdes, comme c'est le cas dans notre système solaire. Il est donc devenu primordial de détecter et caractériser la poussière tiède/chaude autour d'étoiles en séquence principale. L'intérêt de l'étude des disques de débris tièdes/chauds est double : d'une part, les détecter et les caractériser nous permet d'obtenir plus d'informations sur la formation d'un éventuel système planétaire et sur la dynamique du système (mécanisme de piégeage de la poussière, ré-alimentation du disque de poussière chaude à partir d'un disque de poussière plus froide, plus éloigné, présence de planètes qui nettoient le disque interne, etc) ; d'autre part, les disques de débris tièdes/chauds peuvent complètement masquer une planète lors de tentatives de détection en imagerie directe. Il convient donc de les détecter pour discriminer ces étoiles pour les missions futures de détection d'exoplanètes par imagerie directe.

Le présent travail vise à poursuivre l'étude des disques tièdes/chauds commencée au début des années 2000. Dans un premier temps, nous recherchons la présence de compagnon au sein de l'échantillon d'étoiles dédiées au programme de détection d'exozodis afin de fournir un échantillon non biaisé pour la recherche de disques de débris tièdes/chauds. Grâce aux détections de compagnons, nous révisons également la statistique d'étoiles binaires de type spectral A. Ensuite, dans un nouvel échantillon défini spécifiquement à cet effet, nous étudions la corrélation possible entre présence de poussière tiède et chaude. Nous arrivons à la conclusion qu'il existe une corrélation entre présence de poussière tiède et chaude et que la poussière tiède pourrait donc servir de réservoir à la poussière chaude. Toutefois, pour confirmer ce résultat, d'autres études devront être menées. Ensuite, nous résumons les avancées réalisées au LBTI et mettons en exergue les progrès réalisés sur la méthode statistique de traitement de données pour des observations de nulling. Enfin, nous étudions le système de β Pic au travers d'observations dans l'infrarouge moyen réalisées avec MIDI. Cette étude nous permet de conclure qu'il n'y a pas de poussière tiède dans les zones internes (≤ 1.5 UA) du disque de β Pic et que la poussière chaude qui cause un excès en infrarouge proche est probablement alimentée par le dégazage de comètes envoyées dans le système stellaire interne par la planète se trouvant aux environs de 9 UA.

Mots-clés: disques chauds – disques tièdes – systèmes binaires – systèmes planétaires – interférométrie infrarouge proche et moyen

