



**HAL**  
open science

# Recherche et Caractérisation des Propriétés Physiques et Chimiques des Compagnons de Faible Masse, Naines Brunes et Planètes Géantes, à l'aide d'observations à Haut Contraste et à Haute Résolution Angulaire

Mickaël Bonnefoy

► **To cite this version:**

Mickaël Bonnefoy. Recherche et Caractérisation des Propriétés Physiques et Chimiques des Compagnons de Faible Masse, Naines Brunes et Planètes Géantes, à l'aide d'observations à Haut Contraste et à Haute Résolution Angulaire. Astrophysique [astro-ph]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2010. Français. NNT: . tel-00555496

**HAL Id: tel-00555496**

**<https://theses.hal.science/tel-00555496v1>**

Submitted on 13 Jan 2011

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

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

## THÈSE

Pour obtenir le grade de

## DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Astrophysique**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

**Mickaël BONNEFOY**

Thèse dirigée par **Anne-Marie LAGRANGE** et  
codirigée par **Gaël Chauvin**

préparée au sein du **Laboratoire d'AstrOphysique de Grenoble**  
dans l'**École Doctorale de Physique**

## Recherche et Caractérisation des Propriétés Physiques et Chimiques des Compagnons de Faible Masse, Naines Brunes et Planètes Géantes, à l'aide d'observations à Haut Contraste et à Haute Résolution Angulaire

Thèse soutenue publiquement le **22 octobre 2010**,  
devant le jury composé de :

**Mme, Claudine, KAHANE**

Professeur à l'Université Joseph Fourier, Président

**Mme, Claire, MOUTOU**

Directrice de recherche au LAM, Rapporteur

**M., René, DOYON**

Professeur à l'Université de Montréal, Rapporteur

**Mme, France, ALLARD**

Directrice de recherche au CRAL-ENS, Membre

**M., Paul, KALAS**

Assistant professeur adjoint à l'Université de Californie, Membre

**M., Subhanjoy, MOHANTY**

Maître de conférences à l'Imperial College London, Membre





## Remerciements

C'est en rédigeant ces remerciements, longtemps après avoir écrit les dernières lignes de ce manuscrit, que je me suis rendu compte à quel point cette thèse est avant tout la somme de plusieurs contributions.

Je voudrais tout d'abord remercier mes professeurs de Lycée et d'Université qui m'ont convaincu de vouloir faire de l'Astrophysique. Je voudrais citer en particulier Jean-Jacques Benayoun et Gilles Henry. Lors d'une visite au LAOG en 2004, Gilles m'a introduit à Jean-Luc Beuzit et Guillaume Montagnier qui, par la suite, allaient me co-encadrer en stage pendant 2 mois. Grâce à ce stage, j'aurais eu la chance très tôt de découvrir les problématiques astrophysiques sur lesquelles je souhaitais travailler, et qui sont au coeur de cette thèse. Je remercie donc évidemment Jean-Luc et Guillaume de m'avoir pris sous leurs ailes pendant mon séjour au Laboratoire.

Ma rencontre avec Jean-Luc me poussera d'ailleurs, deux années plus tard, à contacter Gaël Chauvin et Christophe Dumas pour effectuer mon stage de Master 2 au LAOG et à l'European Southern Observatory (ESO). Pendant mon séjour à l'ESO, Christophe m'emmènera pour la première fois au Very Large Telescope, un rêve éveillé pour l'astronome amateur que j'étais à l'époque.

L'aventure se poursuit avec Gaël et Anne-Marie Lagrange pendant ces trois ans de thèse. Je ne saurais comment remercier mes directeurs de m'avoir encadré sur un sujet de recherche aussi passionnant. Au-delà des indéniables qualités scientifiques qui font leur réputation, j'ai découvert deux personnes douées d'une générosité et d'un sens didactique rare.

Au sein du LAOG (et au delà), j'ai eu aussi la chance d'évoluer dans un environnement enrichissant et de travailler avec de nombreux experts de la formation stellaire et planétaire. Je tiens donc à remercier tout particulièrement France Allard, Benoît Carry, Christophe Dumas, Hervé Beust, Catherine Dougados et Emma Wheelan pour les collaborations que nous avons su nouer. Enfin, je remercie mes collègues thésards (Stéphanie, Jérôme, Benoît, "Buddy", NB, Astrid, Lebret', Biazley,...) qui ont rendu cette troisième année de thèse très agréable.

Je voudrais ensuite remercier toutes les personnes de mon entourage proche. A commencer par mes grand parents et mes parents qui ont su me transmettre leur curiosité, leur pugnacité et leur passion. Ces qualités me paraissent aujourd'hui essentielles pour mener à bien des projets de recherche. Ensuite, ma soeur et mes amis (Lolo, les Célines, Marie, Christopher, Sébastien, Aurélie, Clément, Elise, Lauriane, Tati Finou, Toto, Justine, Claire, Sophie, Isabelle...) grâce à qui j'ai pu passer des moments très agréables et qui m'ont aidé à garder les pieds sur Terre.

J'aimerais, pour conclure, remercier les membres du jury de thèse, et tout particulièrement Claire Moutou et René Doyon pour le travail d'analyse qu'ils ont fourni dans le temps très court que je leur avais laissé.





# Table des matières

<b>Table des figures</b>	<b>ix</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>xi</b>
<b>Acronymes</b>	<b>1</b>
<b>Résumé</b>	<b>3</b>
<b>Abstract</b>	<b>5</b>
<b>Introduction</b>	<b>7</b>
1 Les compagnons de faible masse . . . . .	7
1.1 Naines brunes . . . . .	7
1.2 Exoplanètes . . . . .	7
2 Des disques aux planètes . . . . .	8
2.1 Disques circumstellaires . . . . .	8
2.2 Disques de débris . . . . .	9
2.3 Formation et évolution des systèmes planétaires . . . . .	10
3 Caractérisation des atmosphères froides . . . . .	13
3.1 Des naines M aux naines Y . . . . .	13
3.2 Découverte et caractérisation de naines ultra-froides aux âges jeunes . . . . .	14
3.3 Modèles d'atmosphères . . . . .	14
3.4 Questions ouvertes . . . . .	16
4 Contrainte des modèles évolutifs aux âges jeunes . . . . .	16
4.1 Description des modèles évolutifs . . . . .	16
4.2 Contraintes des modèles . . . . .	17
4.3 Résultats . . . . .	18
5 Apport du travail de thèse . . . . .	20

<b>I</b>	<b>Imagerie à haut contraste et à haute résolution angulaire</b>	<b>21</b>
<b>1</b>	<b>Technique</b>	<b>23</b>
1.1	Imagerie à haute résolution angulaire . . . . .	23
1.1.1	Formation des images à travers une atmosphère turbulente . . . . .	23
1.1.2	Restitution de l'information angulaire par optique adaptative . . . . .	25
1.1.3	L'instrument NaCo . . . . .	27
1.2	Imagerie à haut contraste . . . . .	28
1.2.1	Techniques existantes . . . . .	28
1.2.2	Suppression différentielle de l'énergie résiduelle . . . . .	29
<b>2</b>	<b>Traitements des données d'imagerie angulaire différentielle</b>	<b>31</b>
2.1	Algorithmes existants . . . . .	32
2.2	Développement d'une chaîne de réduction . . . . .	33
2.2.1	Pré-traitements . . . . .	33
2.2.2	Outil de réduction développé . . . . .	34
2.2.3	Tavelures résiduelles . . . . .	36
2.2.4	Distribution de flux récurrente . . . . .	37
2.3	Estimation de la photométrie . . . . .	38
2.3.1	Problématique . . . . .	38
2.3.2	Algorithme . . . . .	38
2.4	Estimation de l'astrométrie . . . . .	39
2.4.1	Position de l'étoile primaire . . . . .	39
2.4.2	Position du compagnon . . . . .	41
2.5	Améliorations futures . . . . .	41
2.5.1	Optimisation de la soustraction du ciel . . . . .	42
2.5.2	Choix des cartes de résidus . . . . .	42
2.5.3	Photométrie des objets étendus . . . . .	42
2.5.4	Systèmes binaires serrés . . . . .	42
2.6	Conclusions . . . . .	43
<b>3</b>	<b>Re-détection et caractérisation du compagnon planétaire <math>\beta</math> Pictoris b</b>	<b>45</b>
3.1	Article Science : A giant planet imaged in the disk of the Young Star Beta Pictoris . . . . .	45
3.2	Lettre A&A : Ks high angular resolution detection of $\beta$ Pictoris b . . . . .	67
3.3	Bilan et perspectives . . . . .	73
<b>II</b>	<b>Spectroscopie intégrale de champ assistée par optique adaptative</b>	<b>75</b>
<b>1</b>	<b>La spectroscopie intégrale de champ</b>	<b>77</b>

1.1	Origine et développements . . . . .	77
1.2	Données associées et principes de réduction . . . . .	80
1.3	Avantages et domaines d'application . . . . .	81
<b>2</b>	<b>Traîtement des données SINFONI</b>	<b>83</b>
2.1	Description de l'instrument . . . . .	84
2.1.1	Correction du front d'onde avec MACAO . . . . .	84
2.1.2	Le spectrographe intégral de champ SPIFFI . . . . .	85
2.2	Modes d'observation . . . . .	86
2.3	Traîtement des données avec une chaîne de réduction . . . . .	87
2.3.1	Stratégie de réduction . . . . .	87
2.3.2	Utilisation de la chaîne de réduction . . . . .	87
2.4	Mise en évidence et correction d'artéfacts du détecteur . . . . .	89
2.4.1	Mauvaise estimation du biais . . . . .	90
2.4.2	Anomalie de reset . . . . .	90
2.4.3	Effet électronique aléatoire . . . . .	91
2.4.4	Oscillations . . . . .	92
2.4.5	Rémanence . . . . .	93
2.4.6	Flux négatif . . . . .	93
2.5	Optimisation de la réduction . . . . .	95
2.5.1	Filtrage des pics par seuillage kappa-sigma . . . . .	95
2.5.2	Filtrage des mauvais pixels . . . . .	95
2.5.3	Calibration en longueur d'onde. . . . .	96
2.5.4	Options importantes lors de la reconstruction des cubes . . . . .	96
2.6	Effets physiques . . . . .	98
2.6.1	Astigmatisme . . . . .	98
2.6.2	Réfraction atmosphérique . . . . .	98
2.6.3	Pertes de flux différentielles . . . . .	99
2.6.4	Résidus de ciel . . . . .	101
2.7	Traitements résiduels des spectres . . . . .	101
2.8	Optimisation de la stratégie d'observation . . . . .	103
2.9	Conclusions . . . . .	104
<b>3</b>	<b>Extraction spectrale</b>	<b>107</b>
3.1	Algorithme CLEAN-3D . . . . .	107
3.1.1	Principe de fonctionnement . . . . .	107
3.1.2	Résultats et limitations . . . . .	110
3.2	Suppression de structures chromatiques . . . . .	111
3.2.1	Structure de la contamination . . . . .	111

3.2.2	Fonctionnement . . . . .	112
3.2.3	Résultats et limitations . . . . .	114
3.3	Conclusions . . . . .	115
<b>4</b>	<b>Construction d'une bibliothèque spectrale d'objets jeunes dans le proche infrarouge</b>	<b>117</b>
4.1	Article A&A : Analyse des spectres SINFONI du compagnon planète/naine-brune AB Pic b . . . . .	117
4.2	Construction d'une bibliothèque de spectres d'objets jeunes . . . . .	125
4.2.1	Présentation de l'échantillon . . . . .	125
4.2.2	Analyse empirique . . . . .	125
4.2.3	Comparaison aux spectres synthétiques . . . . .	135
4.2.4	Nouvelle analyse des spectres de TWA 22 . . . . .	144
4.2.5	Nouvelles estimations des masses, des luminosités et des rayons . . . . .	145
4.2.6	Bilan . . . . .	146
4.2.7	Perspectives . . . . .	148
<b>5</b>	<b>Calibration dynamique des modèles évolutifs : le cas TWA 22</b>	<b>151</b>
5.1	Caractérisation directe des propriétés physique et chimique du système . . . . .	151
5.2	Contrainte de l'âge du système . . . . .	164
5.2.1	Etudes passées . . . . .	164
5.2.2	Article A&A : Parallaxe trigonométrique de TWA 22AB et analyse cinématique de son appartenance aux associations d'étoiles proches . . . . .	164
5.3	Conclusion . . . . .	172
	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>173</b>
<b>A</b>	<b>Modèles d'atmosphère utilisés pour le travail de thèse</b>	<b>177</b>
A.1	AMES-DUSTY . . . . .	177
A.2	AMES-GAIA . . . . .	177
A.3	BT-SETTL . . . . .	178
A.4	DRIFT-PHOENIX . . . . .	178
<b>B</b>	<b>Traitement des données en mode suivi de champ</b>	<b>181</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>183</b>

# Table des figures

1	Disques de débris avec des structures . . . . .	10
2	Spectres de naines M, L et T. . . . .	13
3	Différences entre masses dynamiques et masses prédites pour des objets jeunes . . . . .	19
4	Principes associés à la découverte et à la caractérisation des compagnons de faible masse.	20
1.1	Principe de fonctionnement de l'optique adaptative. . . . .	26
1.2	Structure de la FEP . . . . .	27
1.3	Suivi du champ ou suivi de pupille . . . . .	30
2.1	Derive ("drift") dans les cubes de données ADI . . . . .	34
2.2	Principe de fonctionnement de la chaîne de réduction des données ADI. . . . .	35
2.3	Artéfacts en ADI . . . . .	37
2.4	Oscillations de flux en ADI . . . . .	38
2.5	Principe de fonctionnement de l'outils d'estimation de la photométrie . . . . .	40
2.6	Biais dans l'estimation de la position du compagnon. . . . .	41
1.1	Concepts de spectrographes intégral de champ . . . . .	79
1.2	Données d'un spectrographe intégral de champ. . . . .	80
2.1	Organisation des segments d'images dans les données SINFONI. . . . .	85
2.2	Réduction des données SINFONI. . . . .	88
2.3	Anomalie de reset . . . . .	90
2.4	Effet électronique sur le détecteur de SINFONI . . . . .	91
2.5	Propagation de l'effet électronique . . . . .	92
2.6	Oscillations dans les données SINFONI. . . . .	92
2.7	Rémanence . . . . .	93
2.8	Flux négatif . . . . .	94
2.9	Histogrammes des <i>darks</i> de SINFONI . . . . .	95
2.10	Effet de seuillage kappa-sigma . . . . .	96
2.11	Calibration relative en longueur d'onde . . . . .	97
2.12	Réfraction atmosphérique . . . . .	99
2.13	Pertes de flux - cubes SINFONI. . . . .	100
2.14	Résidus de ciel et soustraction. . . . .	102
3.1	Principes de l'algorithme CLEAN-3D . . . . .	109
3.2	Principe de l'algorithme CLEAN . . . . .	110
3.3	Spectres extraits avec CLEAN-3D. . . . .	111
3.4	Mouvement d'une tavelure dans le champ de vue de SINFONI . . . . .	112

3.5	Principe de fonctionnement de l'algorithme de suppression des gradients de flux. . . . .	114
3.6	Correction du gradient de flux en bande H+K dans les cubes de DH Tau b. . . . .	115
4.1	Spectres bibliothèque SINFONI - bande J . . . . .	127
4.2	Spectres bibliothèque SINFONI - bande H . . . . .	128
4.3	Spectres bibliothèque SINFONI - bande K . . . . .	129
4.4	Comparaison des spectres SINFONI en bande J . . . . .	130
4.5	Comparaison des spectres SINFONI en bande H+K . . . . .	131
4.6	Comparaison des spectres de GSC8047 aux spectres empiriques . . . . .	132
4.7	Evolution des indices spectraux avec le type spectral et l'âge . . . . .	134
4.8	Evolution des largeurs équivalentes avec le type spectral et l'âge . . . . .	136
4.9	Ajustement des spectres SINFONI en bande J par des spectres synthétiques . . . . .	137
4.10	Ajustement des spectres SINFONI en bande J par des spectres synthétiques – suite . . . . .	138
4.11	Ajustement des spectres SINFONI en bande H+K par des spectres synthétiques . . . . .	139
4.12	Ajustement des spectres SINFONI en bande H+K par des spectres synthétiques – suite . . . . .	140
4.13	Ajustement des spectres SINFONI en bande JHK par des spectres synthétiques . . . . .	141
4.14	Comparaison aux échelles de température . . . . .	143
4.15	Comparaison des spectres de TWA 22 à des spectres de naines du champ et de naines jeunes. . . . .	144
4.16	Comparaison des gravités de surface et des températures effectives de nos objets compagnons aux prédictions des modèles évolutifs . . . . .	149

# Liste des tableaux

1.1	Echantillon de compagnons de très faible masse . . . . .	24
2.1	Caractéristiques spectrales de l'instrument . . . . .	85
2.2	Caractéristiques des trois échantillonnages offerts par l'instrument. . . . .	86
4.1	Sources de l'échantillon . . . . .	126
4.2	Indices spectraux . . . . .	133
4.3	Largeurs équivalentes . . . . .	134
4.4	Types spectraux . . . . .	135
4.5	Paramètres atmosphériques dérivés à partir de l'ajustement de spectres synthétiques . . . .	142
4.6	Masses et rayons prédits par les modèles évolutifs . . . . .	147
4.7	Luminosité et rayons dérivés à partir des nouvelles corrections bolométriques et des $T_{eff}$ mesurées . . . . .	148





# Acronymes

<b>IR</b>	Infrarouge
<b>OA</b>	Optique adaptative
<b>IFS</b>	Integral field spectrograph
<b>FEP</b>	Fonction d'étalement de point
<b>TF</b>	Transformée de Fourier
<b>Sr</b>	<i>Strehl ratio</i> – Rapport de Strehl
<b>SNR</b>	<i>Signal to Noise Ratio</i> – Rapport signal à bruit
<b>ESO</b>	European Southern Observatory
<b>VLT</b>	Very Large Telescope
<b>UT4</b>	Unit Telescope 4
<b>NaCo</b>	NAOS-CONICA
<b>UA</b>	Unité astronomique. $1 \text{ UA} = 1.49 \times 10^8 \text{ km}$
<b>pc</b>	Parsec. $1 \text{ pc} = 3.08 \times 10^{13} \text{ km}$
<b>Myr</b>	<i>Million years</i> – Million d'années
$M_{\odot}$	Masse solaire. $1 M_{\odot} = 1.99 \times 10^{30} \text{ kg}$
$M_{\oplus}$	Masse terrestre. $1 M_{\oplus} = 5.97 \times 10^{24} \text{ kg}$
$M_{\text{Jup}}$	Masse de Jupiter. $1 M_{\text{Jup}} = 1.90 \times 10^{27} \text{ kg}$
$R_{\text{Jup}}$	Rayon de Jupiter. $1 R_{\text{Jup}} = 71492 \text{ km}$



# Résumé

Mon travail de thèse se place dans le contexte dynamique de la détection directe des compagnons de faible masse (naines brunes, planètes extrasolaires) dans le but de caractériser leurs propriétés physiques et chimiques et de comprendre leurs mécanismes de formation et d'évolution. Cette recherche requiert l'emploi de techniques d'observations à haut contraste et à haute résolution angulaire pour résoudre l'environnement proche des étoiles et ne pas être limité par leur flux. Dans ce cadre, j'ai eu la chance de participer à des campagnes d'observations pour tenter de détecter de nouvelles sources. J'ai élaboré un ensemble d'outils de traitement et d'analyse des données pour extraire les spectres et les flux des objets dans des bandes photométriques. Enfin, j'ai utilisé ces informations pour étudier les propriétés physiques (rayon, masse, âge) et atmosphériques (composition, température effective, gravité de surface) de ces objets.

La première partie de ce manuscrit se focalise sur la détection par imagerie des compagnons de faible masse jeunes ( $< 100$  millions d'années). Je décris un ensemble d'outils de réduction et d'analyse, spécifiques à la technique d'imagerie angulaire différentielle, que j'ai mis en place. Ces outils ont été utilisés sur des données provenant de l'instrument NaCo situé au *Very Large Telescope* (Chili). Ils ont permis de re-détecter la planète extrasolaire  $\beta$  Pictoris b. Ce compagnon est le plus proche de son étoile de toutes les exoplanètes détectées directement. Cette découverte fournit la preuve directe que des planètes géantes peuvent se former en moins de 12 millions d'années à l'intérieur de disques. Je présente enfin l'analyse complémentaire que j'ai menée pour initier la caractérisation de cet objet particulier.

Le second volet de mon travail, présenté dans la deuxième partie du manuscrit, est axé sur la détermination des propriétés spectroscopiques dans le proche infrarouge ( $1.1\text{--}2.5\ \mu\text{m}$ ) des objets de faible masse jeunes. Ce travail a débuté par l'optimisation et le développement d'outils de traitement et d'analyse des données du spectrographe intégral de champ SINFONI assisté par optique adaptative. Les efforts déployés ont permis d'analyser le spectre du compagnon naine brune/exoplanète AB Pic b. Ce travail s'est poursuivi par la construction d'une bibliothèque de spectres d'objets jeunes. Cette bibliothèque fournit un ensemble de spectres de référence pour l'étude des compagnons détectés. Elle apporte des contraintes inédites sur les dernières générations de modèles d'atmosphère froids. Enfin, j'ai tiré parti de l'expérience acquise sur les instruments NaCo et SINFONI pour caractériser le système binaire TWA 22AB qui pourrait calibrer les modèles d'évolution des objets de faible masse.

**Mots-clés :** imagerie – spectroscopie intégrale de champ – exoplanètes – naines brunes – détection – formation – atmosphère – évolution



# Abstract

My work takes place in the dynamic context of the direct detection of low mass companions (brown dwarfs, extrasolar planets). I intent to characterize their physical and chemical properties, and to understand the mechanisms that lead to their formation and drive their evolution. This requires using high contrast and high angular resolution techniques in order to resolve the close environment of the stars without being limited by their flux. I had the opportunity to participate to observational campaigns so as to detect new sources. I developed a set of data analysis tools designed to extract the spectra and the flux of the objects into photometric bands. Finally, I used this information to study the physical (radius, mass, age) and the atmospheric (composition, effective temperature, surface gravity) properties of these objects.

The first part of this manuscript focus on the detection of young (age < 100 million years) low mass companions using imaging. I describe a set of reduction and analysis tools dedicated to the angular differential imaging technique. These tools have been used on data coming from the NaCo instrument located on the *Very Large Telescope* (Chile). They allowed re-detecting the extrasolar planet  $\beta$  Pictoris b. This companion is closer to its star than any of the extrasolar planets detected directly so far. This discovery brings the definite proof that giant planets can form in less than 12 million years within disks. I finally present a complementary analysis I conducted to initiate the characterization of this valuable object.

The determination of the spectroscopic properties of young and low mass objects in the near infrared (1.1–2.5  $\mu\text{m}$ ) constitutes the second aspect of my work (and is reported in the last part of the manuscript). I started developing analysis and processing tools dedicated to data gathered on the adaptive optics assisted integral field spectrograph SINFONI. These efforts were used to analyze the spectrum of the planet/brown dwarf companion AB Pic b. This work was pursued to built a spectral library of young objects. This library brings a collection of reference spectra, necessary for the study of other young companions. It also brings new constraints on the latest generation of atmospheric models of cool objects. To conclude, I used the instrument NaCo and SINFONI to characterize the binary system TWA 22AB that could calibrate evolutionary models of low mass objects.

**Keywords :** imagery – integral field spectroscopy – exoplanets – brown dwarfs – detection – formation – atmosphere – evolution



# Introduction

## 1 Les compagnons de faible masse

### 1.1 Naines brunes

L'existence des naines brunes a été prédite par les modèles de structure et d'évolution stellaires de Shiv S. Kumar et Chushiro Hayashi (Kumar 1962; Hayashi & Nakano 1963) qui montrent que les objets moins massifs que  $0.07 M_{\odot}$  ont des densités et températures centrales trop faibles pour allumer les réactions de fusion de l'Hydrogène caractéristiques des objets stellaires. Ce n'est que 30 ans plus tard que les premiers objets de ce type sont confirmés par l'observation des compagnons GD 165B (Becklin & Zuckerman 1988) et GI 229B (Nakajima et al. 1995). Depuis, le développement de grands relevés du ciel dans l'infrarouge comme le *Two Micron All Sky Survey* (2MASS, Skrutskie et al. 1997), le *Deep Near Infrared Southern Sky Survey* (DENIS, Epchtein et al. 1997) et le *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS, York et al. 2000) est à l'origine d'une explosion des découvertes d'étoiles de faible masse, et de naines-brunes évoluées isolées dans le champ.

L'échantillon de naines brunes actuel permet d'étudier :

- les propriétés des atmosphères froides par le biais de la spectroscopie. Les spectres des derniers objets froids découverts se rapprochent de plus en plus des spectres des planètes géantes du système solaire (voir par exemple Leggett et al. 2009, et la section 3).
- leur structure interne et l'évolution de leurs propriétés en fonction de l'âge, de la métallicité, ou de l'environnement (Kirkpatrick 2005).
- l'étude de la distribution initiale de masse des amas (*fonction de masse initiale*, IMF) et de la multiplicité substellaire pour comprendre les mécanismes de formation/évolution des naines brunes (Whitworth et al. 2010).

### 1.2 Exoplanètes

La question sur l'existence de nouveaux mondes extra-solaires a été soulevée après la découverte des premiers disques de débris en 1984. Elle a trouvé une réponse définitive en 1992 avec la découverte surprenante de planètes de masses terrestres autour du pulsar PSR 1257+12 (Wolszczan & Frail 1992). Mais c'est la détection d'une planète Jovienne autour de l'étoile 51 Peg (Mayor & Queloz 1995) qui ouvre véritablement la voie à la chasse aux exoplanètes. Avec son demi grand axe de 0.052 AU, 51 Peg b est 7.4 fois plus proche de son étoile que ne l'est Mercure du Soleil, soit un objet inattendu au regard des scénarios de la formation planétaire de l'époque. Les découvertes d'autres planètes similaires ont montré depuis que 51 Peg b est le représentant d'une nouvelle classe d'objets appelés *Jupiters Chauds*.

On compte près de 500<sup>1</sup> exoplanètes à ce jour. Cinq techniques différentes ont contribué à leur

---

<sup>1</sup>Voir l'encyclopédie des planètes extrasolaires [<http://exoplanet.eu/>].



découverte : le chronométrage des pulsars (8 planètes, c'est-à-dire Wolszczan & Frail 1992), la spectroscopie Doppler (ou "vitesses radiales" ; 459 planètes, voir Udry & Mayor 2008), la détection par micro-lentille gravitationnelle (13 planètes, voir Beaulieu et al. 2008), les transits photométriques (Henry et al. 2000; Charbonneau et al. 2000), et l'imagerie à haut contraste et à haute résolution angulaire (voir le Tableau S2 de la partie 3.1). Une sixième technique, l'astrométrie, devrait bientôt apporter des résultats intéressants (GAIA, PRIMA,...).

La technique des vitesses radiales est de nos jours celle qui a permis de détecter le plus grand nombre d'exoplanètes. Elle a révolutionné notre connaissance sur la fréquence des systèmes planétaires, leurs propriétés orbitales (distribution de période, excentricité, masse), l'influence des propriétés stellaires (métallicité et multiplicité de l'étoile centrale) et sur l'architecture et la dynamique des systèmes exoplanétaires. La détection récente d'un système à 5(+2) planètes autour de l'étoile HD 10180 constitue un bon exemple (Lovis et al. 2010, sous presse). La technique est suffisamment sensible aujourd'hui pour découvrir des planètes telluriques (Mayor et al. 2009).

Cette technique reste toutefois limitée à l'étude des régions proches de l'étoile ( $< 5$  UA) et ne permet ni d'accéder à l'inclinaison du système (ne dévoilant que la masse minimale du compagnon planétaire), ni de caractériser directement les propriétés des atmosphères planétaires. L'utilisation d'autres techniques est ainsi nécessaire pour offrir une vision plus globale des propriétés des systèmes exoplanétaires, de la physique des exoplanètes et comprendre leurs mécanismes de formation et d'évolution. Couplée aux vitesses radiales, la méthode des transits donne accès à la densité des planètes. Elle a permis récemment de confirmer la détection de planètes telluriques (Charbonneau et al. 2009; Léger et al. 2009). L'étude des courbes de transits, à plusieurs longueurs d'ondes donne accès à la courbe de transmission de l'atmosphère. La spectroscopie par transmission a déjà permis de détecter plusieurs molécules ( $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_4$ ; c.a.d par exemple Tinetti et al. 2010; Swain et al. 2010) et de mettre en évidence des processus chimiques et dynamiques provoqués par l'irradiation de l'étoile parent (Snellen et al. 2010).

Mais l'imagerie à haute résolution spatiale et à haut contraste (Je donne une description de la technique dans la partie I de ce manuscrit) reste la seule technique capable d'étudier la population des planètes géantes dans les parties externes des systèmes, et leur lien avec les propriétés des disques. Elle offre aussi une approche complémentaire de l'étude des *atmosphères froides* des planètes géantes.

## 2 Des disques aux planètes

### 2.1 Disques circumstellaires

Un paradigme pour la formation des étoiles, et des planètes, met en jeu l'effondrement du cœur d'un nuage moléculaire d'où émerge une proto-étoile centrale. Par conservation du moment angulaire, le matériel entourant la proto-étoile se réorganise rapidement pour former un disque d'accrétion (aussi appelé disque protoplanétaire). On vérifie par l'observation que la majorité ( $\sim 80\%$ ) des étoiles naissent avec un disque optiquement épais (Haisch et al. 2001) qui contient  $\sim 99\%$  de gaz et  $\sim 1\%$  de la poussière (Andrews & Williams 2005). Au cours de la vie du disque, la taille des poussières passe de  $0.01\text{--}1\ \mu\text{m}$  à quelques centimètres (Beckwith & Sargent 1991; Testi et al. 2003; Wilner et al. 2005) par interactions mutuelles lorsque les grains sédimentent vers le plan du disque.

Le rayonnement thermique dans l'infrarouge moyen de la poussière est un outil efficace pour détecter les disques. L'étude des régions de formation stellaire à différents âges démontre que le pourcentage d'étoiles avec un excès d'émission dans cette gamme de longueur d'onde passe de  $80\%$  à  $10\%$  de  $1$  à  $10$  Myr (voir la revue de Hillenbrand 2005). Par ce biais, on estime ainsi que le temps moyen de vie des disques est d'environ  $6$  Myr (Haisch et al. 2001; Meyer et al. 2007). Après  $\sim 2\text{--}3$  millions d'années, le disque

entre dans une phase de transition rapide ( $< 0.5$  Myr) encore incomprise. Pendant cette phase, le disque se dissipe quasi-simultanément dans les parties internes et externes. On distingue cependant  $\sim 10$  % de disques appelés "disques de transition" qui conservent leur partie externe uniquement (Calvet et al. 2002, 2005; Brown et al. 2007). A  $\sim 10$  Myr, les disques restants sont optiquement minces.

## 2.2 Disques de débris

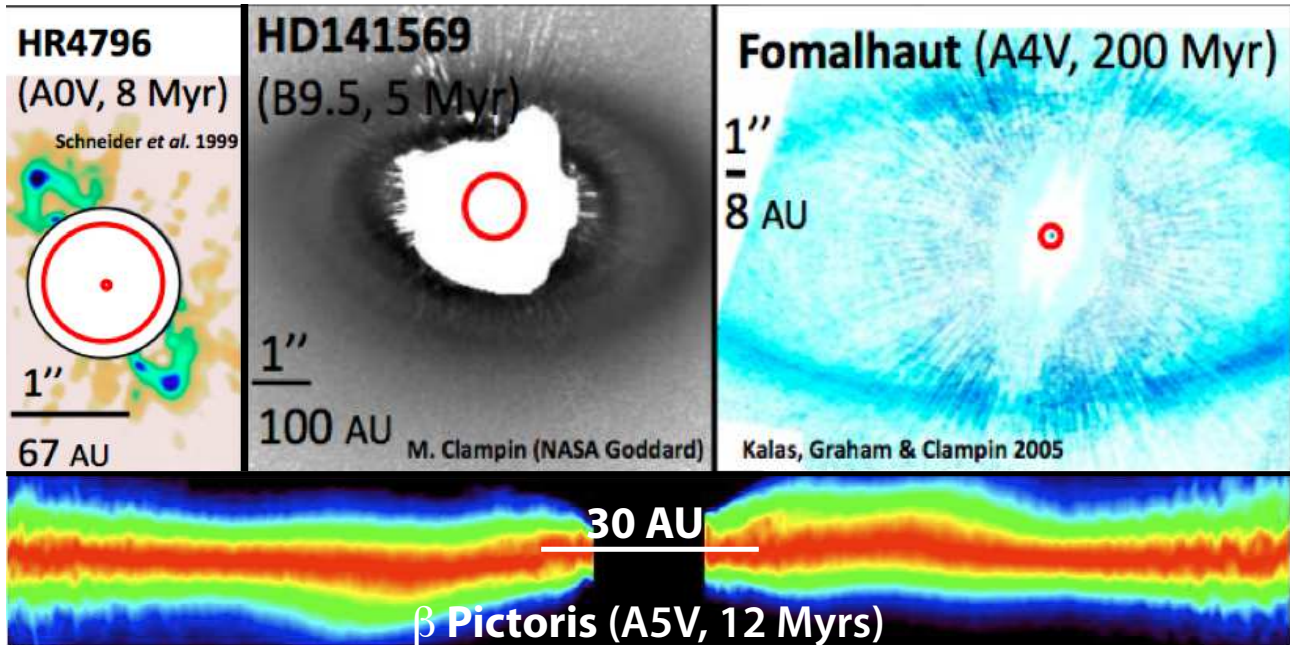
Notre système solaire n'est pas uniquement composé de planètes, mais aussi de nombreux objets dont la taille varie entre  $\sim 2000$  km – les planètes naines, tel que Pluton ou Eris – et une fraction de microns (appelée aussi poussière inter-planétaire). La plupart de ces corps, que l'on nommera "débris" sont concentrés dans la ceinture d'astéroïdes à 2–3.5 AU et dans la ceinture de Kuiper à 30–48 UA. L'étude des ceintures de débris nous renseigne sur l'évolution du système solaire et sur la manière dont les planètes se sont formées.

A l'instar du système solaire, plusieurs étoiles âgées de  $\sim 10$  Myr à plusieurs milliards d'années sont entourées de disques de débris. Les premiers ont été mis en évidence autour de Véga, Fomalhaut,  $\beta$  Pictoris et  $\epsilon$  Eridani par Aumann et al. (1984) grâce au satellite IRAS grâce à leurs excès infrarouge. On estime aujourd'hui leur fraction à  $\sim 15$  % pour les étoiles de la séquence principale (cf. Wyatt 2008, pour une revue récente). La taille des particules dans ces disques est généralement petite. Elles sont donc sensibles à la pression de radiation et à l'effet de Poynting-Robertson créé par l'étoile (Burns et al. 1979; Backman et al. 1987). Ces deux effets tendent à dissiper le disque sur des échelles de temps très courtes par rapport à la durée de vie des étoiles. On pense alors que la poussière doit donc être renouvelée en permanence par collisions ou sublimation de corps de taille kilométrique (planétésimaux). Les processus de formation de ces corps à partir du matériel circumstellaire ne sont pas encore compris. En revanche, on pense qu'ils servent de matériel de base pour former les coeurs des planètes géantes. Ces planètes doivent s'être formées avant la fin de la transition du disque circumstellaire pour pouvoir accréter leur enveloppe gazeuse. Elles sont donc présentes dans les disques de débris et peuvent alors produire des perturbations gravitationnelles à l'origine des collisions des planétésimaux restants.

Le développement des techniques d'observations à haut contraste et à haute résolution angulaire depuis le sol et l'espace (Hubble) a permis d'étudier directement la morphologie des disques proches en détectant la lumière de l'étoile diffusée par les poussières. Les images donnent accès à l'orientation du disque, sa structure radiale, verticale et azimutale. Sa couleur et sa polarisation nous renseignent sur les propriétés des grains. Ces observations directes peuvent ainsi révéler la présence d'anneaux, de fossés de matière, de grumeaux et/ou de bras spiraux qui sont autant d'éléments qui attestent de la présence de corps planétaires (voir Fig. 1). Les meilleurs exemples sont  $\beta$  Pictoris, HR 4796,  $\epsilon$  Eri, Vega, HD 141569,  $\eta$  Corvi, Fomalhaut et AB Aur (Holland et al. 1998; Greaves et al. 1998; Mouillet et al. 1997; Schneider et al. 1999; Augereau et al. 2001; Kalas et al. 2005; Wyatt et al. 2005; Oppenheimer et al. 2008).

La découverte des associations jeunes ( $< 40$  Myr; sans inclure l'association AB Dor) à moins de 100 pc du Soleil permet l'étude directe et détaillée des différents stades d'évolution des disques de débris après  $\sim 10$  Myr (Zuckerman & Song 2004). Les disques jeunes sont en outre les meilleurs candidats pour détecter directement l'émission infrarouge de compagnons de masses planétaires à l'origine de perturbations gravitationnelles. L'existence de telles planètes a été confirmée au cours de cette thèse par la détection directe d'un candidat autour de l'étoile  $\beta$  Pictoris (12 Myr, Lagrange et al. 2009a, 2010) et d'un compagnon de  $< 3 M_{Jup}$  autour de l'étoile Fomalhaut (100–300 Myr, Kalas et al. 2008)<sup>2</sup>. Un compagnon naine-brune a aussi été mis en évidence dans le disque de débris de PZ Tel (12 Myr, Biller et al. 2010). L'étude conjointe de la morphologie du disque nous renseigne sur l'interaction de la planète avec le matériel environnant.

<sup>2</sup>L'étoile n'est pas membre d'une association jeune et proche. La planète est détectée uniquement en lumière visible (0.6 et 0.8  $\mu\text{m}$ ).



**Fig. 1:** Quatres exemples de disques de débris qui montrent des structures. Une planète extrasolaire en orbite à  $\sim 119$  AU dans le plan du disque de Fomalhaut (image de droite) a été découverte récemment Kalas et al. (2008). Dans la section 3 de la partie I, nous démontrons qu'une planète est aussi logée entre 8 et 15 AU dans le disque de  $\beta$  Pictoris.

Elle apporte des contraintes supplémentaires sur sa masse (Chiang et al. 2009). Ces contraintes, ainsi que la configuration des objets (masse, séparation, composition), offrent une rare opportunité pour calibrer les modèles de formation et d'évolution des planètes.

## 2.3 Formation et évolution des systèmes planétaires

### Mécanismes de formation

La diversité des systèmes planétaires observés aujourd'hui est un réel défi pour les théories de formation et d'évolution planétaire. Celles-ci se doivent d'expliquer les propriétés physiques et chimiques des exoplanètes découvertes (masse, rayon, température, composition), les propriétés orbitales (masse, période, excentricité) et l'évolution de ces caractéristiques avec celle de l'étoile centrale (masse, métallicité, multiplicité, stade évolutif...).

Parmi les trois modèles de formation planétaire, celui par accréation sur coeur (Pollack et al. 1996) est le plus conventionnel. Il est invoqué pour expliquer la formation des planètes géantes de notre système solaire. Dans ce modèle, un coeur de matériels solides (roche, glace) se forme puis va accréter du gaz environnant dans le disque circumstellaire. Ce modèle peine cependant à former des planètes gazeuses comme Jupiter à plus de 35 UA (voir la Fig. 2 de Dodson-Robinson et al. 2009) et sur des temps caractéristiques inférieurs à la durée de vie typique des disques circumstellaires. Ils ont été étendus par Alibert et al. (2004, 2005) pour inclure les effets de migrations et d'évolution du disque pendant la formation des planètes. Ces modèles permettent désormais d'expliquer la population de planètes extrasolaires géantes détectées à courte orbite par les mesures de vitesses radiales qui n'ont pas pu se former *in situ*. Ce sont aussi les modèles privilégiés pour les planètes du système solaire

Un mécanisme alternatif de formation planétaire a été proposé par Cameron (1978) et Boss (2000). Ici, les planètes géantes se forment à partir d'un disque protoplanétaire massif et froid qui se fragmente en grumeaux denses par instabilité gravitationnelle. Cette théorie est aujourd'hui le sujet d'intenses recherches basées sur des simulations hydrodynamiques (Boley et al. 2007; Meru & Bate 2010, par exemple) des disques pour comprendre le mécanisme de fragmentation et estimer la durée de vie des grumeaux. On prédit en revanche qu'il peut former des planètes en  $\sim 10\,000$  ans, soit beaucoup plus rapidement que par accréation sur coeur. Les planètes formées pourraient ne pas avoir de coeur solide. Mais la capture de matériel solide après l'étape de fragmentation a été aussi avancé (Helled et al. 2006). Le mécanisme de fragmentation par instabilité gravitationnelle fonctionne mal dans les régions centrales du disque. Jusqu'à la découverte des planètes à large séparation (voir la section 2.3), il n'était pas considéré comme un mécanisme dominant de la formation planétaire. Pour compliquer le tout, des scénarios hybrides où l'accréation sur coeur domine à 10 UA, et l'instabilité gravitationnelle forme des planètes à plus large séparation (100 UA) dans un même système (Boley 2009) sont envisagés.

Enfin, la découverte d'objets froids et isolés dans les amas ( $\sigma$  Orionis, Taureau, Caméléon I,...; Bouy et al. 2009) et de couples de naines brunes (par exemple Allers et al. 2010, voir aussi la section 2.3) suggère que les mécanismes de formation des étoiles (Cha & Whitworth 2003; Whitworth & Goodwin 2005; Goodwin & Kroupa 2005) peuvent aussi former des compagnons de masse planétaire.

### Evolution et conditions initiales

Deux classes de modèles évolutifs existent actuellement pour décrire l'évolution des propriétés physiques des planètes géantes imagées (luminosité, rayon, température effective, gravité de surface, flux dans des bandes photométriques). Ils servent à estimer la masse des planètes à partir de leur luminosité. La première classe de modèles (Burrows et al. 1997; Chabrier et al. 2000) fait l'hypothèse que les objets se forment à partir de l'effondrement gravitationnel d'un nuage sphérique d'Hydrogène et d'Hélium. Ces modèles prédisent des rayons larges, et des températures effectives élevées aux âges jeunes (donc des luminosités élevées).

Récemment, Marley et al. (2007) et Fortney et al. (2008a) ont développé une seconde classe de modèles qui se placent dans le cadre de la formation par accréation sur un coeur solide. Les modèles considèrent que l'énergie produite lors de l'étape d'accréation du gaz en provenance du disque vers la surface de la planète est relâchée rapidement par rayonnement.

Au-delà de 100 millions d'années, les prédictions entre les deux types de modèles sont similaires. En revanche, les modèles de Marley et al. trouvent que les planètes formées par accréation sur coeur sont jusqu'à 1000 fois moins lumineuses de 1 à 100 Myr. Cela impliquerait que les compagnons de masse planétaire seraient difficilement détectables aux âges jeunes.

Pour contraindre les modèles évolutifs et les mécanismes de formation et d'évolution planétaire, l'imagerie devrait apporter ces prochaines années une détection et une caractérisation systématique des propriétés physiques (luminosité, température effective, gravité, composition, mais aussi masse dynamique) et orbitales (période, excentricité) des planètes géantes.

### Contraintes observationnelles

Peu de temps après la découverte des premières planètes par vitesses radiales, on remarque que les étoiles hôtes des Jupiter Chauds sont systématiquement enrichies en métaux par rapport au Soleil (voir Gonzalez 1997). Une fraction des Jupiter chauds détectés en transit et par vitesses radiales ont une densité

expliquée par un enrichissement en éléments lourds (jusqu'à  $200M_{\oplus}$  pour Hat-P-2, Baraffe et al. 2008). Ces deux observations plaident en faveur d'un scénario de formation par accrétion sur coeur.

Depuis 2004, l'imagerie à haut contraste et à haute résolution angulaire bousculent notre compréhension des mécanismes de formation. Les compagnons de masse planétaire découverts par imagerie en orbite autour de naines brunes (2M1207 Ab, Chauvin et al. (2004); USCO CTIO 108<sup>3</sup>, Béjar et al. (2008); 2MASS J04414489+2301513 Todorov et al. (2010)) ont des rapports de masses typiques de celui des étoiles binaires. Cela suggère qu'ils se sont formés par fragmentation d'un coeur pré-stellaire (c.a.d comme les étoiles binaires). Dans le cas particulier de 2M1207b, Lodato et al. (2005) démontre toutefois que l'on ne peut pas exclure le scénario de formation par fragmentation d'un disque.

Il est en revanche plus surprenant de découvrir des compagnons séparés de plusieurs centaines d'unités astronomiques de leur étoile (AB Pic b, 260 UA, Chauvin et al. (2005b); 1RXS J1609-2105 b, 330 UA, Lafrenière et al. (2008, 2010b), DH Tau, 330 AU, Itoh et al. (2005); Luhman et al. (2006); CHXR 73, 210 AU, Luhman et al. (2006); GQ Lup, 103 AU, Neuhäuser et al. (2005); et CT Cha b, 440 AU, Schmidt et al. (2008)). Ici, les rapports de masse entre le compagnon et l'étoile sont plus élevés. Le processus de formation similaire aux étoiles binaires est moins probable (Bate et al. 2003). Lafrenière et al. (2008) montrent dans le cas de 1RXS J1609-2105 b que le temps caractéristique de formation par accrétion sur coeur excède la durée de vie du système ( $\sim 5$  Myr). La planète pourrait alors s'être formée dans les régions internes du disque avant de migrer dans les régions externes par interaction avec le disque. Le scénario d'instabilité gravitationnelle est plausible mais nécessite que le système soit entouré d'un disque massif.

Une planète est actuellement définie par l'*Union Astronomique Internationale* comme un objet dont la masse se situe sous la limite de fusion du deutérium ( $13.6 M_{Jup}$ ; Saumon et al. 1996; Chabrier et al. 2000). Cette définition est sujette à d'intenses débats depuis que l'on sait que la fusion du Deutérium ne détermine pas l'évolution de l'objet sur le long terme (Figs. 2 et 6 de Chabrier et al. 2000). Ainsi, plusieurs auteurs préfèrent désormais différencier planètes et naines brunes sur la base de leur processus de formation. Or, les études de 1RXS J1609-2105 Ab (Lafrenière et al. 2010b), 2M1207 (Chauvin et al. 2004; Lodato et al. 2005), DH Tau AB (Itoh et al. 2005) et AB Pic Ab (Chauvin et al. 2005b) démontrent bien la difficulté pour y parvenir.

Fin 2008 marque la découverte de compagnons de masse planétaire à l'intérieur de disques de débris à la géométrie complexe (Fomalhaut b; Kalas et al. (2008),  $\beta$  Pictoris b; Lagrange et al. (2009b), HR8799 bcd; Marois et al. (2008)). Ces systèmes planétaires lient enfin clairement la formation des planètes à la présence de disques. Ils constituent des clefs pour comprendre la formation des planètes massives et leurs interactions avec le disque.

La quête des planètes extrasolaires connaît une évolution extrêmement rapide ces dernières années. Dans ce cadre, l'imagerie joue un rôle important pour tester les mécanismes de formation et d'évolution des planètes. Cette technique laisse présager beaucoup plus de découvertes intrigantes dans les années qui viennent avec les futurs relevés systématiques des instruments VLT/SPHERE (Beuzit et al. 2006), Gemini/GPI (Macintosh et al. 2006), JWST (Gardner et al. 2006) et E-ELT/EPICS (Kasper & Beuzit 2010).

---

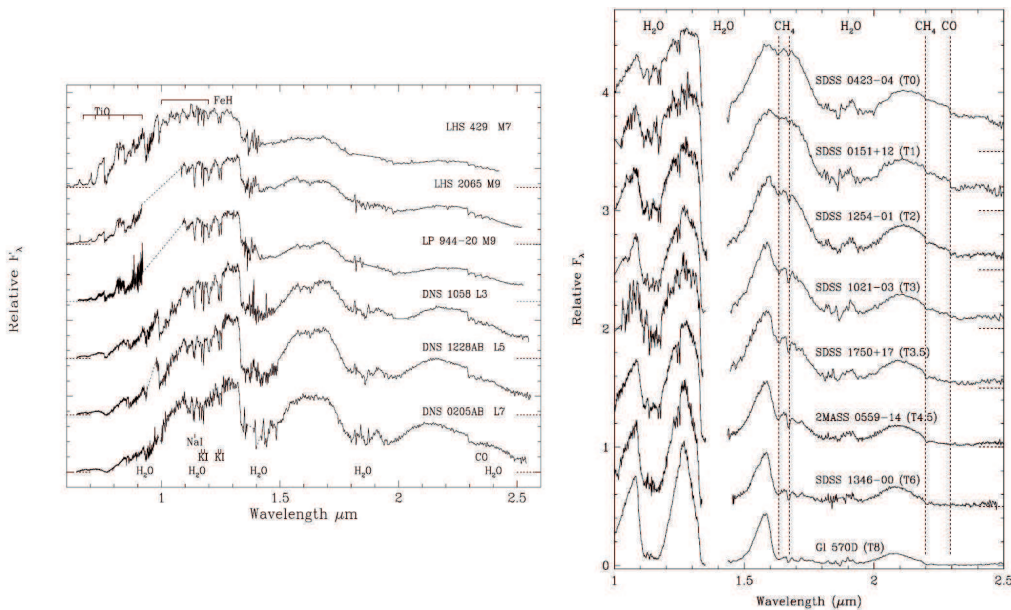
<sup>3</sup>L'association des deux composantes du système doit encore être confirmée par une étude des mouvements propres précise.

### 3 Caractérisation des atmosphères froides

#### 3.1 Des naines M aux naines Y

La plupart des *naines ultra-froides* découvertes dans le champ ont des spectres qui déviaient des naines M et ne peuvent pas rentrer dans le schéma de classification spectroscopique des étoiles (MK, Keenan 1973). Deux nouvelles classes ont donc été créées : "L" et "T". Dans l'optique, le spectre des naines "L" (Kirkpatrick et al. 1999a; Martín et al. 1999) est caractérisé par des absorptions faibles d'oxydes (TiO et VO), des bandes fortes d'hybrides (FeH et CrH) et des raies d'éléments alcalins (Na, K, Rb, Cs). Dans le proche infrarouge, les spectres sont dominés par des raies de H<sub>2</sub>O, FeH, et CO (Fig. 2). Les raies d'éléments alcalins persistent dans le spectre optique des naines "T". Cependant, les spectres se différencient par la présence d'absorptions de CH<sub>4</sub>, de H<sub>2</sub>O, et des effets d'absorption par collision induite (CIA) de H<sub>2</sub> dans le proche infrarouge (Fig. 2). L'ensemble de ces raies sculpte le continuum de corps noir de l'objet ne laissant qu'un *pseudo-continuum* relié indirectement à la température effective ( $T_{eff}$ ) de l'objet.

A faible résolution spectrale, l'évolution des raies dans le proche infrarouge a permis de définir un schéma de classification cohérent avec celui défini dans l'optique (Reid et al. 2001; Testi et al. 2001; Geballe et al. 2002). Plus récemment, McLean et al. (2003) et Cushing et al. (2005) ont construit deux bibliothèques à moyenne résolution spectrale ( $R \sim 2000$ ) de spectres de naines ultra-froides qui couvrent la bande JHK (1.1–2.5  $\mu\text{m}$ ). Ils ont quantifié les variations d'un ensemble de raies étroites qui peuvent donner des contraintes supplémentaires sur le type spectral <sup>4</sup>.



**Fig. 2:** Spectres de naines M, L et T. Figures tirées de Burgasser (2001) et Geballe et al. (2002).

Des modèles reproduisant le flux émergent de l'atmosphère de ces objets (partie 3.3) montrent que les changements entre naines M et L sont expliqués par une décroissance de la température effective qui conduit elle-même à la formation d'une couche nuageuse composée de poussières réfractaires (grains) en dessous de  $\lesssim 2700$  K (Tsuiji & Nakajima 2003; Allard et al. 2001; Helling et al. 2008a). La transition L–T

<sup>4</sup>D'autres bibliothèques à moyenne résolution existent mais ne couvrent pas toutes les bandes avec une résolution constante et signal à bruit aussi élevé que les deux bibliothèques mentionnées ici. Pour obtenir une liste de ces bibliothèques, le lecteur peut se reporter à la table 1 de Rayner et al. (2009).

est reliée à la sédimentation de ces poussières à une  $T_{eff}$  presque constante de  $\sim 1400$  K (Vrba et al. 2004; Stephens et al. 2009). Elle se caractérise dans le proche-infrarouge par l'apparition de bandes de  $\text{CH}_4$ . Lorsque la  $T_{eff}$  s'approche 400 K, Burrows et al. (2003) prédit la formation de nuages de  $\text{H}_2\text{O}$ , la domination des absorptions de  $\text{NH}_3$ , et l'augmentation du flux dans l'infrarouge moyen. Ces changements motivent la création d'une nouvelle classe spectrale nommée "Y" (Kirkpatrick et al. 1999b). Plusieurs objets de transitions avec des températures entre 800 K et 500 K ont été découverts et caractérisés (Warren et al. 2007; Delorme et al. 2008a; Burningham et al. 2008; Leggett et al. 2009; Lucas et al. 2010; Goldman et al. 2010; Scholz 2010). La multiplication des relevés profonds dans le proche infrarouge au sol (UKIDSS, Lawrence et al. (2007); CFBDS, Delorme et al. (2008b); CFBDSIR, Delorme et al. (2010); VISTA, McPherson et al. (2006)), depuis l'espace (Liu et al. 2008), et avec des instruments munis d'optique adaptative comme GPI et SPHERE devraient fournir dans les prochaines années les premiers représentants de cette nouvelle classe d'objets à la frontière entre les planètes géantes gazeuses et les naines brunes.

### 3.2 Découverte et caractérisation de naines ultra-froides aux âges jeunes

Les modèles évolutifs "Hot-start" (Chabrier et al. 2000; Burrows et al. 2001) prédisent que les objets substellaires se forment et se contractent au cours du temps, étant plus chauds, plus larges, et donc plus lumineux aux âges jeunes ( $\lesssim 100$  Myr). Par conséquent, plusieurs objets jeunes de faible masse qui seraient trop peu lumineux pour être étudiés après s'être refroidis et contractés, furent découverts dans des amas et dans les associations jeunes et proches ( $< 100$  pc, voir le bilan des membres des associations jeunes dans Torres et al. 2008) pendant des relevés profonds (c'est-à-dire Robberto et al. 2010; Rebull et al. 2010, pour les plus récents), avec des instruments munis d'optique adaptative (c'est-à-dire Patience et al. 2002; Chauvin et al. 2003, 2010), ou depuis l'espace (Hubble, Spitzer: c'est-à-dire Lowrance et al. 1999, 2000, 2005; Luhman et al. 2007; Todorov et al. 2010). Parmi ces découvertes, des objets de masse planétaire ( $M \leq 13.6 M_{Jup}$ ) furent découverts isolés, comme systèmes binaires ou autour d'autres étoiles. Leur caractérisation (masse, rayon, composition) donne des indices précieux sur les mécanismes de formation planétaires (Lodato et al. 2005; Dodson-Robinson et al. 2009).

Du fait de leur plus grand rayon et de leur masse réduite, les objets jeunes se caractérisent par une gravité de surface  $g$  plus faible qui, comme la température effective, détermine les propriétés chimiques et physiques des couches atmosphériques. Cela se traduit par l'apparition de signatures particulières qui ont été identifiées dans les spectres optiques (400–1000 nm) des naines M tardives (faibles raies de CaH, K I, Na I, et bandes de VO renforcées; Martin et al. 1996; Luhman et al. 1997; Luhman & Rieke 1999; Gizis 2002; Luhman et al. 2003a) et plus récemment de naines L précoces (L0–L5, Kirkpatrick et al. 2006; Cruz et al. 2009; Luhman et al. 2009). Dans le proche infrarouge (1–2.5  $\mu\text{m}$ ), les spectres se caractérisent par une bande H avec un pseudo-continuum triangulaire (Lucas et al. 2001; Kirkpatrick et al. 2006; Allers et al. 2007; Lodieu et al. 2008; Weights et al. 2009; Bonnefoy et al. 2010) et des raies des alcalins (Na I, K I) réduites (Gorlova et al. 2003; McGovern et al. 2004; Kirkpatrick et al. 2006). Ces différences peuvent être utilisées pour estimer l'âge des objets étudiés (Gorlova et al. 2003; Slesnick et al. 2004; Allers et al. 2007) et ainsi révéler/confirmer leur appartenance à un amas. L'utilisation de ces changements pour accéder aux paramètres physiques de ces objets est cependant limitée par l'absence de règles de classifications qui prennent en compte les variations de gravité de surface (Kirkpatrick 2005) et d'échelles de conversions température–type spectral associées pour les objets tardifs.

### 3.3 Modèles d'atmosphères

Des modèles d'atmosphères ont été développés pour lever cette dégénérescence entre température et gravité de surface. Ils tentent de reproduire le flux émis par les objets à différentes températures effectives,

compositions et gravité de surface. Ces modèles sont à la base de notre compréhension des processus physiques (température, pression), chimiques (espèces chimiques présentes à une température donnée et une gravité donnée) et dynamiques (formation/sédimentation de poussières, voir même la convection, l'effet de l'irradiation) qui prennent place dans les atmosphères froides. Leur comparaison aux spectres empiriques permet ainsi de remonter aux paramètres physiques des objets étudiés. Les non reproductibilités des spectres synthétiques permettent d'améliorer les modèles d'atmosphères utilisés dans les modèles évolutifs (section 4).

### Familles de modèles

Une diversité de modèles d'atmosphères existe pour étudier les propriétés des étoiles de faibles masses (Hauschildt & Baron 2005, par exemple) jusqu'aux exoplanètes irradiées (Barman et al. 2005; Fortney et al. 2010, 2008a). J'ai étudié pendant ma thèse des objets isolés ou des compagnons d'étoiles à large séparation ( $> 10 \text{ AU}$ )<sup>5</sup> ou isolés. Les effets d'irradiation jouent dans notre cas un rôle négligeable sur les processus physico-chimiques et la structure de l'atmosphère. Pour cette raison, nous nous focaliserons ici sur la description des familles de modèles d'atmosphères d'objets non-irradiés.

Trois grandes classes de modèles existent :

- Les modèles sans grains, dit "grain-less" décrivent les atmosphères d'objets avec  $T_{eff} \gtrsim 2700 \text{ K}$  (c.a.d jusqu'aux naines  $\sim M8$ ). Ils prennent en compte la formation de molécules. En revanche, ils ne prennent pas en compte l'opacité des grains qui se forment en dessous de  $2700 \text{ K}$  (Tsuji et al. 1996). Cela les rend inadéquats pour l'étude des spectres de naines M tardives et L. Les modèles utilisés actuellement (NEXTGEN, Hauschildt et al. (1999) ; AMES-GAIA, Brott & Hauschildt (2005), annexe A) sont générés à partir du code de transfert radiatif PHOENIX (Hauschildt et al. 1997). Le code admet en entrée une liste d'opacités ou/et de profils de raies correspondant à un ensemble d'éléments pouvant se former à l'équilibre chimique calculé à différentes altitudes dans l'atmosphère. Lorsque  $T_{eff} \lesssim 1400 \text{ K}$  (après la transition L–T), on pense que la couche de poussières se morcelle puis disparaît sous l'effet de la sédimentation efficace des grains (voir Burrows & Sharp 1999) sous la partie optiquement mince de l'atmosphère (autrement dit, sous la *photosphère*). Les modèles AMES-COND00 (Allard et al. 2001) peuvent aussi être qualifiés de "grain-less". Ils sont fréquemment utilisés pour représenter l'atmosphère des naines froides. Ils prennent en compte la formation de grains en dessous de  $2700 \text{ K}$ , et considèrent qu'ils sédimentent immédiatement. Les grains provoquent une déplétion du gaz dans la photosphère qui modifie l'équilibre chimique. Leur opacité n'est pas prise en compte dans le transfert radiatif. Les modèles évolutifs de Burrows et al. (1997) utilisent aussi un modèle d'atmosphère qui prend en compte l'effet de formation des grains sans prendre en compte leur opacité.
- Les modèles dit "DUSTY" (Allard et al. 2001) décrivent un cas extrême où la poussière se forme et se maintient à l'équilibre chimique dans toutes les couches de la photosphère plus chaudes que  $\approx 1800 \text{ K}$ . Ils sont valables pour des températures effectives comprises entre  $\sim 1700 \text{ K}$  et  $\sim 2700 \text{ K}$ . Les modèles "AMES-DUSTY" sont les plus fréquemment utilisés pour décrire l'atmosphère des naines brunes. Ils sont employés dans la section 4.1 de la partie II. Je décris leurs principales caractéristiques dans l'annexe A.
- On s'attend dans la réalité à trouver des atmosphères intermédiaires où les grains se forment puis sédimentent progressivement. Les modèles de type "SETTL" se placent dans ce cas. Ils sont valables sur tout l'intervalle de température. Mais ils nécessitent le développement d'un modèle de nuage complexe où la micro-physique des grains (condensation, coagulation, réactions de surface) et des

<sup>5</sup>A l'exception de TWA 22 AB dont la séparation est de  $1.8 \text{ UA}$



effets dynamiques (sédimentation, mélange convectif,...) entrent en jeu (Helling et al. 2001, 2004; Woitke & Helling 2004; Burrows et al. 2006). Quatre types de modèles de nuages (et modèles d'atmosphères associés) existent (voir les références récentes : Tsuji 2005; Saumon & Marley 2008; Helling et al. 2008b; King et al. 2010) et sont comparés par Helling et al. (2008a). Ils aboutissent à des distributions spectrales d'énergie *sensiblement différentes*. Le fonctionnement de deux des modèles BT-SETTL et DRIFT-PHOENIX est détaillé en annexes (annexes A). J'utilise ces deux modèles dans la section 4.2.3 de la partie II.

### 3.4 Questions ouvertes

Les études montrent :

- que les modèles d'atmosphère sont encore incomplets (Leggett et al. 2001; Lucas et al. 2001; Bonney et al. 2010; Rice et al. 2010a) et doivent être utilisés prudemment.
- qu'il existe des problèmes dans les méthodes de classification des objets jeunes ou/et sur-métalliques (cf.Looper et al. 2008; Herczeg et al. 2009).
- de fortes dissensions dans les méthodes de caractérisations spectroscopiques des compagnons de faible masse jeunes, naines brunes ou planètes.

L'obtention d'un échantillon de spectres à haut rapport signal sur bruit dans le proche infrarouge d'objet jeunes correctement classifiés est donc nécessaire pour identifier d'avantage de signatures spectroscopiques caractéristiques. Ces signatures sont cruciales pour détecter de nouveaux membres jeunes des amas et compléter leur fonction de masse initiale. Les spectres d'objets bien caractérisés peuvent ensuite être employés pour définir un ensemble de spectres de références afin de développer une classification homogène avec celle des objets du champ. Enfin, d'avantage de spectres d'objet jeunes sont nécessaires pour calibrer les modèles d'atmosphère.

## 4 Contrainte des modèles évolutifs aux âges jeunes

### 4.1 Description des modèles évolutifs

Des modèles d'évolution existent aussi pour les naines brunes (et les étoiles de faible masses). Ils doivent représenter correctement l'intérieur de ces objets denses et froids où l'équilibre hydrostatique est établi grâce à la pression de dégénérescence des électrons qui empêche l'effondrement gravitationnel. L'équation d'état qui régit le comportement des constituants majoritaires que sont l'Hydrogène et l'Hélium doit prendre alors en compte les interactions fortes entre les particules. La présence de composés moléculaires et de grains dans les couches atmosphériques des objets plus froids que  $T_{eff}=4000$  K provoque une modification non négligeable de la distribution spectrale du flux émis dans la photosphère (Allard 1990; Brett & Plez 1993; Saumon et al. 1994; Allard & Hauschildt 1995; Brett 1995; Tsuji et al. 1996; Hauschildt et al. 1999; Allard et al. 2001; Helling et al. 2008a). Deux impulsions majeures ont été données à la fin des années 90 avec l'introduction de l'équation d'état de Saumon et al. (1995) d'une part et les modèles d'atmosphère d'autre part. L'équation d'état est utilisée dans des *modèles d'intérieur* qui décrivent la structure mécanique et thermique des étoiles de faible masse, des naines brunes et des planètes géantes gazeuses. Les modèles d'atmosphère sont alors utilisés comme conditions aux limites des modèles d'intérieur. Ce couplage permet une description complète de la physique des objets à différents stades d'évolution

Plusieurs familles de modèles évolutifs existent. La famille des modèles de Lyon (Baraffe et al. 1998; Chabrier et al. 2000; Baraffe et al. 2003, étoiles de faible masse, naines brunes, objets de masse planétaire), de Siess et al. (2000) (étoiles de faible masse, étoiles de masse intermédiaire), et les modèles de

Marley/Fortney (e.g. Marley et al. 2007; Fortney et al. 2008b, planètes non irradiées) utilisent des modèles d'atmosphère comme conditions aux limites. A l'opposé, les modèles de D'Antona et Mazzitelli (D'Antona & Mazzitelli 1994, 1997, étoiles de faible masse, naines brunes), de Palla & Stahler (1999) (étoiles de faible masse, étoiles de masse intermédiaire) et de Swenson et al. (1994) (étoiles de faible masse, étoiles de masse intermédiaire) considèrent une atmosphère grise ( $T(\tau)$  et équilibre radiatif). Les modèles de Tuscon (Burrows et al. 1997, étoiles de faible masse, naines brunes) sont aussi basés sur une atmosphère grise mais l'équation de transfert radiatif est résolue. Lorsque les modèles d'atmosphère ne sont pas employés, les prédictions sur-estiment la température à une masse donnée.

Plusieurs sources d'incertitudes affectent alors les modèles évolutifs, en particulier aux âges jeunes :

- Les conditions aux limites : notre connaissance des atmosphères froides et jeunes est encore limitée (section 3.4). Cela motive l'obtention d'un large échantillon de spectres d'objet jeunes, et *en particulier dans le proche infrarouge où le flux des objets détectés par imagerie est directement comparé aux prédictions issues des modèles d'atmosphères.*
- Le traitement de la convection
- Le choix des conditions initiales : les modèles actuels (à l'exception de Fortney et al.) se basent sur l'effondrement gravitationnel sphérique d'un nuage de gaz. L'évolution des objets commence avant ou après que le Deutérium ait commencé à être brûlé, c'est-à-dire lorsque la masse des objets est suffisante pour qu'en leur coeur règne une température de  $\sim 5 \times 10^5$  K. Ces conditions initiales sont assez simplistes. Elles rendent l'estimation de l'âge des objets dangereuse (Baraffe et al. 2002).
- L'activité magnétique : des champs magnétiques puissants pourraient inhiber le transport d'énergie par convection, ce qui aurait tendance à augmenter le rayon des objets.

Avant la mesure de la masse de EK Cep b par Popper & McAlister (1987), toutes les masses d'étoiles et de naines brunes jeunes ( $\text{âge} \leq 100$  Myr) ont été dérivées en utilisant uniquement les modèles évolutifs. Les prédictions des modèles servent à définir la fonction de masse initiale des amas. Dans le domaine stellaire, les masses prédites permettent de construire une chronologie des premiers stades de la formation incluant les étapes d'évolution des disques circumstellaires et de la formation des systèmes planétaires. Les modèles sont donc à la base de notre compréhension des mécanismes de formations des planètes aux étoiles.

Calibrer ces modèles aux âges jeunes est donc à la fois capital pour s'assurer de la validité des masses prédites mais aussi pour comprendre les processus de formation des objets stellaires, substellaires et planétaires.

## 4.2 Contraintes des modèles

### Techniques

La masse mais aussi la luminosité, la gravité de surface ( $\log(g)$ ), la température effective ( $T_{eff}$ ), le rayon et l'âge doivent être mesurés simultanément et avec précision.

Plusieurs méthodes co-existent actuellement pour dériver ces paramètres. Les binaires à éclipses qui fournissent une mesure directe de la masse des deux composantes de la binaire mais aussi des rapports des rayons et des températures effectives. Pour les systèmes encore entourés d'un disque, la détermination de la vitesse de rotation de la matière circumstellaire permet de mesurer la masse de l'objet central (Simon et al. 2000). Enfin, l'apport de la haute résolution angulaire permet désormais de caractériser complètement les systèmes à très faible séparation qui effectuent une révolution en quelques décennies. Les suivis orbitaux donnent accès aux masses dynamiques totales des systèmes. Lorsque la distance est bien établie, le ratio des masses des composantes est dérivé des mesures de vitesses radiales. La spectroscopie résolue du système contraint la luminosité, la température effective et la gravité de surface des composantes. Pour que la

méthode soit applicable, les objets doivent être situés dans le voisinage du Soleil ( $\lesssim 100$  pc). Pour cette raison, les rares cibles jeunes étudiées pour l'instant sont situées dans les associations jeunes et proches et dans les régions de formation stellaire.

### 4.3 Résultats

#### Objets évolués

Les objets plus âgés que  $\sim 30$  Myr testent la validité de la physique employée dans les modèles qui ne sont plus sensibles aux conditions initiales.

Les diagrammes couleur-magnitude des amas globulaires ainsi que les relations masse-rayon et masse-magnitude des amas ouverts prouvent que les dernières générations de modèles ont été considérablement améliorés. Des mesures récentes de rayons dans les systèmes de binaires à éclipse révèlent cependant des différences entre les rayons mesurés et prédits. La métallicité Berger et al. (2006) ou une inhibition de la convection due au champ magnétique (D'Antona et al. 2000; Mullan & MacDonald 2001; Chabrier et al. 2007; Jackson et al. 2009) pourraient en être à l'origine.

Avant 2009, seuls trois systèmes binaires à la limite ou dans le régime substellaire avaient une masse mesurée dynamiquement : la binaire M8.5+M9 LHS 1070BC (Leinert et al. 2001; Seifahrt et al. 2008), la binaire M8.5+M9 Gl 569Bab (Zapatero Osorio et al. 2004; Simon et al. 2006), et le système L0.5+L1 2MASS J0746+2000AB (Bouy et al. 2004). Depuis, le nombre de sources étudiées a plus que quadruplé grâce notamment à l'introduction des systèmes d'OA équipées d'étoiles laser. Les travaux de Konopacky et al. (2010) montrent que les modèles sous-estiment la masse des naines M tardives jusqu'aux naines L5 tandis qu'ils sur-estiment la masse d'un système de naine T étudié. Si ces tendances en fonction du type spectral se confirment aux âges jeunes, cela impliquerait que la masse des planètes extrasolaires détectées par imagerie est tantôt sur-estimée, tantôt sous-estimée par les modèles.

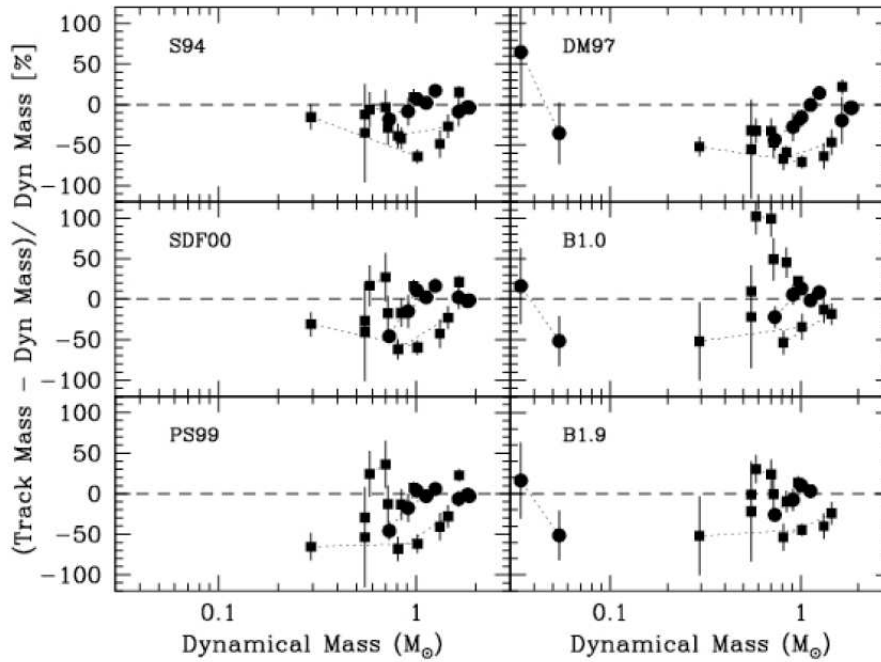
#### Calibrateurs jeunes : confrontations avec les prédictions et biais

Parmi les 33 objets jeunes (âge  $< 30$  Myr) dont la masse a été déterminée dynamiquement, on compte 16 membres de binaires à éclipses, 5 objets suivis par astrométrie et 12 objets entourés d'un disque (qui a permis la mesure de masse). Dans l'échantillon, seuls 9 objets ont une masse inférieure à  $0.5 M_{\odot}$  et deux objets uniquement sont substellaires.

La comparaison des masses prédites aux masses mesurées révèle que les modèles évolutifs de Swenson et al. (1994); S04, D'Antona & Mazzitelli (1997); DM97, Siess et al. (2000); S00, Palla & Stahler (1999); PS99 et Baraffe et al. (1998); BCAAH98, tendent à sous-estimer la masse des objets (voir la figure 3). Au delà de  $1.02 M_{\odot}$ , la différence entre les prédictions et les mesures est seulement en moyenne de 10 %.

Pour des masses plus faibles, la différence moyenne atteint  $\approx 20$  % pour les modèles S94, PS99 et S00 et 43 % pour les modèles DM97. Ces différences suggèrent donc des déviations importantes des prédictions. Prato et al. (2002) ont étudié 4 binaires à fort rapports de masses avec des étoiles primaires de masse supérieure à 1 et des compagnons aussi peu massifs que  $\sim 0.2 M_{\odot}$ . Ils ont découvert que les modèles prédisaient des rapports systématiquement plus faibles que ceux mesurés.

Les problèmes constatés ne sont cependant pas nécessairement causés par les modèles mais pourraient résulter de biais observationnels, comme par exemple dans les échelles de conversions entre type spectral et température effective. De même, les luminosités sont souvent dérivées de la photométrie absolue de l'objet en bande étroite grâce à des corrections bolométriques uniquement calibrées pour des objets âgés.



**Fig. 3:** Différence exprimée en pourcents entre la masse théorique prédite par les modèles de Swenson et al. (1994) – S04, D’Antona & Mazzitelli (1997) – DM97, Siess et al. (2000) – S00, Palla & Stahler (1999) – PS99 et Baraffe et al. (1998) – BCAH98, et la masse des objets jeunes mesurée dynamiquement. Les modèles BCAH98 ont été testés pour deux valeurs du paramètre de mélange  $\alpha=1.0$  (B1.0) et 1.9 (B1.9). Figure tirée de Mathieu et al. (2007).

Dans le domaine des naines brunes, un seul calibrateur dynamique existe : 2M0535-05 AB. Les masses des composantes de cette binaire à éclipse sont correctement prédites à  $\sim 1$  Myrs par les modèles (Stassun et al. 2006). Mais les modèles ne sont pas capables de reproduire le rapport des températures effectives qui indique que l’objet le moins massif est aussi le plus chaud. Cette inversion de températures pourrait être causée par l’effet des forces de marées gravitationnelles (Heller et al. 2010) ou des champs magnétiques (Stassun et al. 2007; Czesla et al. 2008; Gómez Maqueo Chew et al. 2009).

A terme, l’étude de la naine brune AB Dor C (Close et al. 2005, 2007) pourrait aussi fournir une contrainte supplémentaire des prédictions à un âge intermédiaire (typiquement  $\lesssim 100$  Myr). Mais l’âge du système reste pour l’instant très incertain (Boccaletti et al. 2008).

Il est donc certain que de nouvelles études doivent se focaliser sur :

- La calibration des modèles d’atmosphères qui passe par l’obtention d’un échantillon de spectres d’objets jeunes et froids.
- La découverte et la caractérisation à *haute précision* d’un ensemble de calibrateurs aux âges jeunes pour dégager des inconsistances globales entre les prédictions des modèles et les mesures. Il est en particulier important de découvrir des calibrateurs *proches (ou à l’intérieur) du domaine des masses planétaires* pour confirmer la dépendance de l’écart entre masses prédites et mesurées en fonction du régime de masse pour les objets évolués (étoile, naine brune, planète). Ces calibrateurs permettront à leur tour d’estimer correctement la masse des objets détectés par imagerie et de contraindre ainsi de manière plus fiable les modèles de formation des compagnons de faible masse.

## 5 Apport du travail de thèse

La recherche et la caractérisation des propriétés physiques et chimiques des compagnons de faible masse est un domaine de recherche très riche et fortement interconnecté (voir la Fig. 4). Mon travail de thèse m'a donc conduit à travailler sur un ensemble de projets distincts (par la nature des objets étudiés, les techniques employées) mais nécessaires pour atteindre une meilleure compréhension de ces objets.

Une partie de ce travail est consacrée à la *détection* de nouveaux compagnons de faibles masse avec l'instrument NaCo. Dans la **partie I**, je décris un ensemble d'outils de traitement des données d'imagerie que j'ai développés pour détecter de nouveaux compagnons plus proches et plus faibles que lors de précédentes campagnes d'imagerie. Ces techniques ont conduit à la re-détection dans deux bandes photométriques différentes du compagnon planétaire  $\beta$  Pictoris b. Le système planétaire  $\beta$  Pictoris Ab, entouré d'un disque de débris, offre de multiples perspectives pour comprendre en détail les mécanismes de la formation planétaire.

La deuxième partie de ma thèse (**partie II**) s'intéresse plus particulièrement à la *caractérisation* d'un ensemble d'objets jeunes. Je présente dans un premier temps le travail que j'ai mené pour *maîtriser* et *optimiser* le traitement des données provenant du spectrographe intégral de champ SINFONI (Chapitre 1 et 2). Ce travail s'est poursuivi par le développement d'algorithmes d'extraction des spectres (Chapitre 3). Ces outils ont été employés sur un ensemble de données pour construire une bibliothèque de spectres d'objets jeunes et froids (Chapitre 4). Cette bibliothèque inclut notamment le spectre du compagnon de masse planétaire qui est caractérisé en détail dans la section 4.1. Enfin, j'ai conduit une étude qui combine les techniques d'imagerie et de spectroscopie intégrale de champ pour mesurer la masse dynamique, la photométrie et les paramètres atmosphériques de la binaire serrée de faible masse TWA 22. Ce système pourrait être un nouveau calibrateur dynamique des modèles évolutifs.

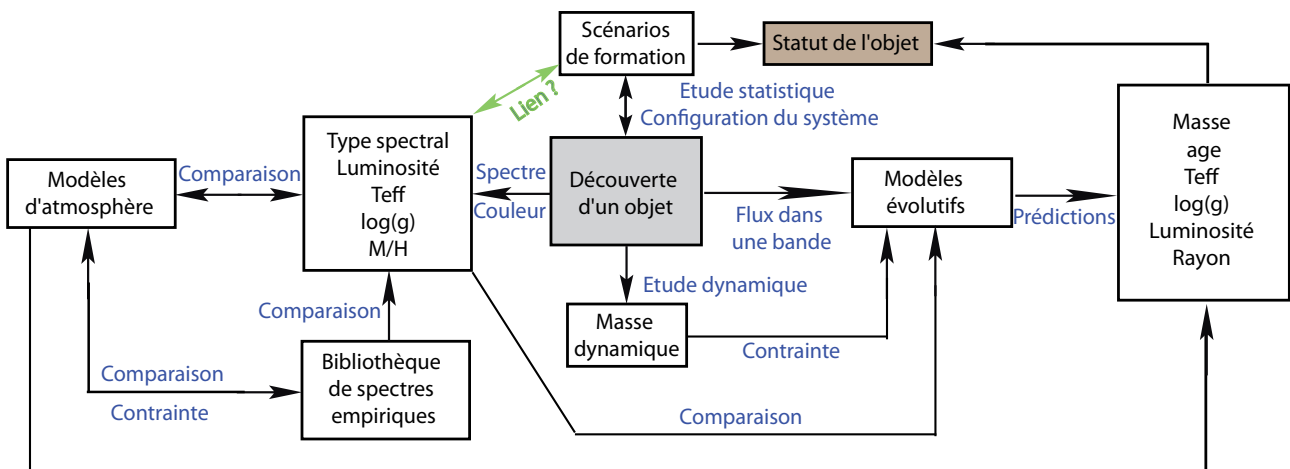


Fig. 4: Principes associés à la découverte et à la caractérisation des compagnons de faible masse.

**Première partie**

**Imagerie à haut contraste et à haute  
résolution angulaire**



# Chapitre 1

## Technique

### Sommaire

---

<b>1.1 Imagerie à haute résolution angulaire . . . . .</b>	<b>23</b>
1.1.1 Formation des images à travers une atmosphère turbulente . . . . .	23
1.1.2 Restitution de l'information angulaire par optique adaptative . . . . .	25
1.1.3 L'instrument NaCo . . . . .	27
<b>1.2 Imagerie à haut contraste . . . . .</b>	<b>28</b>
1.2.1 Techniques existantes . . . . .	28
1.2.2 Suppression différentielle de l'énergie résiduelle . . . . .	29

---

L'étude de l'environnement proche des étoiles est limitée par notre capacité à résoudre les détails les plus fins (résolution angulaire) et à discerner des structures plus faibles que l'étoile (contraste). Depuis le sol, la turbulence atmosphérique dégrade la résolution angulaire des télescopes. Pour s'affranchir de l'atmosphère, les télescopes peuvent être placés dans l'espace au prix d'une complexité logistique (les contraintes de lancement limitent la taille des télescopes, et les réparations en cas de panne sont délicates, sinon impossibles). Des techniques (interférométrie des tavelures, optique adaptative, "lucky imaging", masquage de pupille) ont donc été mises au point pour restaurer en partie la résolution. Parmi ces techniques, l'optique adaptative décrite dans la section 1.1.2 peut être couplée à des techniques de haut contraste pour éliminer au mieux le flux de l'étoile. Les techniques de haut contraste reposent sur des principes optiques (coronographes, SDI, IFU) et des procédures observationnelles particulières (ADI, suivi de champ). La découverte de compagnons de faible masse toujours plus proches et plus faibles par rapport à leur étoile illustre les progrès récents réalisés dans ce domaine (Tab. 1.1).

Dans ce chapitre, j'introduis les techniques d'observation à haute résolution angulaire et à haut contraste qui m'ont servi non seulement pour détecter des compagnons de faibles masses, mais aussi pour les caractériser.

## 1.1 Imagerie à haute résolution angulaire

### 1.1.1 Formation des images à travers une atmosphère turbulente

Un télescope forme l'image de sources lumineuses (étoiles, galaxies,...) situées à l'infini. Il se caractérise par sa surface collectrice aussi appelée *pupille* et notée  $\mathcal{P}$ . Elle est généralement constituée d'un anneau de diamètre externe  $D$  et de diamètre interne  $d$ , et définie par la fonction :

$$P(r) = \begin{cases} 1, & \text{si } d/2 \leq r \leq D/2 \\ 0, & \text{sinon} \end{cases} \quad (1.1)$$



**Tab. 1.1:** Echantillon de compagnons (classés par année de découverte) de très faible masse observés à haute résolution angulaire dans l'infrarouge.

Objet	Séparation (arcsecondes)	Contraste (mag)	Masse ( $M_{Jup}$ )	Instrument	Méthode	Référence
2M1207 b	0.77	$\Delta J = 7$	5–8	NACO	Bande large	Chauvin et al. 2004
		$\Delta H = 5.7$		NACO	Bande large	Chauvin et al. 2004
		$\Delta K = 5$		NACO	Bande large	Chauvin et al. 2004
		$\Delta L = 3.6$		NACO	Bande large	Chauvin et al. 2004
AB Pic b	5.5	$\Delta J = 8.6$	13–14	NACO	Coronographie	Chauvin et al. 2005
		$\Delta H = 7.6$		NACO	Coronographie	Chauvin et al. 2005
		$\Delta K = 7.2$		NACO	Coronographie	Chauvin et al. 2005
GQ Lup b	0.73	$\Delta K = 6.3$	10–20	CIAO	Bande large	Marois et al. 2007
		$\Delta L' = 6.4$		CIAO	Bande large	Marois et al. 2007
DH Tau B	2.34	$\Delta J = 5.9$	8–12	CIAO	corono	Itoh et al. 2005
		$\Delta H = 6.1$		CIAO	corono	Itoh et al. 2005
		$\Delta K = 6.0$		CIAO	corono	Itoh et al. 2005
1RXS1609 b	2.22	$\Delta J = 8.1$	6–11	NIRI+ALTAIR	Bande large	Lafrenière et al. 2008
		$\Delta H = 7.7$		NIRI+ALTAIR	Bande large	Lafrenière et al. 2008
		$\Delta K_s = 7.2$		NIRI+ALTAIR	Bande large	Lafrenière et al. 2008
		$\Delta L' = 6.1$		NIRI+ALTAIR	ADI	Lafrenière et al. 2010
HR8799 b	1.73	$\Delta J = 13.9$	5–11	NIRC2 & NIRI+ALTAIR	ADI & corono	Marois et al. 2008
		$\Delta H = 12.6$		NIRC2 & NIRI+ALTAIR	ADI & corono	Marois et al. 2008
		$\Delta K = 11.8$		NIRC2 & NIRI+ALTAIR	ADI & corono	Marois et al. 2008
		$\Delta L = 10.5$		NIRC2 & NIRI+ALTAIR	ADI & corono	Marois et al. 2008
HR8799 c	0.95	$\Delta J = 12.2$	7–13	NIRC2 & NIRI+ALTAIR	ADI & corono	Marois et al. 2008
		$\Delta H = 11.6$		NIRC2 & NIRI+ALTAIR	ADI & corono	Marois et al. 2008
		$\Delta K = 10.9$		NIRC2 & NIRI+ALTAIR	ADI & corono	Marois et al. 2008
		$\Delta L = 9.5$		NIRC2 & NIRI+ALTAIR	ADI & corono	Marois et al. 2008
HR8799 d	0.63	$\Delta J = 12.9$	7–13	NIRC2 & NIRI+ALTAIR	ADI & corono	Marois et al. 2008
		$\Delta H = 11.6$		NIRC2 & NIRI+ALTAIR	ADI & corono	Marois et al. 2008
		$\Delta K = 10.9$		NIRC2 & NIRI+ALTAIR	ADI & corono	Marois et al. 2008
		$\Delta L = 9.4$		NIRC2 & NIRI+ALTAIR	ADI & corono	Marois et al. 2008
$\beta$ Pic b	0.3–0.4	$\Delta K_s = 9.2$	8	NACO	ADI	Bonnefoy et al. 2010, submitted
		$\Delta L' = 7.7$		NACO	ADI	Lagrange et al. 2010
GJ 578 b	1.9	$\Delta H = 14.5$	10–40	HiCIAO	ADI	Thalmann et al. 2009
		$\Delta L' = 9.5$		Clio	ADI	Currie et al. 2010
2M J044144 B	0.105	$\Delta H = 1.7$	5–10	NIRI+ALTAIR	Bande large	Todorov et al. 2010
		$\Delta K_s = 1.5$		NIRI+ALTAIR	Bande large	Todorov et al. 2010

avec  $\mathcal{D}$  le diamètre du télescope, soit 8.2 m pour les 4 unités du VLT.

Prenons une onde lumineuse provenant d'un point source (une étoile par exemple) selon une orientation ( $\vec{\alpha}$ ) avec une amplitude complexe  $\phi(\vec{\alpha})$ . L'image de ce point dans le plan focale du télescope, appelée *fonction d'étalement de point* (ou FEP), n'est autre que le module carré de la transformée de Fourier de  $\phi(\vec{\alpha})$  multipliée par la pupille du télescope :

$$FEP(\vec{\alpha}) \propto \| TF[\phi(\vec{\alpha})P(r)] \|^2 \quad (1.2)$$

La Fonction de Transfert Optique (FTO) est définie comme sa transformée de Fourier.

Un objet astronomique à la distribution d'intensité  $\mathcal{O}(\vec{\alpha})$  hétérogène (une nébuleuse, par exemple) peut être considéré comme un ensemble de sources non cohérentes. Son image est une superposition de l'image de chacune des sources. L'intensité au foyer du télescope  $I(\vec{\alpha})$  s'écrit sous la forme d'une convolution :

$$I(\vec{\alpha}) = \int \mathcal{O}(\vec{\beta}) FEP(\vec{\alpha} - \vec{\beta}) d\vec{\beta} \quad (1.3)$$

lorsque la FEP ne dépend pas de l'angle d'observation (on parle alors d'angle *d'isoplanétisme*, noté  $\theta_{iso}$ ).

Ainsi, l'image d'un objet correspond à la convolution de sa distribution spatiale d'intensité par la FEP du télescope. De manière équivalente, la transformée de Fourier de l'image  $\tilde{I}(\vec{f})$  correspond à la multiplication de la transformée de Fourier  $\tilde{\mathcal{O}}(\vec{f})$  de l'objet par la FTO :

$$\tilde{I}(\vec{f}) = FTO(\vec{f}) \times \tilde{\mathcal{O}}(\vec{f}) \quad (1.4)$$

avec  $\vec{f}$  la variable conjuguée de  $\vec{\alpha}$ .

Lorsque l'on observe depuis l'espace, l'onde lumineuse à l'entrée du télescope est plane.  $\phi(\vec{\alpha}) = 1$ . La FEP du système correspond alors au module carré de la transformée de Fourier de la pupille. Elle prend la forme d'une tache d'Airy ( $F_{Airy}(\vec{\alpha})$ ) constituée d'un pic central entouré d'anneaux de tailles croissantes et dont l'intensité diminue. La largeur à mi-hauteur du pic, qui vaut  $\lambda/D$  (avec  $\lambda$  la longueur d'onde à laquelle s'effectue l'observation) définit la séparation angulaire minimum atteignable avec le télescope<sup>6</sup>. On parle de "limite de diffraction".

Depuis le sol, la turbulence présente dans les couches atmosphériques dévie les rayons lumineux du fait des fluctuations locales de l'indice de l'air. L'atmosphère se comporte comme un ensemble de sous ouvertures de taille caractéristique  $r_0$ , avec  $r_0$  le paramètre de Fried qui ne dépasse pas quelques dizaines de centimètres aux longueurs d'onde visibles dans les meilleurs sites d'observation. La FEP de l'instrument est alors éclatée en un ensemble de tavelures de dimension  $\lambda/D$  qui se moyennent au cours du temps pour former une tâche de forme gaussienne et de largeur à mi-hauteur  $\lambda/r_0$ .  $\lambda/r_0$  est défini comme le *seeing* valable pour un site d'observation donné à un instant  $t$ . On définit aussi le temps caractéristique d'évolution de la turbulence atmosphérique, ou temps de cohérence,  $\tau_0$  ( $\gtrsim 2$  ms au VLT).

L'atmosphère introduit donc une perte de résolution angulaire. Dans le plan de Fourier, la FTO oscille autour de 0 pour les fréquences  $\vec{f}$  qui dépassent  $r_0/\lambda$ . L'atmosphère élimine donc les hautes fréquences spatiales de l'objet (c'est-à-dire il agit comme un filtre passe-bas).

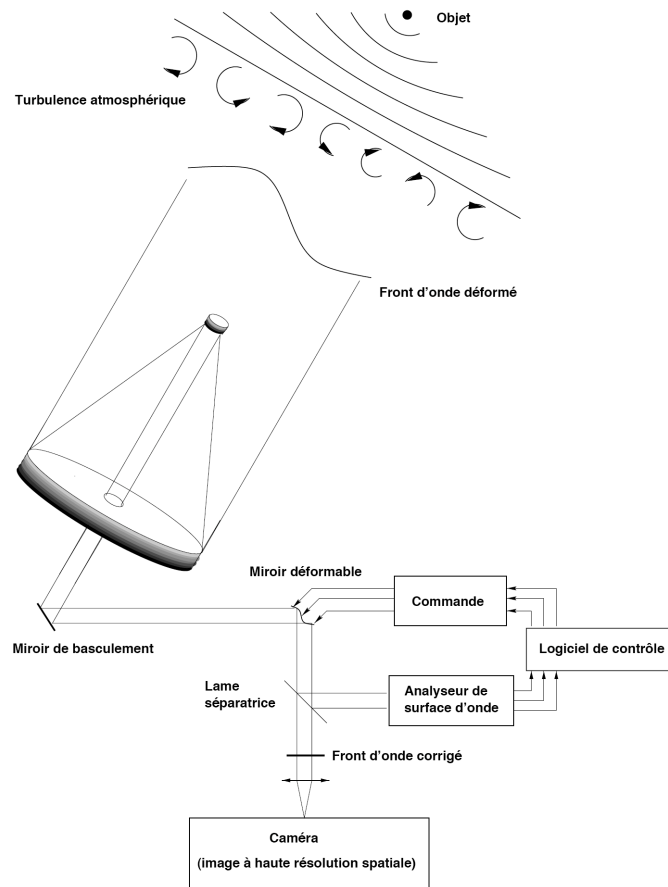
### 1.1.2 Restitution de l'information angulaire par optique adaptative

L'optique adaptative (OA) est une technique opto-mécanique qui permet de restaurer la résolution angulaire  $\lambda/D$  du télescope avant l'enregistrement des images sur le détecteur d'un instrument. Elle repose sur la correction en temps réel des déformations du front d'onde induites par l'atmosphère terrestre. Un système d'OA est composé de trois pièces maîtresses : un analyseur de surface d'onde, un miroir déformable, et un calculateur en temps réel qui forment une boucle d'asservissement dont la consigne est de restaurer la planéité du front d'onde.

Son principe de fonctionnement est représenté dans la figure 1.1. Au foyer (Cassegrain ou Nasmyth pour les systèmes actuels) du télescope, le faisceau lumineux est envoyé sur un miroir déformable puis sur une lame séparatrice. La lame renvoie une partie du faisceau lumineux (généralement, la partie visible) sur l'analyseur de surface d'onde tandis que le flux restant est focalisé sur le détecteur (ou envoyé dans un autre instrument comme une caméra d'imagerie). Deux types d'analyseurs de surface d'onde sont couramment utilisés : l'analyseur de courbure (Roddi & Roddi 1988, 1993) et de Shack-Hartmann (Shack & Platt 1971). Ils reposent tous les deux sur un re-découpage de la pupille en sous-ouvertures à l'aide d'un réseau de micro-lentilles. Un troisième type d'analyseur, l'*analyseur pyramidal* (Ragazzoni 1996), a été récemment testé sur le miroir secondaire adaptatif du *Large Binocular Telescope* (Esposito et al. 2006). L'analyseur de courbure donne accès pour chaque sous ouverture à une mesure locale de la *courbure* du front d'onde. Il équipe l'instrument SINFONI décrit dans la partie II. L'analyseur de Shack-Hartmann mesure l'écart de position du centroïde au foyer de chaque micro-lentille, induite par la déformation du front d'onde, par rapport à la position théorique (e.g. NACO). Cet analyseur donne alors accès à la pente locale du front d'onde.

Les mesures de l'analyseur sont envoyées au calculateur en temps réel qui commande le miroir déformable pour restaurer le front d'onde. La fréquence d'analyse du front d'onde doit être autant supérieure que possible au temps de cohérence de la turbulence  $\tau_0$  pour satisfaire une bonne correction.

<sup>6</sup>Nous faisons en réalité ici l'approximation que la FEP d'une pupille annulaire peut être approchée par une tâche d'Airy.



**Fig. 1.1:** Schémat de principe d'une optique adaptative (Figure tirée de la thèse de T. Fusco).

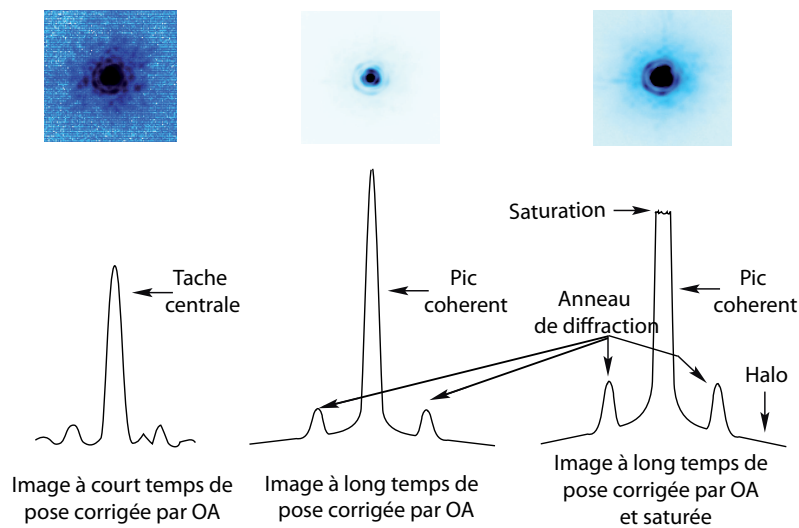
Le flux sur l'analyseur de surface d'onde doit être suffisamment brillant pour limiter les erreurs associées à la mesure de pente ou de courbure. Dans le cas contraire, l'analyseur doit utiliser une source brillante de référence proche (typiquement à une séparation angulaire  $\leq 1'$ ). En effet, au delà de  $\theta_{iso}$  entre la source de référence et l'objet, le front d'onde mesuré n'est plus corrélé avec celui de l'objet et la correction devient nulle.

Les techniques d'OA actuelles ne reconcentrent pas l'intégralité du flux sous la forme d'une tâche d'Airy. Lorsque l'on effectue une intégration sur un temps court (typiquement quelques centaines de millisecondes en bande L'), la FEP prend la forme d'un pic central entouré de tavelures bouillonnantes créées par la turbulence et non corrigée par le système (voir Fig. 1.2). A plus long temps de pose, les tavelures bouillonnantes se moyennent pour former un halo de flux tandis que la partie centrale devient un pic cohérent de largeur à mi-hauteur  $\lambda/D$ .

On définit alors le rapport de Strehl ( $S_r$ ) comme le ratio des intensités maximales de la FEP corrigée et de la tâche d'Airy :

$$S_r = \frac{FEP(\vec{0})}{F_{Airy}(\vec{0})} \quad (1.5)$$

qui est égale à la fraction d'énergie comprise dans le coeur cohérent de la FEP.



**Fig. 1.2:** Coupe de FEP à court temps de pose (gauche), à long temps de pose (milieu) et à long temps de pose avec saturation (droite). Les images à long temps de pose sont constituées d'un pic cohérent de largeur à mi-hauteur  $\lambda/D$  ainsi que d'un halo de flux non corrigé. Le niveau de flux du halo et des anneaux est plus élevé dans l'image saturée.

### 1.1.3 L'instrument NaCo

L'instrument NaCo (Lenzen et al. 2003; Rousset et al. 2003) installé au foyer Nasmyth du télescope du télescope VLT/UT4 est constitué d'une caméra infrarouge CONICA (Near-Infrared Imager and Spectrograph) et du module d'optique adaptative NAOS (Nasmyth Adaptive Optics System). NAOS contient 5 lames séparatrices (VIS, N20C80, N90C10, JHK, K). Ces lames renvoient une partie de la lumière vers un des analyseurs Shack-Hartmann de NAOS qui fonctionnent soit dans le visible ( $0.45$  à  $1.0 \mu\text{m}$ ), ou dans l'infrarouge ( $0.8$  à  $2.5 \mu\text{m}$ ). Un *sélecteur de champ* permet de choisir dans un champ de vue de  $55''$  la source de référence du système d'OA. Les commandes calculées à partir des mesures de l'analyseur sont transmises à un miroir déformable équipé de 185 actuateurs piézo-électriques, et au miroir de *tip-tilt* pour corriger l'ensemble des modes de déformation du front d'onde.

Le flux infrarouge corrigé des aberrations du front d'onde ( $0.9$ – $5.5 \mu\text{m}$ ) est envoyé dans CONICA. La caméra est équipée de trois roues à filtres pour l'imagerie en bande large (J –  $1.27 \mu\text{m}$ ; H –  $1.66 \mu\text{m}$ ;  $K_s$  –  $2.18 \mu\text{m}$ ; L' –  $3.80 \mu\text{m}$ ; M' –  $4.78 \mu\text{m}$ ), intermédiaire, ou étroite (incluant un mode d'imagerie spectral différentielle, voir section 1.2.1). Deux autres roues contiennent des densités neutres (ND\_short, facteur d'atténuation =  $1/89$ ; ND\_long, facteur d'atténuation =  $1/55$ ) et 6 caméras (S13, S27, S54, L27, L54, SDI+) qui fixent la taille des pixels sur le ciel ( $13.22$ ,  $27.06$ ,  $54.3$ ,  $27.12$ ,  $54.7$  et  $17.25$  mas/pixels respectivement). L'instrument est enfin équipé de masques coronagraphiques (coronographe de Lyot avec masque occultant ou semi-transparent, 4 quadrants, coronographe APP), d'un polarimètre, de masques de pupille, ainsi que d'un interféromètre de Fabry-Perrot.

Le faisceau lumineux est focalisé sur un détecteur de type Aladdin 3. Ce détecteur offre deux modes de lecture en dessous de  $2.5 \mu\text{m}$  (*Double\_RdRstRd, FowlerNsamp*) et deux modes de lecture au dessus de  $2.5 \mu\text{m}$  (*Double\_RdRstRd, Uncorr*). Le choix des modes détermine la sensibilité, la dynamique, le niveau du fond, et le taux de mauvais pixels. Les observations en bande L' (voir le chapitre 2) sont effectuées en

mode *Uncorr* le plus souvent.

## 1.2 Imagerie à haut contraste

### 1.2.1 Techniques existantes

Les techniques de haut contrastes naissent avec le développement dans les années 30 du coronographe inventé par Bernard Lyot pour observer la couronne et les protubérances solaires (Lyot 1932). Elle repose sur l'introduction d'un masque dans le plan focal de l'instrument pour occulter la lumière de l'étoile. La technique est à l'origine de la première détection directe (sans OA) d'un disque autour d'une autre étoile ( $\beta$  Pictoris ; Smith & Terrile 1984). Le coronographe couplé à l'OA permet de supprimer efficacement le flux concentré dans un rayon comprenant le coeur cohérent. De nouveaux concepts de coronographes à 4 quadrants (Rouan et al. 2000; Mawet et al. 2006), de Lyot appodisés (Soummer 2005), ou à vortex (c'est-à-dire Foo et al. 2005) ont depuis été proposés et implémentés avec succès (Boccaletti et al. 2008; Serabyn et al. 2010, Quanz et al. 2010).

Les techniques à postériori peuvent reposer sur l'obtention et la soustraction d'une FEP de référence. C'est le cas de la "roll deconvolution", aussi appelée *imagerie angulaire différentielle passive*, où deux images prises à des orientations différentes sont soustraites. Cette technique fonctionne cependant uniquement lorsque la FEP ne varie pas (ou très peu) avec l'orientation de l'instrument et dans le temps. Elle a donc été préférentiellement utilisée sur le télescope spatial *Hubble* (Schneider & Silverstone 2003; Fraquelli et al. 2004).

Plusieurs techniques de haut contraste tirent partie de l'information spectroscopique pour soustraire la FEP de l'étoile simultanément :

- La technique d'imagerie spectrale différentielle (ou SDI pour spectral differential imaging) repose sur l'hypothèse que les spectres de compagnons froids sont dominés par des absorptions moléculaires dont les plus importantes dans l'infrarouge sont H<sub>2</sub>O, CO, CH<sub>4</sub>, et NH<sub>3</sub>. En prenant simultanément deux images d'une étoile dans deux bandes spectrales, dont l'une se situe dans la bande d'absorption du compagnon et l'autre en dehors de cette bande, la contribution de l'étoile peut être partiellement éliminée et laisser apparaître le compagnon (Racine et al. 1999; Marois et al. 2000).
- Sparks & Ford (2002) proposent d'utiliser la chromaticité des sous structures de l'étoile par rapport au compagnon dans des données de spectrographes intégral de champ pour les séparer du flux du compagnon (voir aussi la partie 3.2.2). Thatte et al. (2007) a récemment mis en pratique cette méthode et affirme qu'elle peut atteindre des contrastes de 9 mag à 0.2" de l'étoile.

Outre les techniques de haut contraste, il est aussi possible de choisir la longueur d'onde d'observation qui optimise le contraste entre l'étoile et le compagnon en se placant par exemple dans l'infrarouge thermique. Dans ce domaine de longueur d'onde, le flux de l'étoile a décru plus rapidement que le flux du compagnon par rapport au proche infrarouge. La FEP a aussi un meilleur rapport de Strehl et est plus stable.

Enfin, deux autres techniques observationnelles détaillées dans la section suivante tentent de limiter les effets de variation de la FEP. Je les ai utilisées dans la bande L' pour tenter de re-détecter le compagnon  $\beta$  Pictoris b.

## 1.2.2 Suppression différentielle de l'énergie résiduelle

### Techniques observationnelles

Les contrastes accessibles ne sont pas uniquement limités par le bruit de photons. Ils ne sont pas non plus limités par le bruit bouillonnant de tavelures proche de la source (Racine et al. 1999) qui se moyenne sur un temps  $t \gg \tau_0$  mais par des structures quasi-statiques (Marois et al. 2003, 2005; Masciadri et al. 2005). Ces structures sont créées par des perturbations dans le chemin optique (changement de température, pièces optiques en rotation, position du télescope, optique active) du système télescope+instrument. Elles peuvent être soustraites en partie grâce à une FEP de référence qui les reproduit. Cette FEP peut être obtenue :

- *En maintenant le champ de l'instrument fixe tout en observant une source de référence qui reproduit l'évolution de l'alignement des optiques lors de l'observation de l'objet de science.* Dans les données, un compagnon reste donc à la même position alors que l'orientation des structures quasi-statiques associées à la FEP (aigrettes de diffraction,...) tournent avec l'angle parallactique (voir Fig. 1.3). La source de référence est choisie telle qu'elle puisse être observée aux mêmes angles parallactiques que l'objet. Elle doit aussi avoir approximativement la même magnitude ainsi que le même type spectral que la source de référence. Le but ici est de reproduire la même qualité de correction de l'optique adaptative qui dépend fortement du flux et de la distribution spectrale d'énergie de l'objet envoyé sur l'analyseur de surface d'onde. Cette méthode a trois inconvénients majeurs : (i) elle est coûteuse en temps (ii) son efficacité dépend de la stabilité des conditions d'observations sur l'ensemble de la séquence (iii) elle ne peut pas supprimer les structures quasi-statiques qui ont évolué entre la référence et l'objet.
- *En maintenant les éléments optiques (et donc la pupille) alignées au cours des observations.* Pour y parvenir, on débranche l'adaptateur-rotateur qui compense habituellement la rotation de champ des instruments situés au foyer Cassegrain. Au foyer Nasmyth, un rotateur suit le mouvement de rotation de la pupille (exemple : NACO). On parle alors de "suivi de pupille"<sup>7</sup>. Ici, un compagnon d'étoile va donc tourner dans le champ de vue au cours du temps alors que les structures de la FEP (les aigrettes par exemple) restent fixes (voir Fig. 1.3). Des algorithmes (section 2.1) utilisent alors l'ensemble ou une partie des données pour créer une FEP de référence *instantanée*. Cette FEP peut ensuite être soustraite à chaque image de départ. Cette technique est appelée *imagerie angulaire différentielle* (où *Angular Differential Imaging* – ADI). L'inconvénient majeur de cette technique réside dans la rotation du champ (durée des intégrations, augmentation du bruit à large séparation).

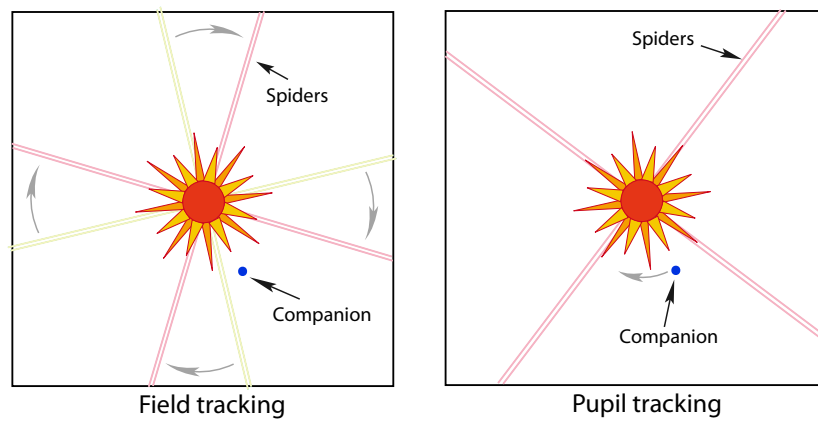
Au cours d'une séquence d'observation, le champ – ou la pupille – auront tourné de la quantité (Marois et al. 2006a) :

$$\Delta\theta = \psi \times \Delta t \quad (1.6)$$

avec  $\psi$  la vitesse de rotation du champ (ou de la pupille; exprimé en arcseconde par minute).  $\psi$  augmente lorsque l'angle horaire  $H$  diminue (c'est-à-dire, lorsque l'objet se rapproche du méridien) et lorsque la source est située proche du zénith.

Lors de campagnes d'observation sur l'étoile  $\beta$  Pictoris (voir le chapitre 3), j'ai pu travailler sur des données qui utilisent ces deux modes d'observation. Les premières étapes de réduction communes sont

<sup>7</sup> *Pupil tracking* pour les anglophones.



**Fig. 1.3:** Deux techniques d'observation pour supprimer les structures quasi-statiques qui limitent le contraste : le suivi de champ ("Field tracking"), à gauche et le suivi de pupille ("Pupil tracking") à droite.

indépendantes du mode choisi. Elles sont décrites plus en détail dans la partie 2.2.1. Chaque mode d'observation possède ensuite un traitement d'analyse qui lui est propre pour soustraire au mieux la contribution de l'étoile centrale. Pour le mode suivi de champ, je me suis appuyé sur une séquence standard décrite en Annexe B. Le chapitre qui suit s'attache à décrire en détail la réduction des données NaCo spécifiques au mode d'imagerie avec stabilisation de la pupille sur lequel j'ai pu travailler les six derniers mois de cette thèse.

# Chapitre 2

## Traitements des données d'imagerie angulaire différentielle

### Sommaire

---

<b>2.1 Algorithmes existants</b> . . . . .	<b>32</b>
<b>2.2 Développement d'une chaîne de réduction</b> . . . . .	<b>33</b>
2.2.1 Pré-traitements . . . . .	33
2.2.2 Outil de réduction développé . . . . .	34
2.2.3 Tavelures résiduelles . . . . .	36
2.2.4 Distribution de flux récurrente . . . . .	37
<b>2.3 Estimation de la photométrie</b> . . . . .	<b>38</b>
2.3.1 Problématique . . . . .	38
2.3.2 Algorithme . . . . .	38
<b>2.4 Estimation de l'astrométrie</b> . . . . .	<b>39</b>
2.4.1 Position de l'étoile primaire . . . . .	39
2.4.2 Position du compagnon . . . . .	41
<b>2.5 Améliorations futures</b> . . . . .	<b>41</b>
2.5.1 Optimisation de la soustraction du ciel . . . . .	42
2.5.2 Choix des cartes de résidus . . . . .	42
2.5.3 Photométrie des objets étendus . . . . .	42
2.5.4 Systèmes binaires serrés . . . . .	42
<b>2.6 Conclusions</b> . . . . .	<b>43</b>

---

L'ADI est une technique en plein essor depuis les premières études apparues en 2006 (Marois et al. 2006a; Lafrenière et al. 2007). Elle est désormais implémentée aux foyers des télescopes de 8–10 m (Gemini South/NICI, Chun et al. (2008); VLT/NACO; Subaru/HiCiao, Hodapp et al. (2008); Keck/NIRC2, Wizinowich et al. (2000) et McLean & Chaffee (2000); Gemini North/NIRI+ALTAIR, Herriot et al. (2000) et Hodapp et al. (2003)). Lafrenière et al. (2007) estiment un contraste de 13.9 mag à 1" en bande H (CH<sub>4</sub> short) avec NIRI+ALTAIR (en partant d'une séquence de 90 images de 30s). Des données recueillies au moment de la rédaction de ce manuscrit montrent que l'on atteint des contrastes moyens de 12 mag à 1.0" en bande L' (3.8 μm) avec NACO en 1 heure d'observation.

Il n'est donc pas étonnant que l'ADI soit à l'origine de la détection de 7 compagnons de faibles masses autour des étoiles HR8799 (Marois et al. 2008, 2010),  $\beta$  Pictoris (Lagrange et al. 2009b, 2010), GJ 758 (Thalmann et al. 2009; Currie et al. 2010) et PZ Tel B (Biller et al. 2010) durant les deux dernières années.

Comme toute technique nouvelle, la réduction des données associées est encore un domaine exploratoire (et excitant!). Au cours de cette thèse, j'ai contribué au développement d'outils de réduction et d'analyse des données ADI applicables aux données NACO. Après avoir fait un état des lieux des différents algorithmes de réduction existants (section 2.1), j'explique dans la section 2.2 les spécificités de l'outils de réduction



que j'ai développé dans le cadre de l'étude de  $\beta$  Pictoris b. Je décris enfin dans les sections 2.3 et 2.4 des méthodes originales pour retrouver le flux et la position des sources détectés dans l'environnement stellaire proche.

## 2.1 Algorithmes existants

Trois algorithmes de traitement des données ADI ont été développés par l'équipe de C. Marois. Ce sont les plus couramment utilisés actuellement. J'en donne ici une description succincte.

Les données se présentent sous la forme d'une séquence d'images pour lesquelles l'angle parallactique a varié. Pour une image donnée  $i$ , une FEP de référence est construite à partir d'un ensemble de  $N$  images de la séquence, puis est soustraite. Les algorithmes diffèrent principalement sur la méthode de construction de la FEP.

Deux algorithmes "median-ADI" et "smart-ADI" ont ainsi été proposés par Marois et al. (2006a) (M06). Dans le premier algorithme, la FEP est construite en prenant la médiane des  $N$  images de la séquence. Entre chaque image, un compagnon aura tourné d'un angle  $\psi \times (t_{exp} + \Delta\tau)$  par rapport à l'image précédente, avec  $t_{exp}$  le temps d'exposition et  $\Delta\tau$  le temps entre deux images (temps de lecture du détecteur, temps entre deux pointage du télescope,...). La médiane filtre partiellement la contribution du compagnon dans la FEP tout en conservant les anomalies quasi-statiques dont la durée moyenne d'évolution est supérieure à  $\delta t$  ( $\delta t$  est souvent appelée "temps de décorrelation"). Ces anomalies sont soustraites à chaque image  $i$  grâce à la FEP ainsi créée.

L'algorithme "smart-ADI" construit la FEP en prenant les  $n$  images les plus proches dans le temps par rapport à l'image  $i$  pour lequel le champ a tourné, à une séparation  $\rho$  donnée de l'étoile, de  $\alpha \times \text{FWHM}$ .  $n \in \mathbb{N}$  et  $\alpha \in \mathbb{R}$  sont des paramètres libres<sup>8</sup>. Le but ici est de construire une FEP et de la soustraire sans éliminer un hypothétique compagnon. On nommera  $\tau$  le temps qui sépare l'image  $i$  du temps moyen d'acquisition des images qui servent à construire la FEP de référence. L'opération est répétée pour toutes les séparations. Cette FEP est normalisée par un paramètre  $\kappa$  puis soustraite à l'image  $i$ . Naturellement, la méthode ne supprime pas les anomalies dont la durée de vie est inférieure ou égale au temps écoulé entre chaque image  $i$  et les images utilisées pour construire la FEP.

Pour obtenir une image finale, on réaligne les champs de vue de chacune des  $N$  cartes de résidus en les tournant d'un angle qui compense la rotation de l'angle parallactique. Le compagnon est alors situé à la même position  $p'(x, y)$  dans toutes les images. La médiane, ou la moyenne, pixel à pixel des différentes cartes supprime en partie les résidus restants. Le filtrage est d'autant plus efficace lorsque le champ tourne vite (c'est-à-dire plus  $\psi$  est grand),  $N$  et/ou  $\delta t$  sont grands.

Lafrenière et al. (2007)–La07 proposent un troisième algorithme *LOCI* (pour *Locally Optimized Combination of Images*) qui reconstruit localement une FEP optimisée. Le champ de vue de l'instrument est fractionné en  $K$  zones limitées radialement et angulairement. Dans chaque zone  $K$ , la FEP est déterminée pour l'image  $i$  à partir d'une combinaison linéaire des  $N$  images de la séquence qui minimise la somme quadratique des résidus dans une zone d'optimisation. Cette zone, centrée sur  $K$ , demeure de taille supérieure pour éviter la suppression des sources ponctuelles par minimisation.

La FEP construite avec l'algorithme *median-ADI* contient intrinsèquement moins de bruit pixel à pixel que celle générée à partir de *LOCI* et *smart-ADI*. Néanmoins, son efficacité de suppression des structures proches de l'étoile est très sensible aux variations de FEP au cours de la séquence. Elle homogénéise les

<sup>8</sup> $\alpha=4$  dans Marois et al. (2006a).

pertes de flux provoquées par la présence partielle du signal recherché (compagnon, disque,...) dans la FEP lors de sa soustraction aux images individuelles. Pour ces deux raisons, cet algorithme est bien adapté pour étudier les objets étendus faibles (par exemple, les disques) et les compagnons à large séparation. Les deux algorithmes restants suppriment plus efficacement les structures proches de l'étoile. La capacité de LOCI à optimiser localement la soustraction des résidus est particulièrement intéressante pour supprimer efficacement les résidus d'aigrettes de réfraction dans les données NACO (voir la partie 2.2.3). On le vérifie en comparant les réductions effectuées avec ces deux algorithmes sur les données de  $\beta$  Pictoris (voir la fig. 1 de la section 3.2).

## 2.2 Développement d'une chaîne de réduction

Les données ADI que j'ai eu l'occasion de traiter proviennent toutes de l'instrument NACO. Nous avons utilisé le mode "cube" qui permet d'enregistrer une succession d'images à très courts temps de pose (0.15s pour les plus faibles temps de pose utilisés) sur la source. Le bon échantillonnage temporel des variations de la FEP permet de rejeter les images de mauvaise qualité (boucles ouvertes, variations brutales du seeing...), et de filtrer au maximum les tavelures à court temps de vie (on fait donc ici du "lucky imaging" Baldwin et al. 2001, assisté par optique adaptative.). Elle permet aussi d'éviter des effets d'étalement de la FEP ("smearing") lorsque  $\psi$  est élevé (c'est-à-dire lorsque une source proche du zénith franchit le méridien). En contrepartie, ce mode implique le traitement d'un grand volume de données ( $\sim 100$  Go par nuit) et donc le développement d'outils efficaces et peu coûteux en temps de calcul.

Les parties centrales de la FEP (jusqu'au deuxième anneau d'Airy) sont délibérément saturées lorsque l'on observe des sources brillantes afin de ne pas être limité par la dynamique du détecteur. Une série de traitements préliminaires est appliquée aux données avant d'utiliser les algorithmes de réduction ADI.

Je décris ci-dessous les outils de réduction que j'ai développés.

### 2.2.1 Pré-traitements

#### Cosmétique

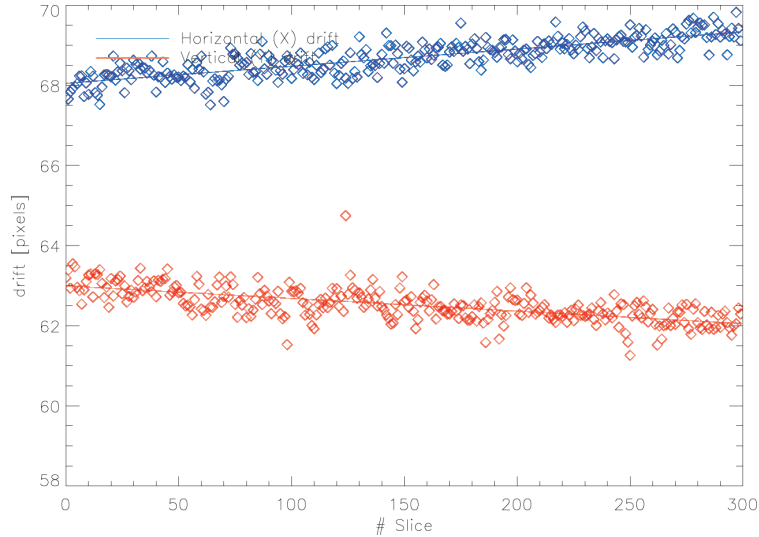
Une fois les données acquises, celles-ci doivent être corrigées des effets de transmission du système télescope+instrument ainsi que de plusieurs artefacts sur le détecteur. Pour cela, on acquiert un ensemble d'images de calibrations lors du coucher du soleil, ou pendant le jour en illuminant l'instrument avec une lampe halogène. Ces images, appelées "champ plat", sont divisées aux images de science. Elles servent aussi à dresser une carte des pixels sur le détecteur qui n'ont pas une réponse linéaire en fonction du flux incident. Cette carte peut éventuellement être combinée à une carte de pixels dont le flux se situe significativement en dehors de la distribution de valeurs d'intensité d'une image prise sans flux ("dark"). Tous les pixels déviant de la carte résultante sont remplacés dans les images de science par interpolation bi-cubique.

Lorsque l'on observe dans la bande L' (et dans une moindre mesure en bandes Ks et H), la contribution de l'émission du ciel et de l'instrument doivent être étalonnées et supprimées. Pour y parvenir, on soustrait typiquement deux images pour lesquelles la source s'est déplacée sur le ciel.

#### Correction de la dérive

En novembre dernier, les premières observations avec stabilisation de la pupille sur NACO ont démontré que les sources avaient un mouvement circulaire dans le champ de vue au cours du temps. Des tests sont

en cours pour comprendre l'origine de cet effet imprévu. Dans les cubes originaux en bande L' de  $\beta$  Pictoris, le mouvement avait une amplitude de 27 mas (soit 1 pixel : voir Fig 2.1). Je l'ai donc corrigé en réalignant chaque image des cubes. La comparaison des données non corrigées aux données originales montre que cet effet joue un rôle négligeable sur nos performances de détection et sur le flux du compagnon (différence  $\leq 2\%$ ).



**Fig. 2.1:** Dérive verticale (points rouges) et horizontale (points bleus) du centroïde mesurée dans un cube de donnée composé de 300 images (slices) de 0.15s chacune et ajustée par une droite.

## Sélection des images

Dans les cubes de départ, on peut facilement repérer les images pour lesquelles la correction de l'OA est dégradée en intégrant le flux dans une ouverture de rayon  $R$  centrée sur la source. En effet, lorsque l'OA concentre mal le flux dans le coeur de la FEP, la source sature moins de pixels et le flux intégré augmente. Sur un cube donné, on rejette ainsi les images pour lesquelles le flux se situe à  $n \times \sigma$  la valeur moyenne des flux intégrés, avec  $n \in \mathbb{N}$  et  $\sigma$  la déviation standard des flux intégrés. Les dernières réductions effectuées utilisent de plus un critère de réjection par histogramme. Mais d'autres critères doivent encore être mis au point pour détecter automatiquement d'autres anomalies (mode gaufre, répartition azimutale de l'énergie, ...).

Après avoir effectué ces opérations, chaque cube de données a été moyenné dans la direction temporelle pour créer une image. Cela suppose que la rotation de champ est négligeable à l'intérieur d'un cube. Une deuxième sélection est appliquée sur ces images en se basant sur des critères visuels et automatiques.

### 2.2.2 Outil de réduction développé

J'ai développé une chaîne de traitement ADI adaptée aux données de l'instrument NACO. Son principe de fonctionnement est schématisé dans la figure 2.2. Elle reprend les algorithmes *median-ADI* et *smart-ADI* de M06 mais possède quelques spécificités supplémentaires. Chaque image issue des cubes moyennés est placée dans un cube maître. Chaque plan  $i$  du cube maître est ensuite redimensionné (après redécoupage d'un sous-plan de dimension  $D$  autour de la source), puis recentré à la position centrale  $(D/2, D/2)$ .

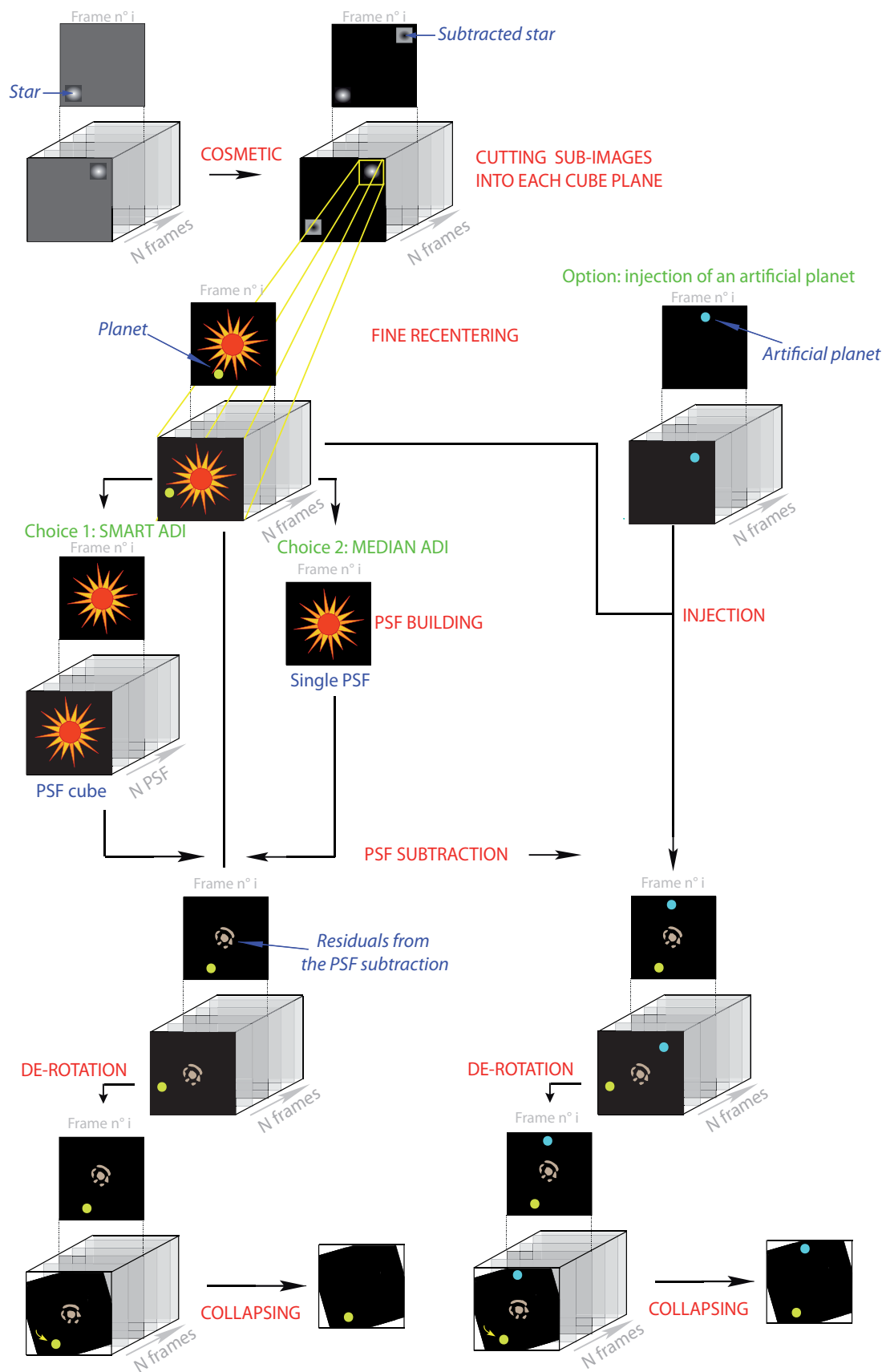


Fig. 2.2: Principe de fonctionnement de la chaîne de réduction des données ADI.

On peut alors appliquer au choix l'algorithme *median-ADI* ou *smart-ADI*. Dans le cas du *smart-ADI*, la construction de la FEP n'est effectuée que pour un rayon donné<sup>9</sup>. L'utilisateur spécifie les paramètres  $n$  et  $\alpha$  ainsi que le rayon d'optimisation qui produisent les cartes de résidus optimales. Dans notre cas,  $n=6$  fournissait les meilleurs produits de réduction.

La chaîne de réduction produit un cube de  $N$  cartes de résidus. La carte de résidu finale est dérivée en prenant *la moyenne ou la médiane* temporelle de ce cube.

Pour estimer les performances de détections ainsi que la photométrie et l'astrométrie de l'objet (voir sections 2.3 et 2.4), nous injectons des planètes artificielles dans les données. Elles sont créées à partir d'une mise à l'échelle de la FEP non saturée de l'instrument. Cette FEP est elle-même générée en prenant plusieurs expositions sur la source avec une densité neutre (filtre atténuateur de flux) en début et/ou à la fin de la séquence. Les planètes artificielles subissent les mêmes traitements que les compagnons physiques.

La chaîne de réduction à été appliquée dans trois cas de figure :

- Sur  $\beta$  Pictoris b. La planète est 4 fois plus brillante que le niveau de bruit  $\sigma$  calculé dans une couronne azimutale en utilisant le *smart-ADI* en bande L' dans les données de HR4796. Le *median-ADI* donne des résultats assez similaires du fait de la bonne stabilité de la FEP. Dans la bande Ks, le *median-ADI* fonctionne très mal du fait de la dégradation du rapport de Strehl, de l'instabilité de la FEP et de la rotation de champ faible (Bonnefoy et al. 2010). Le *smart-ADI* permet en revanche de re-détecter l'objet à  $6 \times \sigma$ .
- Sur HR 4796 (Lagrange et al. 2010, in prep.), cette étoile est entourée d'un anneau de débris (voir la définition en section 2.2). Comme prévue, l'anneau est davantage visible dans les cartes de résidus lorsque l'on utilise le *median-ADI*.
- Sur une étoile binaire (GJ 3003 AB). Dans ce cas précis, le contraste est limité par le flux de la composante la moins brillante.

### 2.2.3 Tavelures résiduelles

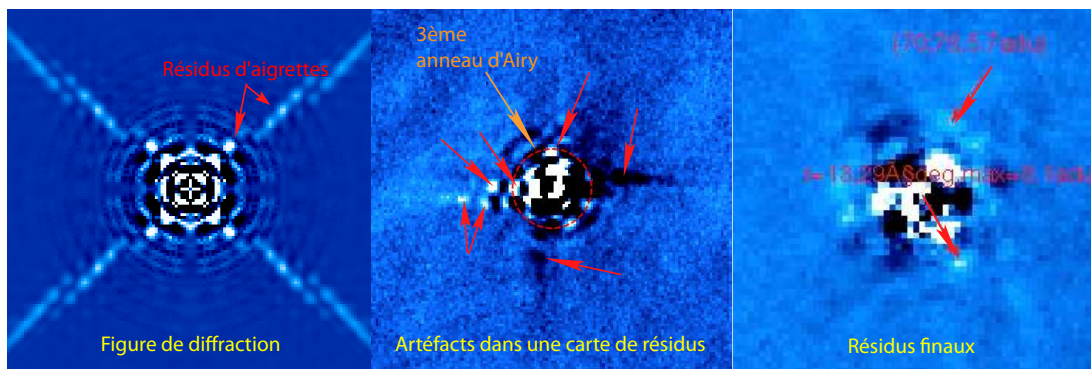
Un point source apparaît parfois au niveau du troisième anneau d'Airy dans les cartes de résidus finales (voir Fig. 2.3) avec NaCo. Il peut être facilement confondu avec un compagnon physique avec un contraste de 8.4 mag en bande L'. Ce type de structure est devenu critique pour l'interprétation des données  $\beta$  Pictoris b par exemple, d'autant plus qu'il apparaît fréquemment à un angle de projection proche de celui de la planète.

J'ai donc participé à une étude pour en comprendre l'origine. En analysant le cube des cartes de résidus de HR4796 qui n'ont pas subi de dérotation, on s'aperçoit que la structure n'apparaît qu'à la fin de la séquence (sur les  $\sim 20$  dernières images d'une séquence de 176 images). Ce n'est pas le cas de  $\beta$  Pic b que l'on voit tourner avec le champ autour de l'étoile au cours du temps. L'artéfact se trouve à la base d'une aigrette de diffraction. Ces aigrettes sont censées disparaître lorsque l'on soustrait la FEP de référence. En réalité, leur flux varie d'une image sur l'autre (acquisition de 30 s) au cours de la séquence.

La figure de diffraction du télescope et de NACO dans la bande considérée reproduit les structures de flux que l'on observe dans certaines cartes de résidus individuelles (Fig. 2.3). En particulier, on voit que deux structures positives et négatives se forment à la base de chaque aigrette.

Pour s'assurer de la nature physique du compagnon  $\beta$  Pic b, nous avons mis en place un ensemble de critères classés par ordre d'importance qui peuvent s'appliquer à d'autres objets :

<sup>9</sup>Jusqu'à récemment, je n'avais pas la nécessité d'étendre l'optimisation à tous les rayons. Il est évident que cela sera pris en compte dans les futures évolutions de la routine.



**Fig. 2.3:** **Gauche :** Simulations de la figure de diffraction de UT4+NACO (Boccaletti; communication privée). Il y a une concentration d'énergie au niveau de l'intersection de chaque aigrette et le troisième anneau. **Milieu :** Dans les cartes de résidus individuelles, avant la dérotation, on retrouve ces concentrations d'énergie. Elle sont partiellement filtrées lorsque l'on prend la médiane des différentes cartes de résidus. **Droite :** Image finale en bande L'. Un artéfact brillant qui mime la présence d'un compagnon est situé sur le troisième anneau d'Airy.

- Le compagnon apparaît dans toutes les images soustraites de la FEP et/ou bouge avec le champ de vue.
- Si possible : le compagnon apparaît indépendamment de l'exploration angulaire des aigrettes.
- Le compagnon apparaît dans les cartes moyennes et médianes des résidus.

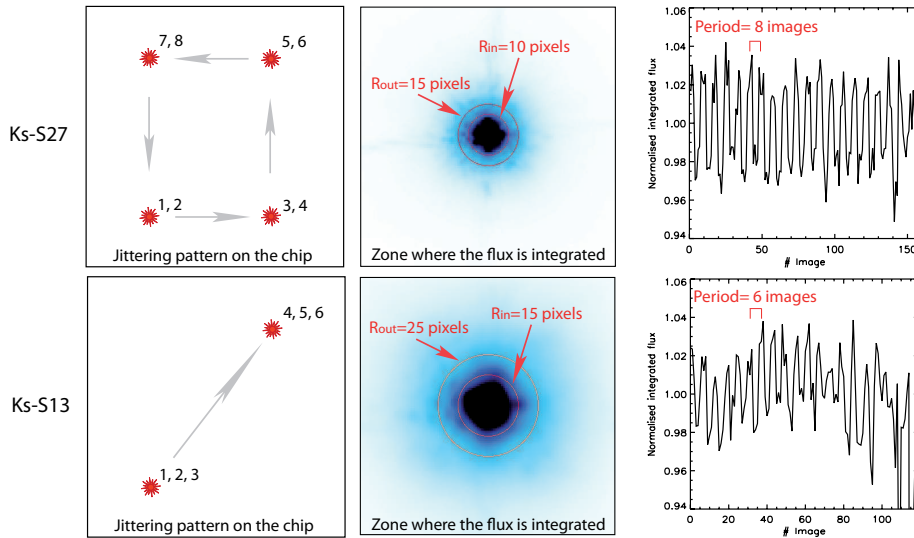
Etant donné que ce problème est lié à l'évolution temporelle de la fonction de transfert instrumentale, des artéfacts similaires peuvent aussi apparaître lorsque l'on observe en mode *suivi de champ*. Fort heureusement,  $\beta$  Pictoris b est re-détectée à la fois en ADI et en mode *suivi de champ* (voir plus loin). L'ensemble des observations en bande L' nous permet de vérifier ces trois critères.

#### 2.2.4 Distribution de flux récurrente

J'ai découvert que le flux intégré à l'intérieur d'une couronne centrée sur chaque image d'une séquence ADI varie alternativement au cours du temps. La période des variations est corrélée à la position de la source sur le détecteur. En effet, dans les données  $K_s$ -S13 (voir la partie 3.2 pour une description du jeu de données), l'étoile est déplacée toutes les trois images entre le coin en bas à gauche et le coin opposé du détecteur (Fig. 2.4). La période observée des variations d'intensité est alors de 6 images. En  $K_s$ -S27, l'étoile est déplacée d'un coin à l'autre du détecteur (4 positions) toutes les deux images. L'intensité varie toutes les 8 images. On montre donc que la distribution radiale d'énergie de la FEP varie en fonction du positionnement vertical de la source. On s'aperçoit aussi que la distribution azimutale de flux varie de la même manière.

En partant de ce constat, j'ai réduit les données  $K_s$  en séparant les images de départ en deux groupes selon la position (haut ou bas) de la source sur le détecteur. En utilisant le smart-ADI sur les  $K_s$ -S27, on élimine efficacement quelques tavelures supplémentaires entre 200 et 400 mas. Le halo est aussi mieux estimé et enlevé. Cependant, la même méthode appliquée sur les données  $K_s$ -S13 se révèle être décevante.

À l'heure de la rédaction de cette thèse, l'origine de cet effet n'était pas encore connue. Je peux uniquement affirmer qu'il n'est pas relié à la stabilisation de la pupille car on l'observe aussi dans des données prises en *suivi de champ*. *LOCI* n'est pas sensible à cet effet car l'algorithme laisse évoluer la FEP.



**Fig. 2.4:** Correlation du flux intégré dans une couronne centrée sur l'étoile avec la position de la source sur le détecteur dans le cas d'observations en mode Ks-S13 (en bas) et Ks-S27 (en haut).

## 2.3 Estimation de la photométrie

### 2.3.1 Problématique

Lorsqu'un compagnon est présent autour de l'étoile, une partie de son flux reste présent dans les FEP créées. En *median ADI*, l'image d'un point source se présente alors sous la forme d'une traînée.

En *smart-ADI*, des images peuvent être prises avant et/ou après l'image  $i$  pour construire la FEP. Dans ces images, le compagnon est décalé d'un angle supérieur à  $n \times FWHM$ . Cela provoque l'apparition de zones négatives de part et d'autre du compagnon dans les cartes de résidus.

Aux courtes séparations, il est fréquent que le champ n'ait pas suffisamment tourné au cours de la séquence pour pouvoir prendre  $n \geq 1.5$ . Pour des valeurs de  $n$  inférieures, les zones négatives sont plus proches du compagnon, et commencent à modifier son flux. Pour quantifier les pertes de flux (et les performances de détection), M06 et La07 proposent d'introduire des planètes artificielles positionnées à différents angles lors de la réduction. La perte de flux dépend du flux de la planète artificiel choisie selon la manière dont elle est déterminée. Il faut donc répéter l'opération pour différents flux d'injection. Cette méthode, fonctionne bien dans des données LOCI. J'ai pu en revanche vérifier qu'elle est sensible aux inhomogénéités azimutales des résidus qui demeurent dans les cartes de résidus obtenues en *median-ADI* et *smart-ADI*. Pour cette raison, je présente une méthode qui retrouve *localement* le flux du compagnon.

### 2.3.2 Algorithme

Le principe de l'algorithme repose sur l'injection d'une planète artificielle (p.a.) négative à la position du compagnon. La méthode se décompose en cinq étapes :

- La position a priori du compagnon est tout d'abord trouvée par ajustement d'une fonction gaussienne en masquant les parties centrales de l'image où l'étoile est saturée, et en faisant l'hypothèse que le signal de la planète est positif.
- Une planète artificielle de flux  $F_k$  tel que  $F_k \leq 0$  est injectée.

- Dans la carte de résidus finale, on calcule la déviation standard des résidus  $\sigma_k$  dans un arc de couronne centré sur la position approximative de la planète.
- Le processus est répété pour différentes valeurs de  $F_k$  mais aussi en faisant varier légèrement (de 0.5 pixel typiquement) la position d'injection.
- Les résidus (et donc  $\sigma_k$ ) sont minimisés lorsque  $|F_k|$  correspond au flux de la source et que la planète artificielle est positionnée sur la source.

Pour gagner en efficacité de calcul, j'ai découpé l'ajustement de position de celui du flux en estimant le décalage entre la position d'injection et la position de la planète a posteriori (Fig. 2.5). Pour cela, je soustrais pour chaque flux d'injection  $F$  la carte de résidu avec la planète artificielle à la carte de résidu originale. La soustraction permet d'isoler le signal de la planète artificielle issu du processus d'ADI. Le décalage entre ce signal et celui de la vraie planète est trouvé par corrélation croisée. Le signal de la planète artificielle est enfin décalé à la position de la planète et soustrait. Les résidus sont minimisés. On fait donc ici l'hypothèse que (i) le signal de la planète artificielle est identique au signal de la vraie planète (ii) le signal de la planète n'évolue pas lorsque la position d'injection varie de quelques pixels.

Le contraste entre la planète et l'étoile est donné par le rapport de flux entre l'étoile et la planète corrigé du facteur d'atténuation de la densité neutre et du rapport des temps de pose (si ils diffèrent entre la séquence non saturée et la séquence saturée).

La présence d'autres résidus, en particulier à très courtes séparations, peut perturber la corrélation croisée. Dans ce cas, j'ai masqué ces résidus avant d'appliquer la méthode proposée plus haut. L'erreur d'extraction est calculée à partir de la dispersion des valeurs de flux optimaux d'injection trouvés en faisant varier la taille (radiale et azimutale) de l'arc de couronne. L'algorithme a été appliqué sur les données de HR4796 et  $\beta$  Pictoris b. Il permet d'atteindre des précisions de l'ordre de 0.1 mag.

## 2.4 Estimation de l'astrométrie

Pour confirmer le mouvement propre ou orbital d'un compagnon, il est nécessaire de mesurer à plusieurs époques l'évolution de la position relative (separation, PA) du compagnon par rapport à l'étoile centrale. Il faut donc en pratique déterminer séparément la position du compagnon et celle de l'étoile dans les images finales. Cette opération, en apparence simple, est complexifiée par la saturation du coeur de l'étoile et par les zones négatives qui entourent le compagnon.

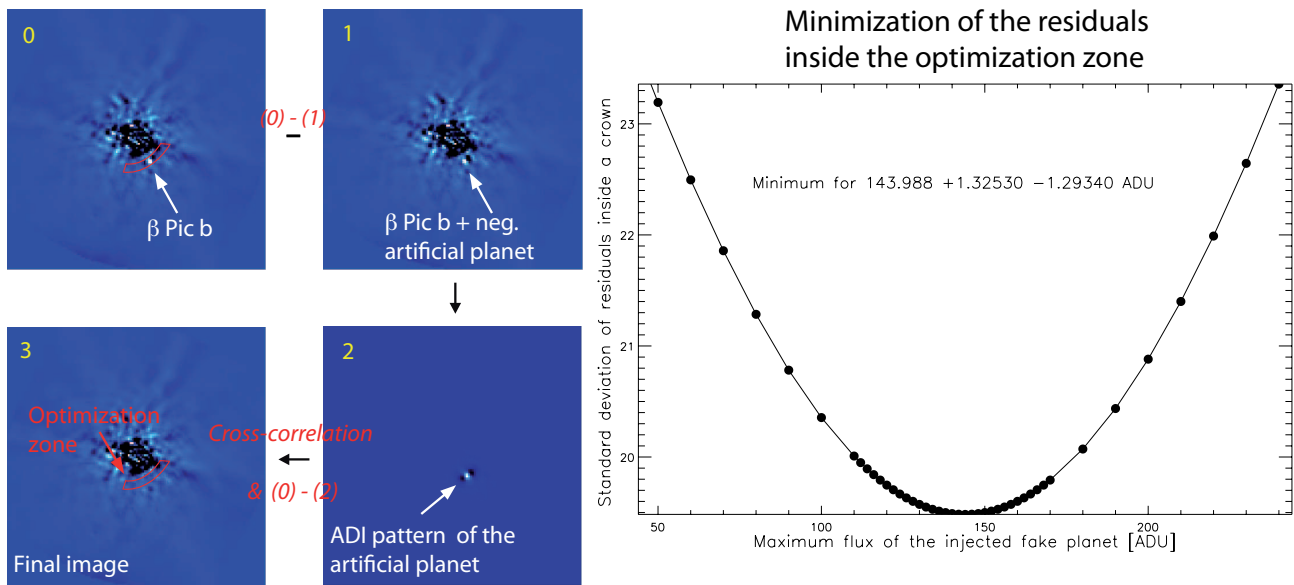
### 2.4.1 Position de l'étoile primaire

En bande L', j'ai testé deux méthodes pour retrouver la position du centre de l'étoile. Elles sont appliquées sur une image qui correspond à la médiane de toutes les images de la séquence ADI. La première méthode consiste à retrouver le centre du troisième anneau de diffraction. Plusieurs techniques sont alors employées : ajustement visuel par un cercle, corrélation croisée avec un modèle d'anneau, ajustement des coupes radiales par une gaussienne.

La deuxième méthode se base sur l'ajustement d'une fonction de Moffat sans prendre en compte les valeurs de flux supérieures à un flux  $F_{max}$ . J'ai pu vérifier en bande L' que la valeur du centroïde change de 0.2 pixels dans les directions horizontales et verticales pour  $F_{max}$  à 25% de la saturation. Cet écart passe à 0.5 pixel lorsque  $F_{max}$  est fixé à 50% du niveau de saturation. Le choix de la fonction d'ajustement (Moffat, Gaussienne, Lorentzienne) n'affecte pas les conclusions. On vérifie visuellement que ces décalages sont liés à une évolution de la structure de la FEP entre bas et haut flux.

Pour corriger ces biais, nous avons tenté de répéter l'opération sur les images non saturées multipliées





**Fig. 2.5:** Principe d'estimation du flux du compagnon dans les images ADI réduites. Une planète artificielle avec un flux négatif est injectée à la position approximative du compagnon (1) visible dans l'image de départ (0). Il est cependant nécessaire d'ajuster à la fraction de pixel près la position d'injection de la planète artificielle. Pour cela, on soustrait à l'image de départ (0), l'image avec la planète artificielle négative. Cela permet de retrouver la distribution de flux de la planète artificielle passée en positif (3). On effectue alors une corrélation croisée entre l'image (3) et l'image de départ (0) pour trouver le décalage entre la position d'injection de la planète artificielle et le compagnon physique dans les images. Cette étape permet simultanément de retrouver la position du compagnon. On peut alors translater la planète artificielle en utilisant les valeurs de décalages trouvées à l'étape précédente, puis soustraire l'image (3) à l'image (1). Si le flux de la planète artificielle correspond au flux du compagnon, celui-ci aura disparu de l'image. On peut répéter l'opération pour différentes valeurs de flux de la planète artificielle. A chaque itération, le taux de résidus est mesuré en calculant la déviation standard des résidus à l'intérieure d'une boite limitée radialement et azimutalement dans l'image finale. Celle-ci est minimisée lorsque le flux d'injection de la planète artificielle correspond au flux du compagnon (courbe de droite).

par le facteur d'atténuation de la densité neutre. On trouve malheureusement des décalages du même ordre de grandeur mais dans des directions différentes. Cela est dû à un changement de forme de la FEP entre les observations saturées et non saturées.

En bande  $K_s$ , le troisième anneau de diffraction n'est pas visible. La FEP dans sa partie non saturée est davantage centro-symétrique. La FEP non saturée à la même forme que la FEP saturée. On peut donc estimer puis corriger le décalage en pixels produit par la saturation à partir des images non saturées.

Pour éliminer ce biais lors des prochaines observations, on peut imaginer :

- limiter le déplacement de la source à deux positions sur le détecteur.
- intercaler plus fréquemment des séquences d'imagerie en mode non saturé (typiquement une fois toutes les 10 acquisitions).
- trouver les décalages pour chaque séquence non saturée et voir comment ils varient au cours du temps.

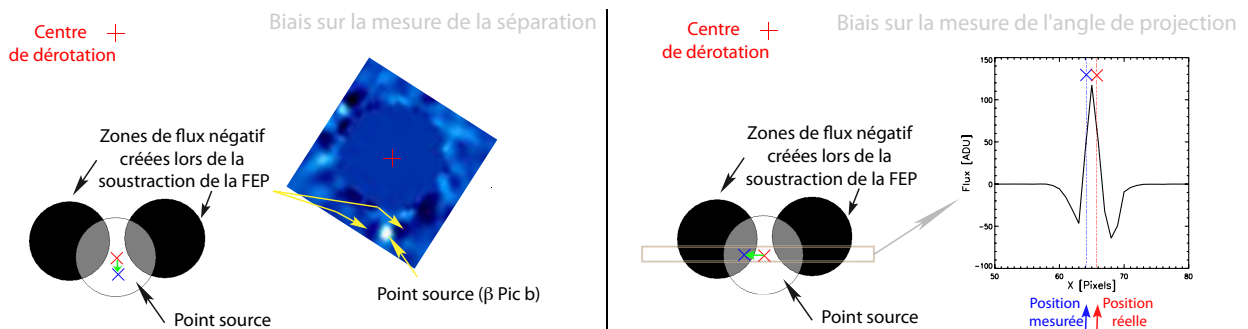
Marois et al. (2006b) proposent enfin d'utiliser des FEP "satellites" éloignée de la source pour retrouver la position de l'étoile. Ces FEP sont créés en introduisant des aberrations dans le chemin optique de

l'instrument. Il serait intéressant d'implémenter cette méthode sur NACO.

### 2.4.2 Position du compagnon

Les zones négatives de part et d'autre du compagnon introduisent deux biais dans l'estimation du centroïde. Ils sont schématisés dans la fig. 2.6 dans le cas du *smart-ADI* mais sont aussi présents en mode *median-ADI*. Les zones sont à l'origine de la forme de "goutte d'eau" des compagnons dans les cartes de résidus. L'ajustement d'une fonction de Moffat sur le compagnon va donc avoir tendance à sur-estimer sa distance à l'étoile.

Le deuxième biais est provoqué par l'asymétrie des zones négatives de part et d'autre de l'objet. On peut le vérifier dans le panel de droite de la Fig. 2.6 où j'ai tracé le profil d'intensité selon un axe tangent à l'axe de dérotation à la position du compagnon. Si l'on emploie une fonction pour retrouver la position du compagnon, celle-ci est sensible au barycentre de flux (Garcia et al. 1999). Le centroïde va alors inévitablement se déplacer vers la zone la moins négative. Ces deux effets motivent le développement de nouvelles techniques pour retrouver la position des points sources dans les cartes de résidus ADI.



**Fig. 2.6:** Schéma représentant l'effet des zones négatives de part et d'autre d'un point source situé proche de l'étoile sur l'estimation du centroïde. **A gauche :** Effets sur l'évaluation de la distance séparant l'étoile et le compagnon. Les zones négatives rognent une partie du flux de la source, ce qui provoque un éloignement du centroïde par rapport au centre de dérotation, donc une augmentation de la séparation à l'étoile mesurée. **A droite :** Effet sur l'estimation de l'angle de projection. Une coupe du flux centré sur un point source dans une carte de résidus selon un axe tangent à l'axe de dérotation montre que les zones négatives ne sont pas équivalentes de part et d'autre du compagnon. Cela provoque un décalage du centroïde (en bleu) par rapport à sa position réelle (en rouge).

On peut en limiter l'impact en ajustant uniquement les valeurs des flux positifs. Cependant, la méthode la plus adaptée consiste à reproduire à la fois le signal de la planète et de ces zones négatives. Cette opération est donc réalisée lors de l'estimation de la photométrie.

## 2.5 Améliorations futures

Les outils que j'ai développés pour l'analyse des données de  $\beta$  Pictoris b peuvent encore être largement améliorés. Je donne ici quelques pistes de réflexions.

### 2.5.1 Optimisation de la soustraction du ciel

Lorsque le niveau d'émission du ciel a évolué entre une image de la séquence et celle utilisée pour soustraire cette contribution, des résidus apparaissent dans les produits de réduction sous la forme d'ondulations<sup>10</sup> dont l'amplitude est de l'ordre de quelques ADU. Des tests ont été réalisés pour tenter de les éliminer en prenant une combinaison d'images pour construire le ciel. À terme, on peut imaginer reconstituer l'évolution temporelle du flux pour chaque pixel du détecteur (tout en excluant les valeurs où du flux de l'étoile est présente), l'ajuster par une fonction de bas ordre, puis la soustraire. J'aimerais aussi utiliser la dépendance temporelle du ciel dans les  $N$  cartes de résidus pour éliminer sa contribution.

### 2.5.2 Choix des cartes de résidus

Lors de la dernière étape de réduction, on prend actuellement la moyenne ou la médiane des  $N$  cartes de résidus. La médiane filtre efficacement les artefacts du détecteurs (mauvais pixels mal interpolés ou non détectés qui laissent des traînées dans les cartes finales) ainsi que les tavelures résiduelles mais supprime en même temps une partie du flux du compagnon. Je souhaiterais prochainement tester deux algorithmes :

- Pour chaque position  $(x, y)$ , prendre la moyenne des  $N$  valeurs (des  $N$  cartes de résidus) tout en excluant les valeurs qui dévient à plus de  $\kappa \times \sigma$  de la moyenne avec  $\kappa$  une valeur constante et  $\sigma$  la déviation standard des valeurs des pixels contenus (i) dans les  $N$  images (ii) ou comprises dans une zone d'optimisation centrée en  $(x, y)$ .
- Effectuer, à la manière de LOCI, une combinaison linéaire des images de manière à minimiser la déviation standard des résidus finaux.

### 2.5.3 Photométrie des objets étendus

Les algorithmes de réduction sont aujourd'hui adaptés pour détecter des points sources. Lorsqu'un objet étendu est observé, son flux est irrémédiablement capturé dans la FEP puis soustrait aux images. Les pertes de flux de l'objet, réparties de manière inhomogènes dans une grande fraction du champ de vue, deviennent difficile, sinon impossibles, à estimer. J'espère tester prochainement une méthode où le flux de la carte de résidus de sortie est soustrait aux images qui servent à construire la FEP pour supprimer progressivement les pertes de flux.

### 2.5.4 Systèmes binaires serrés

Lorsque l'on observe un système binaire à faible séparation, le recentrage des images ne s'effectue pas précisément à la position de l'étoile la plus brillante du système car le centroïde se déplace vers le barycentre de flux du système. Aussi, les cartes de résidus finales sont dominées par le flux de l'étoile non éteinte. Pour améliorer le traitement des données, on peut imaginer (i) recentrer les images en ajustant une fonction de Moffat sur l'étoile primaire (ii) soustraire l'étoile la moins brillante du système à l'aide de la FEP non saturée pour trouver les décalages avec les positions précédentes (iii) recentrer à nouveau les images de départ (v) injecter une "planète artificielle" sous la composante la moins brillante.

<sup>10</sup>Ces ondulations laissent supposer que ces variations sont reliées au fond thermique du miroir déformable.

## 2.6 Conclusions

J'ai présenté dans ce chapitre un ensemble d'outils de réduction et d'analyse des données d'imagerie angulaire différentielle développés dans le cadre de programmes pour tenter de redétecter et caractériser le compagnon planétaire de  $\beta$  Pictoris. Depuis, ces outils ont été utilisés pour traiter les données de deux programmes d'imagerie à haut contraste en bande L'. L'expérience que j'ai acquise montre qu'il est important de comparer les produits de réductions obtenus à partir de différents algorithmes. Il devient aussi nécessaire de développer un algorithme spécifique qui permette de dériver des cartes de flux d'objets étendus présents dans nos données.

Les instruments Subaru/HiCIAO et Gemini/NICI poussent actuellement la recherche de compagnon de faible masse jusqu'à des contrastes de 13 à 15 mag en combinant les techniques de coronographie, d'imagerie angulaire différentielle et l'ADI. L'instrument SPHERE, prévu pour mi-2012, utilisera aussi ces techniques ainsi que de la spectroscopie intégral de champ (voir Partie II). Les outils présentés ci-dessus peuvent être adaptés pour fonctionner sur ces données. Mais de nouveaux algorithmes devront tirer partie de la combinaison de ces différents modes pour optimiser les performances de détections. Dans cette perspective, un nouvel outil de réduction prometteur (ANDROMEDA; Cornia et al. 2010) a été conçu pour fonctionner sur des observations ADI (couplée, ou pas, au SDI). Il repose sur la recherche le maximum de vraisemblance entre un modèle de flux attendu et un signal planétaire.



## Chapitre 3

# Re-détection et caractérisation du compagnon planétaire $\beta$ Pictoris b

### Sommaire

---

3.1 Article Science : A giant planet imaged in the disk of the Young Star Beta Pictoris . . . . .	45
3.2 Lettre A&A : Ks high angular resolution detection of $\beta$ Pictoris b . . . . .	67
3.3 Bilan et perspectives . . . . .	73

---

$\beta$  Pictoris (A6V,  $19.28 \pm 0.19$  pc,  $12_{-4}^{+8}$  Myr,  $1.75 M_{\odot}$ ) est une étoile très étudiée (924 articles sous ADS au 17 août 2010 ; voir Golimowski et al. (2006) pour une synthèse détaillée des propriétés du système). Elle est connue pour avoir été la première étoile autour de laquelle un disque de débris a été résolu (Smith & Terrile 1984). Le disque, vu presque par la tranche, a une structure inhomogène et s'étend sur plus de 1800 UA. L'étude de la lumière diffusée dans l'optique montre plusieurs assymétries (Kalas & Jewitt 1995) et la présence d'un gauchissement dans sa partie interne ( $\simeq 60\text{--}80$  UA Mouillet et al. 1997; Heap et al. 2000) identifié comme un second disque orienté à  $\sim 5^{\circ}$  du disque principal par Golimowski et al. (2006). Les modèles dynamiques relient ces assymétries à la présence d'une planète massive (Mouillet et al. 1997; Augereau et al. 2001). Dans l'infrarouge moyen, Wahhaj et al. (2003), Weinberger et al. (2003) et Telesco et al. (2005) identifient un ensemble d'anneaux de 14 à 82 AU, qui suggèrent la présence d'un système planétaire multiple.

Lagrange et al. (2009a) annoncent fin 2009 la détection d'un candidat planète autour de cette étoile à partir de données acquises en 2003. Plusieurs campagnes d'observations en bande L' sont conduites, quelques mois après l'annonce, pour tenter de confirmer la détection. Les premières tentatives début 2009 n'ont pas permis de le retrouver (Lagrange et al. 2009b; Fitzgerald et al. 2009) mais ont posé des contraintes sur son orbite. En octobre 2009, de nouvelles données nous ont permis d'identifier un point source dans le plan du disque à la position attendue. Des observations complémentaires ont été réalisées entre novembre et décembre pour valider définitivement la redétection. Dans ce cadre, j'ai traité et analysé l'ensemble des données à partir des outils décrits dans le chapitre 2. Les résultats sont présentés dans la section 3.1.

Nos travaux ont aussi été validés par une troisième détection en bande M ( $4.05 \mu\text{m}$ ) à laquelle j'ai participé (Quanz et al. 2010, soumis). J'ai participé à une campagne d'observations qui m'a permis d'obtenir avec succès son flux en bande  $K_s$  ( $2.2 \mu\text{m}$ ) afin de caractériser d'avantages la température effective et la masse de la planète. Les résultats sont reportés dans la section 3.2.

### 3.1 Article Science : A giant planet imaged in the disk of the Young Star Beta Pictoris

## A Giant Planet Imaged in the Disk of the Young Star $\beta$ Pictoris

A.-M. Lagrange,<sup>1\*</sup> M. Bonnefoy,<sup>1</sup> G. Chauvin,<sup>1</sup> D. Apai,<sup>2</sup> D. Ehrenreich,<sup>1</sup> A. Boccaletti,<sup>3</sup> D. Gratadour,<sup>3</sup> D. Rouan,<sup>3</sup> D. Mouillet,<sup>1</sup> S. Lacour,<sup>3</sup> M. Kasper<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire d'Astrophysique, Observatoire de Grenoble, Université Joseph Fourier, CNRS, BP 53, F-38041 Grenoble, France.

<sup>2</sup>Space Telescope Science Institute, 3700 San Martin Drive, Baltimore, MD 21218, USA. <sup>3</sup>LESIA, UMR 8109 CNRS, Observatoire de Paris, UPMC, Université Paris-Diderot, 5 place J. Janssen, 92195 Meudon, France. <sup>4</sup>ESO, Karl Schwarzschild St, 2, D-85748 Garching bei München, Germany.

\*To whom correspondence should be addressed. E-mail: anne-marie.lagrange@obs.ujf-grenoble.fr

**Here we show that the ~10 Myr  $\beta$  Pictoris system hosts a massive giant planet,  $\beta$  Pictoris b, located 8 to 15 AU from the star. This result confirms that gas giant planets form rapidly within disks and validates the use of disk structures as fingerprints of embedded planets. Among the few planets already imaged,  $\beta$  Pictoris b is the closest to its parent star. Its short period could allow recording the full orbit within 17 years.**

Gas giant planets form from dusty gas-rich disks that surround young stars through processes that are not completely understood. Two general mechanisms of such planets have been identified (1): disk fragmentation and accretion of gas onto a solid, typically 5-10 Earth-mass (MEarth) core. Currently, available models do not offer a detailed description of all the physical and dynamical steps involved in these processes. The lifetime of gas-rich disks limits the availability of nebular gas and, thus, defines the time window in which gas giant planets can form. Once formed, giant planets are predicted to interact with the disk and distort it, possibly leading to characteristic disk structures that can be used to infer the presence of planets and to constrain their orbits. Up to now, most giant planets have been detected around stars orders-of-magnitude older than the lifetime of gas-rich circumstellar disks, preventing the validation of models of disk-planet interactions and the final phases of giant planet accretion.

The young ( $\sim 12^{+8}_{-4}$  Myr), nearby ( $19.3 \pm 0.2$  pc), 1.75 solar mass (MSun) star  $\beta$  Pictoris (2, 3) hosts a wide (several hundreds of AUs), tenuous edge-on circumstellar dust disk (4). It is composed of dust particles continuously replenished through collisions of larger solid bodies (planetesimals, comets), and is referred to as a debris disk (5, 6), in contrast to more massive gas-rich counterparts around younger (a few Myr) stars. This disk has been studied in great detail over the past 25 years. Observations at optical to the thermal infrared wavelengths revealed multiple disk structures (7-9), as well

as asymmetries in disk size, scale height, and surface brightness distributions (10, 11).

Some of these structures and asymmetries have been theoretically linked to the presence of one or more massive planets. An inner warp in the disk plane (12, 13), in particular, can be reproduced by detailed models that include a planetary-mass companion (13, 14). In addition, spectroscopic observations over several years revealed sporadic high-velocity infall of ionized gas to the star, attributed to the evaporation of comet-like bodies grazing the star [see, e.g. (5, 15, 16)]. The observed comet infall has been attributed to the gravitational perturbations by a giant planet within the disk [see, e.g. (17), and references therein]. Taken together, data and models suggest that the  $\beta$  Pictoris disk is populated by dust, gas, solid kilometer-sized bodies, and possibly planet(s).

Near-infrared images of  $\beta$  Pictoris obtained in 2003 (18) show a faint (apparent magnitude  $L' = 11.2$  mag), point-like source at  $\sim 8$  AU in projected separation from the star, within the North-East side of the dust disk. However, these data were not sufficient to determine whether this source was a gravitationally bound companion, or an unrelated background star, whose projected position in the plane of the sky happened to be close to  $\beta$  Pictoris. Further observations in January and February 2009 did not detect the companion candidate (19, 20), an outcome fully consistent with both the proper motion of  $\beta$  Pictoris with respect to a background star or with the orbital motion of a physically bound companion.

Here we present high-contrast and high-spatial resolution near-infrared images obtained in October, November, and December 2009 with the European Southern Observatory's Very Large Telescope's (VLT) Adaptive Optics NaCo instrument (21, 22) (see SOM for more details on the observations and data reduction). The images obtained in October 2009 (Fig. 1) show a faint point source South-West of the star, with a brightness ( $\Delta L' = L^* - L = 7.8 \pm 0.3$ ) comparable to that ( $\Delta L' = L^* - L = 7.7 \pm 0.3$ ) of the source detected North-East of  $\beta$  Pictoris in November 2003 (Fig. 1).

The source lies at a projected separation of  $297.6 \pm 16.3$  mas, and at a position angle (PA) of  $210.6 \pm 3.6$  degrees. Within the error bars, the source is located in the plane of the disk. To confirm the signal detected SW of  $\beta$  Pictoris in October 2009, we gathered further data in November and December 2009. Together, these data confirm the detection made in October 2009 (see SOM).

The images show that the source detected in November 2003 could not have been a background object (Fig. 2). Indeed, if background, given the star's proper motion (table S1, SOM), the Nov. 2003 source would be located and detectable 5.1 AU away, South-East (PA = 147.5 deg) of  $\beta$  Pictoris in Fall 2009. The data do not show such a source (fig. S2). On the contrary, the source position in Fall 2009 is compatible with the projected position in November 2003 if the source is gravitationally bound to the star (see below).

Based on the system age, distance, and on the apparent brightness of the companion, the widely-used Baraffe *et al.* (23) evolutionary models predict a mass of  $\sim 9 \pm 3$  Jovian masses (MJup). This value is compatible with those derived from other groups [see, *e.g.* (24)] calculations when assuming—as Baraffe *et al.* (23)—that the planets form from the spherical contraction and cooling of a hot, initially non-rotating cloud of gas. However, it is not clear whether the basic assumption of these “hot start” models, *i.e.*, the spherical contraction, applies to  $\beta$  Pictoris b or other planets. A leading alternative model (24), recently developed, includes the loss of energy of the infalling gas via an accretion shock (core accretion start), resulting in the accretion of cooler gas to the forming planet. This “cold start” model predicts luminosities two orders of magnitudes lower than those predicted by the “hot start” models at young ( $\sim 10$  Myr) ages for a  $\sim 10$  MJup mass planet. The initial difference between the two models decreases after formation; it remains however significant for these massive planets even at ages of 100 Myr (factor of 10). The low luminosities predicted by the “cold start” model are not easy to reconcile with the brightness of  $\beta$  Pictoris b. This apparent inconsistency suggests that this model overestimates the energy lost during the formation of  $\beta$  Pictoris b. The assumptions underlying the “hot start” or “cold start” models are still a matter of debate, and observations of objects such as  $\beta$  Pictoris b are essential to test them. In what follows, we use the mass inferred by the “hot start” model because there are lines of evidence that the companion cannot be much more massive (see below).

In order to constrain the orbital parameters of  $\beta$  Pictoris b, we took the projected separation measured in November 2003 and computed the expected position of the planet in 2009 (SOM), assuming that it moves in a prograde [following (25)], circular orbit within the disk or close to the plane of the disk. Comparison between the expected projected separation

in December 2009 and the observed position implies that the planet's semi-major axis is between 8 and 13 AU (fig. S3). This leads to orbital periods of 17 to 35 yr for the planet. The semi-major axis is less strongly constrained in the case of an eccentric orbit because of the unknown longitude of the periastron. However, for the probable case of a moderate eccentricity [ $e < 0.05$  (26)], the semi-major axis must be in the range 8 to 15 AU. These orbital parameters are compatible with the non-detection at  $L'$ -band in February 2009 (Fig. 2), given the 4-sigma detection limits at this date which correspond to projected separations of 6.5 AU. Thus,  $\beta$  Pictoris b orbits closer to its parent star than Uranus and Neptune do in the Solar System.

The planet separation is qualitatively consistent with the observation of belt-like structures in the inner disk at  $6 \pm 3$  and  $16 \pm 3$  AU (7, 8). The separation and mass are fully consistent with those predicted by dynamical studies that invoked a planet to reproduce the inner disk warp (13, 14). A more massive ( $>40$  MJup) companion at such separations would on the contrary, not be compatible with the warp constraints (SOM).

Finally, it has been suggested (27) that the 2003 candidate planet could have been responsible for a peculiar photometric variability event observed in 1981, when transiting in front of the star. The 2009 data are compatible with this possibility [see also (19)], however, only for a small range of planet orbital parameters.

The detection of  $\beta$  Pictoris b follows on the recent detections of planets around the intermediate-mass stars HR 8799 and Fomalhaut [see SOM and (28, 29)]. These stars are also surrounded by debris disks (30, 31). However,  $\beta$  Pictoris b orbits closer to its star and is younger than the planets around HR 8799 and Fomalhaut (30 to 160 and 100 to 300 Myr old, respectively, tables S2A and S2B). Our images of  $\beta$  Pictoris b provide direct evidence that massive giant planets can form rapidly, on time scales of a few million years within circumstellar disks (32). This is in agreement with studies of the dispersion of primordial disks around young intermediate mass stars, which yield typical disk lifetimes of between less than 3 and 6 Myr (16).

A comparison of the luminosity of  $\beta$  Pictoris [8.7  $L_{\text{Sun}}$  (3)] to that of the Sun suggests that the orbit of  $\beta$  Pictoris b lies at or slightly beyond the disk radius outside which water is stable as ice (snow-line). The snowline is thought to separate disk regions where rocky or gaseous/icy planets form (33, 34). Indeed, beyond the snowline, the disk surface density is expected to be higher (factor of 3) than that inside the line; this allows giant planet cores (10  $M_{\text{Earth}}$ ) to form before the dispersion of the gaseous nebulae. Core accretion models suggest indeed that this latter step—the onset of rapid gas accretion before the loss of circumstellar gas—is the critical step in forming giant planets. Assuming a core with a



minimum mass of 5-10 M<sub>Earth</sub> and taking into account the snowline properties as a function of stellar mass and age, the model of Kennedy and Kenyon (33) determines the snow line position as a function of time, and possible locations of giant protoplanet cores as a function of stellar mass. For a 2 M<sub>Sun</sub> star, the snowline location varies between 2.5 and 4 AU for ages between 1 and 10 Myr, respectively. In the case of the 1.75 M<sub>Sun</sub>  $\beta$  Pictoris, core-accretion based models predict a rapid formation of giant protoplanet cores between ~6 and 18 AU. The observed orbital radius of  $\beta$  Pictoris b is consistent with this range, demonstrating that the planet could have formed via core accretion on the same orbit where it is observed today. This possibility is in contrast to the case of the more distant planets Fomalhaut b, HR8799bc, AB Pic b, and 2MASS 1207b, which are too massive (tables S2A and S2B) to have formed at their present separations (40 AU or larger), via core accretion.

## References and Notes

- The fragmentation of a protostellar core, as in the formation of binary or multiple systems, may lead to bodies with planetary masses; however, this mechanism does not straightforwardly explain the presence of planets inside disks.
- B. Zuckerman, I. Song, M.S. Bessel, R.A. Webb, *Astrophys. J.* **562**, L87 (2001).
- F. Crifo, A. Vidal-Madjar, R. Lallement, R. Ferlet, M. Gerbaldi, *Astron. Astrophys.* **320**, L29 (1997).
- B. Smith, R. Terrile, *Science* **226**, 1421 (1984).
- A. M. Lagrange, D. E. Backman, P. Artymowicz, in *Protostars and Planets IV*, V. Mannings, A. P. Boss, S. S. Russell, Eds., (University of Arizona Press, p639, 2000).
- M. Wyatt, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **46**, 339 (2008).
- C. M. Telesco *et al.*, *Nature* **433**, 133 (2005).
- Z. Wahhaj *et al.*, *Astrophys. J.* **584**, L27 (2003).
- Y. K. Okamoto *et al.*, *Nature* **431**, 660 (2004).
- P. Kalas, D. Jewitt, *Astron. J.* **110**, 794 (1995).
- D. A. Golimowski *et al.*, *Astron. J.* **131**, 3109 (2006).
- S. R. Heap *et al.*, *Astrophys. J.* **539**, 435 (2000).
- D. Mouillet, J. D. Larwood, J. C. B. Papaloizou, A. M. Lagrange, *Month. Not. R. Astron. Soc.* **292**, 896 (1997).
- J. C. Augereau *et al.*, *Astron. Astrophys.* **370**, 447 (2001).
- A. Vidal-Madjar, A. Lecavelier, R. Ferlet, *Planet. Space Sci.* **46**, 629 (1998).
- I. Pascucci, S. Tachibana in *Protoplanetary Dust*, D. Apai, D. Loretta, Eds. (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2010).
- H. Beust, A. Morbidelli, *Icarus* **143**, 170 (2000).
- A. M. Lagrange *et al.*, *Astron. Astrophys.* **493**, L21 (2009).
- A. M. Lagrange *et al.*, *Astron. Astrophys.* **506**, L927 (2009).
- M. P. Fitzgerald, P. G. Kalas, J. R. Graham, *Astrophys. J.* **706**, L41 (2009).
- G. Rousset *et al.*, *SPIE* **4839**, 140 (2003).
- R. Lenzen *et al.*, *SPIE* **4841**, 944 (2003).
- I. Baraffe, G. Chabrier, T. S. Barman, F. Allard, P. H. Hauschildt, *Astron. Astrophys.* **402**, 701 (2003).
- J. J. Fortney, M. S. Marley, D. Saumon, K. Lodders, *Astrophys. J.* **683**, 1104 (2008).
- G. Olofsson, R. Liseau, A. Brandeker, *Astrophys. J.* **563**, 770 (2001).
- F. Freistetter, A. V., Krivov, T. Loehene, *Astron. Astrophys.* **466**, 389 (2007).
- A. Lecavelier Des Etangs, A. Vidal-Madjar, *Astron. Astrophys.* **497**, 557 (2009).
- C. Marois *et al.*, *Science* **322**, 1348 (2008).
- P. Kalas *et al.*, *Science* **322**, 1345 (2008).
- P. Kalas, J. R. Graham, M. Clampin, *Nature* **435**, 1067 (2005).
- K. Y. L. Su *et al.*, *Astrophys. J.* **705**, 314 (2009).
- The 3-7 MJup companion to the brown dwarf 2Mass1207 also formed in less than 5 to 12 Myr. However, its formation process (stellar-like or through gravitational instability within disk) is still a matter of debate; no disk has been imaged so far around the parent brown dwarf.
- G. M. Kennedy, S. J. Kenyon, *Astrophys. J.* **673**, 502 (2008).
- S. Ida, D. N. C. Lin, *Astrophys. J.* **685**, 584 (2008).
- We thank ESO staff, especially C. Melo, C. Dumas, and J. Girard for their help. We acknowledge financial support from the Programme National de Planétologie (INSU), as well as from the Agence Nationale pour la Recherche (grant NT05-4\_4463). D. E. acknowledges support from the Centre National d'Etudes Spatiales. We also thank H. Beust, P. Rubini, and D. Collardey.

## Supporting Online Material

[www.sciencemag.org/cgi/content/full/science.1187187/DC1](http://www.sciencemag.org/cgi/content/full/science.1187187/DC1)

SOM Text

Figs. S1 to S4

Tables S1 and S2

References and Notes

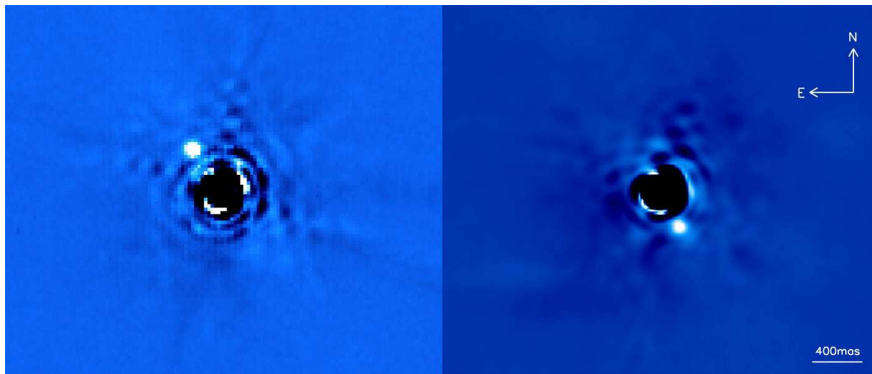
18 January 2010; accepted 1 June 2010

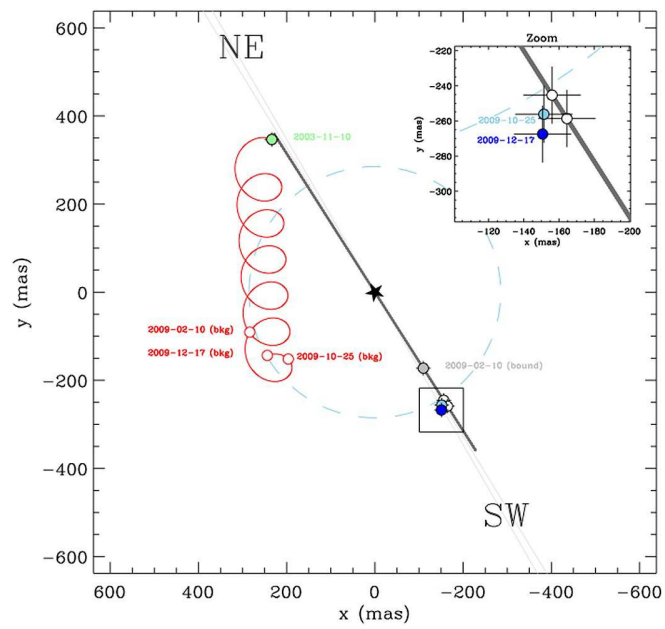
Published online 10 June 2010; 10.1126/science.1187187

Include this information when citing this paper.

**Fig. 1.**  $\beta$  Pictoris imaged at  $L'$ -band (3.78 microns) with the VLT/NaCo instrument in November 2003 (**left**) and in the fall of 2009 (**right**). We used images of the comparison star HR2435 to estimate and remove the stellar halo (SOM). Similar results are obtained when using Angular Differential Imaging (SOM).

**Fig. 2.** Expected positions (spiraling red curve), between November 2003 (green circle) and December 2009, of the source detected in November 2003 if it was a background object with a projected position at this epoch close to  $\beta$  Pictoris. We computed these positions using the proper motion of  $\beta$  Pictoris. Epochs of interest are indicated by open red circles. The measured positions of the detected sources in November 2003 and in Fall 2009 are indicated by respectively the green and blue filled circles). The gray filled circle indicates the expected position of the planet in February 2009, assuming a semi major axis of 8 AU and a circular orbit. The planet position at less than 4 AU from the star, was well below the detection limit of the February 2009 data.





## Supporting Online Material

- 1- Fall 2009 data: observing journal, and data reduction
- 2- On the nature of the November 2003 source
- 3- Orbit of  $\beta$  Pictoris b
- 4- Constraints on the mass of  $\beta$  Pictoris b using information from the disk warp
- 5- Summary of known or suspected imaged planets

## 1. Fall 2009 data: observing journal, and data reduction

All data were obtained with the VLT/NaCo instrument, which includes an adaptive optics system and an infrared camera. The central wavelength of the filter used was 3.8  $\mu\text{m}$  (L' band). The image plate scale was  $\sim 27.2$  mas/pixel; the AO correction was made using either a visible Shack-Hartman wavefront or an IR wavefront sensor. In either case, a 14\*14 lenslet array was used, as well as a “visible” beam splitter, which transmits most of L' light into the science camera path. (Table S1a). Two different techniques, classical imaging and Angular Differential Imaging, were used as described below. Classical imaging was performed in order to have images recorded in the same way as in November 2003 and hence photometric and astrometric data directly comparable to those of November 2003. Angular Differential Imaging, a technique only recently available at VLT/NaCo, was used in addition, to confirm the detection by means of very different observing and reduction procedures.

### 1.1 Classical imaging.

Our first observing procedure involved the recording of deep saturated exposures in field tracking mode (which is the standard mode used in imaging), at different offset positions, of  $\beta$  Pictoris itself, followed by similar exposures on a comparison star HR2435 (A0, K=4.2; V=4.4; RA=06h34 and Dec=-52°58). Providing the atmospheric conditions and AO corrected PSFs have not significantly changed between the observations of  $\beta$  Pictoris and the comparison star, the observation of this comparison star allows to remove the  $\beta$  Pictoris halo which otherwise hides the faint source, if the star is chosen to be close enough to  $\beta$  Pictoris, in terms of angular separation (to insure similar observing conditions) and in terms of flux and colors (to insure similar AO correction), and if the images for both stars are recorded with similar parallactic angles (to ensure a better removal of static aberrations). The latter condition sets a precise timing for the recording of both data. Unsaturated images of  $\beta$  Pictoris and the comparison star were also taken for photometric purposes. A set of data ( $\beta$  Pictoris + comparison star) lasts 1h30. Astrometric calibration (pixel scale and orientation of the detector) relied on the observations of calibrators (crowded fields or binaries) observed with a similar instrumental set-up.

*Data selection:* for each epoch, we selected first the data ( $\beta$  Pictoris and comparison star) with good quality (estimated coherent energy at K band as evaluated by the AO system better than a given threshold: between 40 and 60% depending on the overall atmospheric conditions). We then further selected the  $\beta$  Pictoris and comparison star data with parallactic angles matching within 0.4 degree. This selection ensures an optimal detection capability of sources in the stellar halo in general. It does not introduce any bias for artificially re-enforcing any random feature at any specific location. This brings the effective exposure times to 900 s – 1200 s for  $\beta$  Pictoris, depending on the data sets.

*Data reduction:* The data reduction of these images is quite classical: flat field correction, using sky images recorded at the beginning of the night, bad pixel removal, sorting of the data as described above, recentering of the data using cross correlation for each target, averaging the data for each target, recentering of the  $\beta$  Pictoris and HR 2435 data and subtraction of the comparison star imaged once scaled to that of  $\beta$  Pictoris (scaling factor found to minimize the residuals at separations of 0.3-0.5 arcsec). These various steps were performed independently by 4 different CoIs, using different tools based on these principles. Such an approach was already used to

ensure the source detection in November 2003 data, and in described in detail in (SI).

*Astrometric and photometric measurements:* The companion position on the detector is measured either by PSF, Gaussian or Moffat fitting and gives results consistent within  $\sim 0.2$  pixel, Its position with respect to the star is however much less precise as the star position itself is not so precisely determined. This is because the star peak is saturated and the NaCo PSF was slightly elongated in the EW direction, and the center determination varies with the level of flux considered. Several estimations of the central star position were done, either by PSF or Moffat fitting of the unsaturated part of the PSF, or by estimating the center of the quite apparent 3<sup>rd</sup> Airy ring. The uncertainty on the star position itself is found to be as large as 0.5 pixel in the EW direction. We estimate then that the uncertainty associated to the position of the companion with respect to the star is as large as 0.6 pixel in the EW direction. Finally, we use the pixel scale and field orientation as determined using binary or crowded fields to derived the PA and separation of the companion.

The flux level of the companion is measured using either PSF fitting or aperture photometry on the subtracted images. Several measurements are made, on images obtained with slightly different shifts between the  $\beta$  Pictoris image and the comparison star image, to estimate the uncertainty on the flux measurement. This flux is then compared to that of  $\beta$  Pictoris (measured on an unsaturated image), to get the relative photometry.

*Results:* In Figure S1A, we show (upper panel) the  $\beta$  Pictoris image (600 s) and the same image obtained in October 2009, after subtraction of the comparison star image. In this case, the threshold adopted for image quality estimation was an coherent energy of 50 %. The final image reveals a faint ( $\Delta L^2 = 7.7 \pm 0.3$ ), point-like structure in the SW wing of the disk, at  $297.6 \pm 16$  mas), and at a position angle of  $210.6 \pm 3.6$  degrees. The photometric data compare very well with those obtained in November 2003.

In order to assess the photometric detection, we then added artificial planets with corresponding luminosities, located at similar separations but different position angles (30, 150 and 330 degrees) to the final  $\beta$  Pictoris image. These artificial planets were computed using unsaturated PSFs of  $\beta$  Pictoris recorded just prior to the saturated images, and scaling the flux to that of the planet. We then corrected this image by subtracting by the scaled comparison star, as previously. The resulting brightness of the artificial sources are found to be similar to that of the  $\beta$  Pictoris companion within the error bars.

The classical imaging data obtained in November and December were not as homogeneous in terms of atmospheric conditions and image quality as in October 2009. In these data, the planet signal appears to be less visible, i.e. closer to the residuals. However we checked that it is still compatible with the expected signal by inserting artificial planets with appropriate brightness. This happens when the image quality has changed between the recording of  $\beta$  Pictoris data and reference star data. In particular, the results of the December 26 classical imaging were particularly poor because of the bad image quality of the comparison star data. We show in Figure S1B the images obtained on November 24, 25, and December 17 as well as the sum of these images, and report the results in Table S2.

### 1.2 Angular Differential Imaging:

Our second observing procedure involved the use of Angular Differential Imaging (hereafter ADI) techniques. In such observations, the telescope pupil is kept fixed on the science detector

whereas the field is rotating. The aim is to remove more accurately the now stabilized optical aberrations present in the PSF halo, which represent a strong limitation to the halo removal.

In practice, saturated images of  $\beta$  Pictoris at different offset positions were recorded during  $\sim 1.5$ -2 hours, while keeping the pupil fixed. During that interval of time, the field of view rotated by about 30-40 degrees (depending on the starting parallactic angle). Unsaturated images were also recorded for photometric purposes.

*Data reduction:* The saturated images, after the classical reduction (flat fielding, bad pixel removing) were recentered, using either cross correlation or Moffat fitting of the saturated PSF. The star halo was then estimated either by computing the median of all individual images (“classical ADI”) or using the 6 closest in time images for which the field has rotated by more than  $1 \times$  FWHM at the separation of the companion, to ensure that the PSF is not polluted by the presence of the companion (“smart” ADI). The halo was then subtracted to each individual image. Once corrected from the halo, the individual images were de-rotated (so that all images are oriented in the same way) and then averaged. Figure S1C illustrates the various steps, and Figure S1D shows the resulting image for the December 29 data. Note that the final image reveals negative patterns angularly close to the bright signal of the companion. These negative patterns are inherent to the reduction procedure, and should be regarded as a confirmation of the positive signal.

*Astrometric and photometric measurements:* The astrometric PA and separation of the companion and that of the star were estimated in the same way as for classical imaging, respectively on the subtracted and averaged stellar halo images. To recover the companion photometry, we could not use classical methods, as the reduction procedure introduces negative features at the border of the companion. Instead, we generated (using the unsaturated PSF) and inserted artificial planets with variable and negative brightnesses, at the position of the companion. We adjusted the brightness so as to minimize the residuals after subtraction of the halo.

*Results:* ADI was used on December 26 and 29 (see the log of observations in Table S1a). Again, the companion is clearly present in the data, and the measured astrometry and photometry (Table S2) are in agreement with the one derived from classical imaging.

## 2. On the nature of the November 2003 source

Given  $\beta$  Pictoris proper motion, we predict that if the source detected in November 2003 was a background star which projected position happened to be very close to the star at that time, it would be located in October 2009 and December 2009 about 220 mas South and 140 mas East of the star (see Figure 2). The October data do not reveal such a source at a 4 sigma level (see Figure S2). This is confirmed by the ADI December data (see Figure S2, where we illustrate the non detection using artificial background stars).

## 3. Orbit of $\beta$ Pictoris b

In order to constrain the orbital parameters of  $\beta$  Pictoris b, we use the projected separation measured in November 2003, and we compute the expected position of the planet in 2009. We assume that the orbit planet moves prograde (see Main text). We furthermore assume either a circular orbit or a slightly eccentric orbit. Figure S3 shows the expected projected separation in December 2009 under such assumptions, as well as the measured ones. The comparison of expected and observed positions show that the planet must be orbiting between 8 and 13 AU



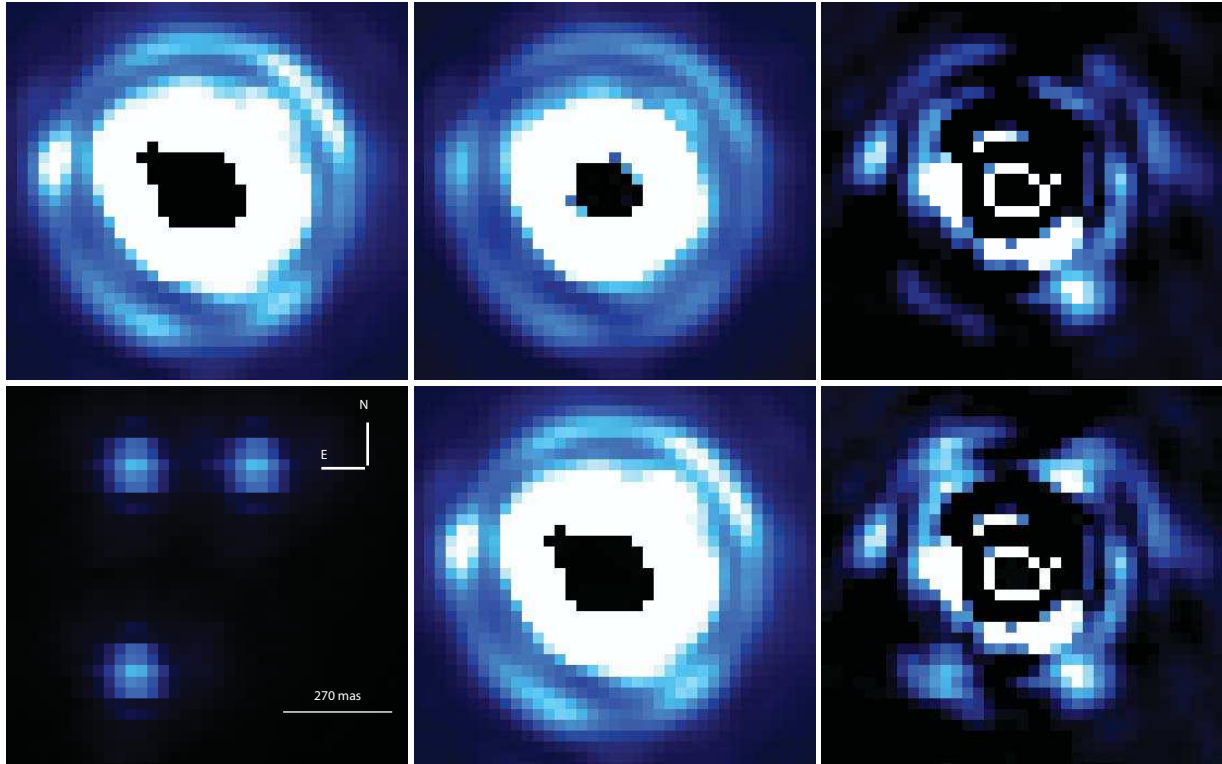
(circular orbit) or 8 to 15 AU ( $e=0.05$ ).

#### 4. Constraints on the mass of $\beta$ Pictoris b using information from the disk warp

We assume here that the companion detected in the present data is also responsible for the warp disk. Mouillet et al (S2) derived the following relation between the properties of the perturbing body and warp characteristics:

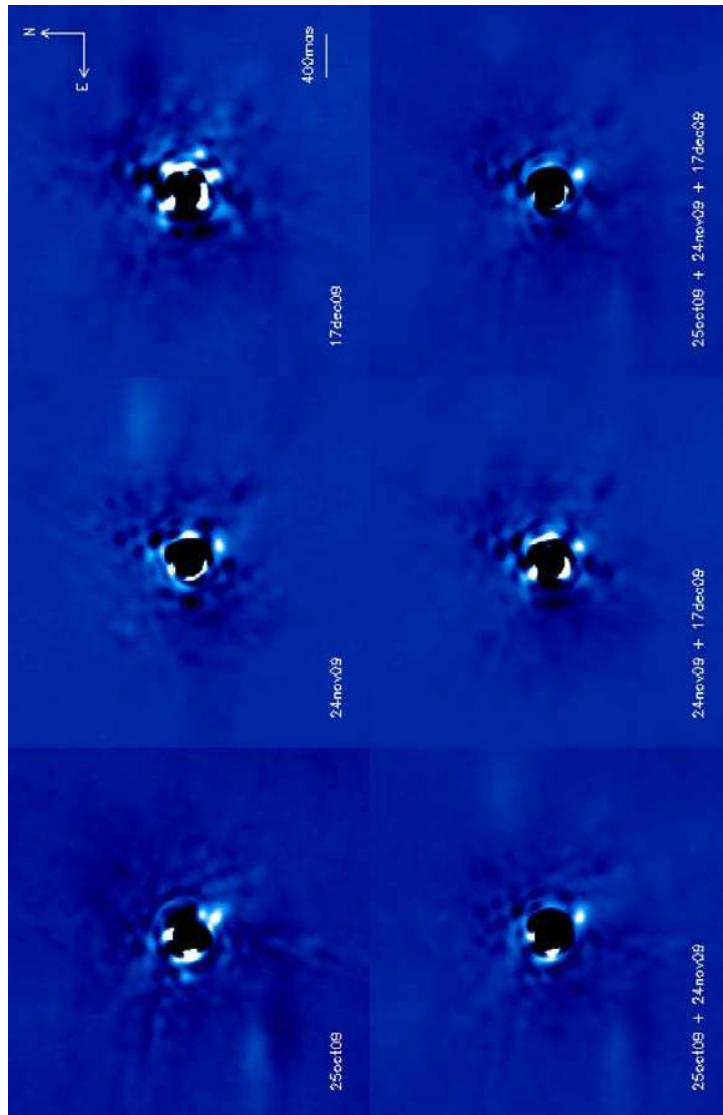
$$(M_p/M_*) * (T/5.2\text{yr})=10.(W_{\text{warp}}/10\text{AU})^{7/2} (10\text{AU}/a)^2 \quad (1)$$

where  $W_{\text{warp}}$  is the warp size (S3),  $M_p$  the perturbing body mass,  $M_*$  the star mass,  $a$  the semi major axis of the perturbing body, and  $T$  the age of the perturbing body. This relation quantifies the impact of the perturbing body properties (mass, age and location) on the outward extension of the planetesimal disk warp. The warp size is constrained by the imaging data to be 60-80 AU (S4, S5). For instance, assuming a warp size of 60 AU, a  $9 M_{\text{Jup}}$  planet on a 8 AU orbit would have an age of 8.7 Myr, fully compatible with the system age. We finally note that according to Eq. (1), and taking into account the possible ranges for the warp size, the planet age ( $> 8-3 = 5$  Myr, if one assumes that the planet formed in the first 3 Myr) and the range of possible orbital radii, we find that the perturbing body cannot be more massive than  $\sim 40 M_{\text{Jup}}$ . Even though it is based on simple assumptions (only one perturbing body, circular orbit, no migration (S6)), and it assumes that the planet is indeed located in the warped disk, this estimate, based on dynamical considerations is interesting as it is independent from the source brightness; it can therefore help testing the mass-luminosity relations based on evolutionary and atmosphere models.

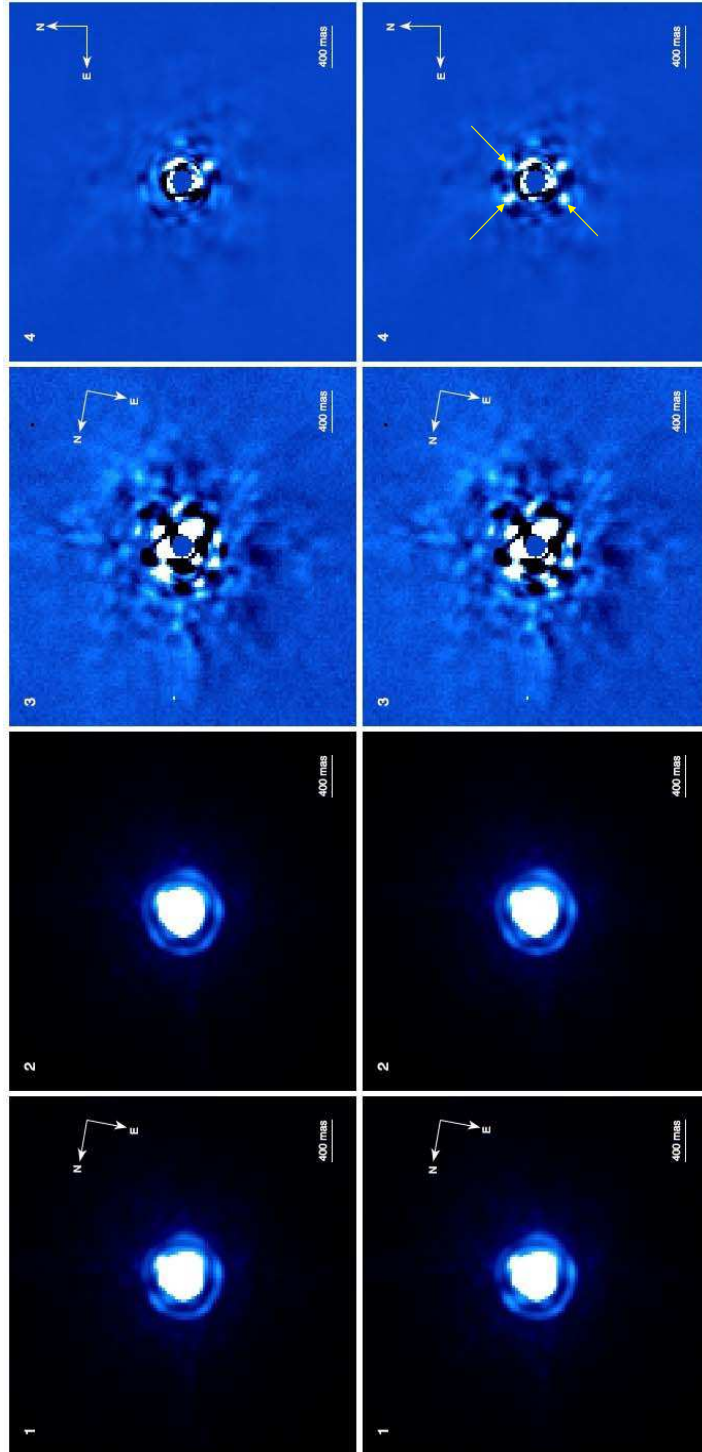


**Figure S1A:** Top: L'-band classical images of  $\beta$  Pictoris taken in October 2009 (left) and of the comparison star (middle). Subtraction of  $\beta$  Pictoris by the comparison star once scaled (right).

Bottom: artificial planets (left).  $\beta$  Pictoris image once the artificial planets (whose positions are shown in the left image and with brightnesses similar to that of the companion) have been added (middle) and the comparison star has been subtracted (right). On the right image, the artificial planets and  $\beta$  Pictoris b have comparable signals.

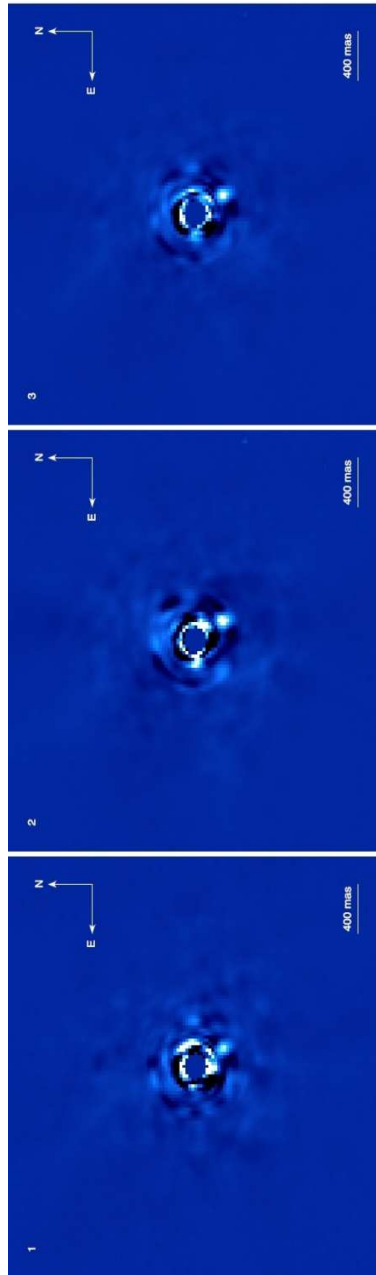


**Figure S1B:** Classical images obtained at different dates (top) and sum of these individual images (bottom).

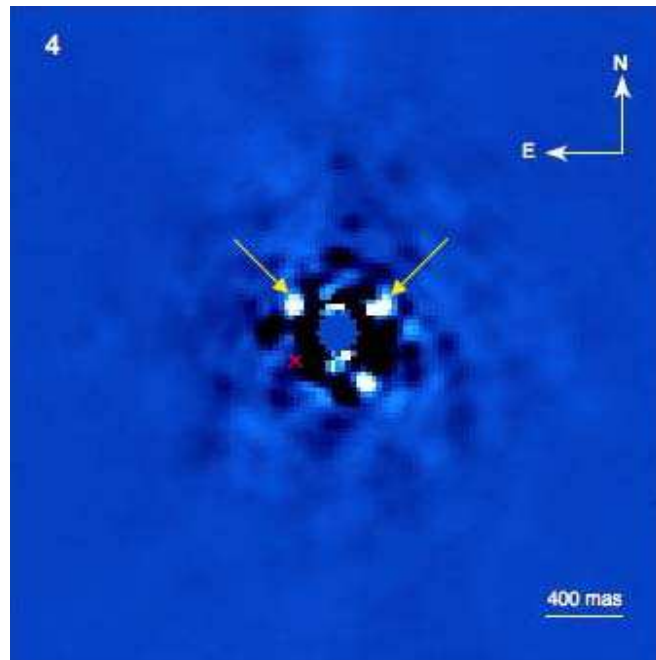
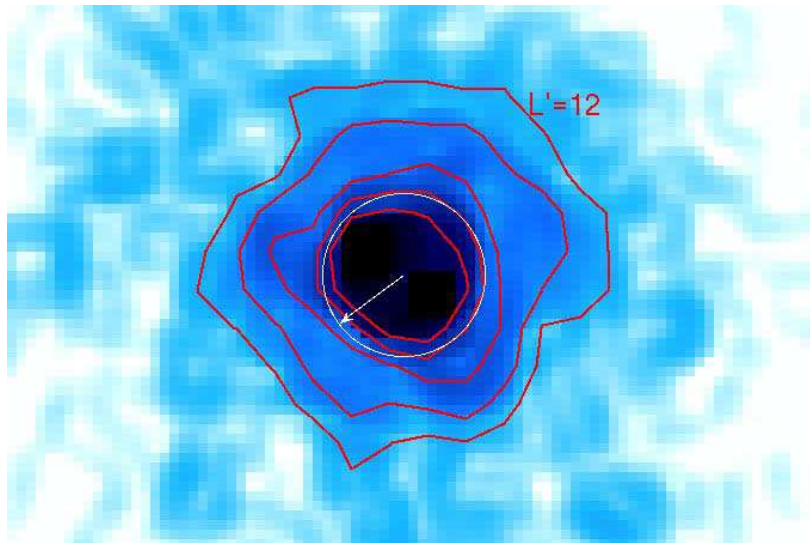


**Figure S1C:** Top: 1) Individual ADI image (30s exposure). 2) PSF estimated using of all individual images. 2) Individual image (same as 1), once corrected from the PSF (classical ADI). 3) Sum of all individual images, once de-rotated.

Bottom: Same as in the top figures, except that artificial planets (indicated by yellow arrows in the last image) have been introduced in each image, at PA=30, 150 and 330 degrees.



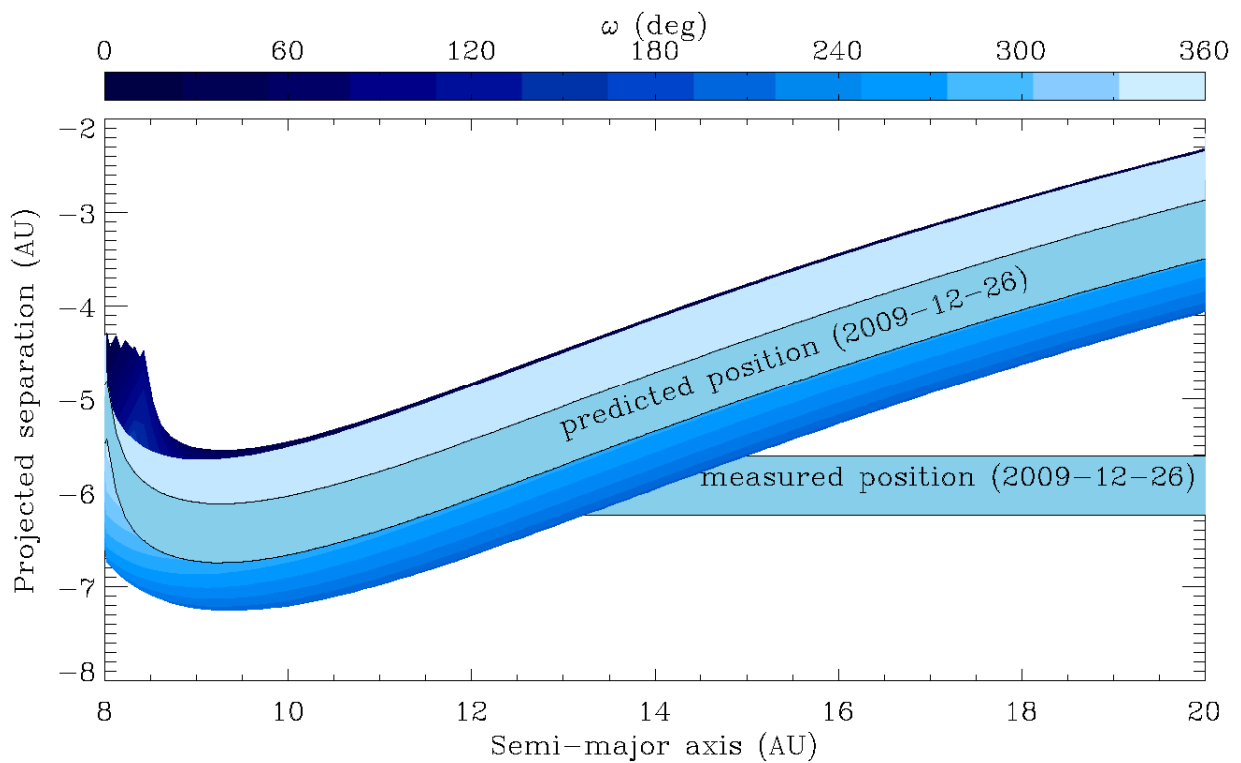
**Figure S1D:** Images obtained with ADI technique on December 27 (1) and December 29 (2) and (3) sum of (1) and (2) (resp. 1470 and 1980 sec exposure each). Classical ADI reduction has been performed.



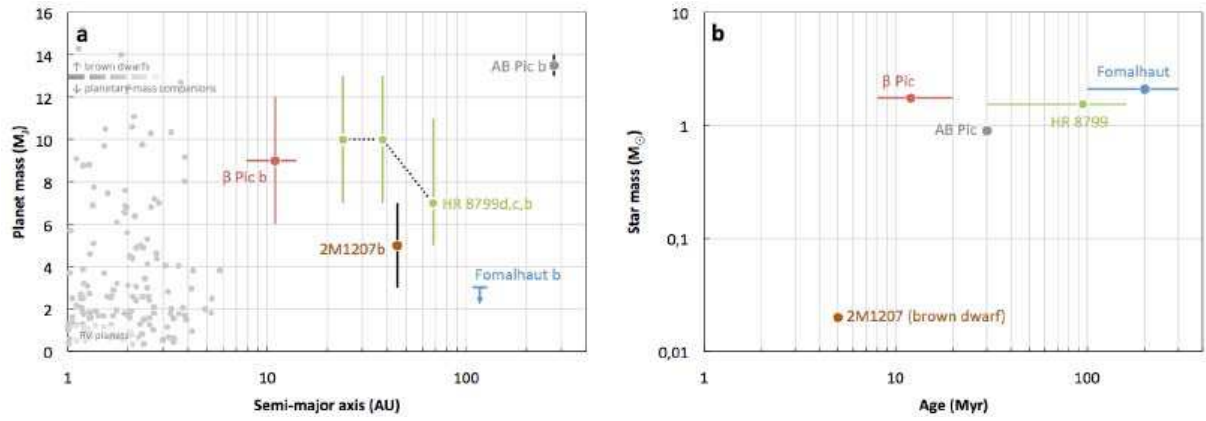
**Figure S2:**

Top: 4 sigma detection limits in October 2009 data. The red contours indicate absolute magnitude limits, separated by steps of 1 magnitude. The expected position of the source detected in November 2003, if background, is indicated by the end of the white arrow.

Bottom: ADI image (smart ADI) of Dec 26 after having introduced two artificial objects at separations identical to the one expected for the 2003 source if it was a background. For clarity purpose, and because of the presence of the companion SW of the star, the artificial objects have been introduced only North of  $\beta$  Pictoris. They are indicated by yellow arrows. Obviously, a signal similar to that of the fake objects is not observed at the position (indicated by a red cross) expected if the November 2003 was a background object.



**Figure S3:** Determination of possible semi-major axes of  $\beta$  Pictoris b. This plot presents the projected separation (in AU, a stellar distance of 19.3 pc is assumed) of the planet versus possible orbital semi-major axes for the planet. A negative projected separation means that the planet is the SW side of the disk. Acceptable solutions lie at the intersection between the planet position measured in 2009-12-26 ( $-5.8 \pm 0.3$  AU; horizontal blue band) and the predicted position at this same date assuming the planet had a projected separation of  $+7.9 \pm 0.15$  AU on 2003-11-10, and that it was seen after the passage in orbital quadrature. The predicted position curves assume a circular orbit and its thickness results from the propagation of the error bar on the planet position measured on 2003-11-10. Setting the orbital eccentricity to a non-zero value and letting the longitude of the periastron  $\omega$  vary between 0 and  $360^\circ$  broaden the set of possible semi-major axes (color-gradient curves). For an eccentricity of 0.05, acceptable solutions range from 7.9 to 15 AU.



**Figure S4:** Masses and semi-major axis (left) and parent star masses and ages (right) of confirmed imaged planetary mass objects. In the left image are also plotted the minimum masses and semi-major axis of planets detected by radial velocity searches. Among imaged planets,  $\beta$  Pictoris b has a shorter period and a younger age.



**Table S1A:** Log of observations (saturated images)

Date	Target	Obs. Mode	WFS	DIT*NDIT *Nexp	Par. Angle	<EC>/rms(EC)	<tau>/rms (tau)
2009-10-25	BPic	class	VIS	0.2*150*43	-17.3/-3.0	57.0(3.7)	3.4(1.2)
2009-10-25	HR2435	class	VIS	0.2/0.22*150*48	-19.6/-5.4	49.8(6.8)	5.1(1.3)
2009-11-25	BPic	class	VIS	0.2*150*52	-31.9/-16.3	54.4(9.2)	3.6(1.2)
2009-11-25	HR2435	class	VIS	0.2/0.22*150*58	-32.5/-15.8	50.7(11.7)	4.5(1.4)
2009-11-26	HR1674	class	VIS	0.2*150*52	-22.9/-8.7	41.9(9.5)	2.3(1.3)
2009-11-26	BPic	class	VIS	0.2*150*80	-27.0/-1.38	51.9(4.7)	4.6(1.3)
2009-11-26	HR2435	class	VIS	0.2/0.22*150* 53	-19.5/-2.5	63.0(4.7)	7.0(2.2)
2009-12-17	BPic	class	VIS	0.2*150*48	-29.7/-15.3	49.3(18.7)	10.9(3.2)
2009-12-17	HR2435	class	VIS	0.2/0.22*150*48	-31.3/-17.8	60.4(9.6)	10.4(3.1)
2009-12-26	BPic	ADI	IR	0.2*300*80	-12.3/32.1	51.9(13.3)	14.0(4.0)
2009-12-27	BPic	class	IR	0.2*150*48	-13.3/2.3	61.6(3.5)	12.8(4.5)
2009-12-27	HR2435	class	IR	0.2*150*54	-14.8(-0.5)	45.6(16.7)	6.9(3.5)
2009-12-29	BPic	ADI	IR	0.2*300*97	-37.9/23.1	59.1(11.8)	4.42(1.3)

**Table S1B:** Measurements

Date	Sep (mas)	PA (°)	$\Delta L'$ (mag)	Class/ADI
Oct. 25, 2009	297.6+/- 16.3	210.6+/-3.6	7.7+/-0.3	Class
Nov. 24+25+Dec17, 2009	299.4+/- 16.3	209.4+/- 3.5	7.5+/-0.3	Class
Dec, 26, 2009	302.2+/- 16.3	212.8+/-3.7	7.6+/-0.2	ADI
Dec 29, 2009	313.7+/-16.3	211.5+/-3.5	7.8+/-0.3	ADI

**Table S2A:** summary of the characteristics of gravitationally bound, planetary mass objects detected and confirmed in imaging

Name	$\Delta$ (AU)	a (AU)	M <sub>b</sub> (MJup)	I (o)	e	Age (Myr)	d (pc)	M <sub>A</sub> (Msun)	SpT <sub>A</sub>	Ref.
B Pictoris b	5-8	8-9 (e = 0.) 10-12 (e = 0.05)	9-1+3	90 (ds)	< 0.5	12-4+8	19.3	1.75	A5V	
HR 8799c	38	38	10	25 (s)		60-30+100	39.4	1.54	A5V	(S7)
2M1207 b	41		5+-2			8-3+4	52.4	0.025	M8	(S8)
HR 8799b	68	68	7	25 (s)		60-30+100	39.4	1.5	A5V	(S7)
Fomalhaut b	115	115 (e=0.12)	< 3	65 (d) 50 (s)	< 0.13	200+-100	7.7	2.1	A4V	(S9)
AB Pic b	275		13 - 14			30+-10	45.6	0.9	K2V	(S10)

**Table S2B:** summary of the characteristics of planetary mass candidates identified in imaging

Name	$\Delta$ (AU)	a (AU)	M <sub>b</sub> (MJup)	i (o)	e	Age (Myr)	d (pc)	M <sub>A</sub> (Msun)	SpT <sub>A</sub>	Ref.
SCR1845	4.5		9 - 65			0.1-10 Gyr	3.85+-0.02	< 0.1	M8.5	(S11)
HR8799d	24	24	10	25 (s)		60-30+100	39.4	1.5	A5V	(S7)
GJ758	29		34-14+6			6.2+2.5- 5.5 Gyr	15.5	0.97	G5V	(S12)
GQ Lup	103		4 - 40			1+-1	140+-50	0.8	K7V	(S13)
CHXR73 b	210		12-5+8			2	160	0.35	M3.5	(S14)
1RXSJ1609A	330		8-1+14			5	145+-20	0.85	K7V	(S15)
DH Tau b	330		11-3+10			1	140	0.5-0.6	M0.5V	(S16)
CT Cha	440		17+-6			2+-2	165+-30	0.8-0.9	K7V	(S17)
HD203030	487		23-11+8			220- 90+140	40.8	1.1	G8V	(S18)
UScoctio108	670		14-8+2			5-6	145+2	0.06	M7	(S18)
HN Peg	795		21-9+9			300	18.4	1.2	G0V	(S19)

References and Notes:

- S1. A.M. Lagrange, D. Gratadour, G. Chauvin, et al, *Astron. Astrophys.* 493, L21 (2009)  
S2. D. Mouillet, J.D. Larwood, J.C.B. Papaloizou, A.M. Lagrange, *Month. Not. R. Astron. Soc.* 1997, 292, 896 (1997)  
S3. The warp size is in the model the size of the planetesimal disk that has been gravitationally perturbed by the companion. We assume it corresponds to the radius where the images reveal a power law break in the inner disk brightness distribution.  
S4. D.A. Golimowski, D.R. Ardila, J.E. Krist, et al, *Astron. J* 131, 3109 (2006)  
S5. M. Ahmic, B. Croll, P. Artymowicz, *Astrophys. J* 705, 529 (2009)  
S6. Note however that early migration due to planet-disk interaction would not have a significant impact on the results.  
S7. C. Marois, T. MacIntosh, B. Barman, et al., *Science* 322, 1348 (2008)

- S8. G. Chauvin, A.M. Lagrange, C. Dumas, et al, *Astron. Astrophys.* 425, L29 (2004)
- S9. P. Kalas, P., J. R.Graham, E. Chiang, E., et al, *Science* 322, 1345 (2008)
- S10. G. Chauvin, A.M. Lagrange, Zuckerman, B., et al, *Astron. Astrophys.* 438, L25 (2005)
- S11. B.A. Biller, M. Kasper, L. Close, et al., *Astrophys. J* 641, 141 (2006)
- S12. C. Thalmann, J. Carson, M. Janson, et al., *Astrophys. J* 707, 123 (2009)
- S13. R. Neuhauser, E. Guenther, M. Mugrauer, et al., *Astron. Astrophys.* 435, L13 (2005)
- S14. K.L. Luhman, J.C. Wilson, M.R. Meade, et al., *Astrophys. J* 649, 894 (2007)
- S15. D. Lafreniere, R. Jayawardhana, M.H. van Kerkwijk, et al., *Astrophys. J* 689, 153 (2008)
- S16. Y. Itoh, M. Hayashi, M. Tamura, et al., *Astrophys. J* 620, 984 (2005)
- S17. T.O.B. Schmidt, R. Neuhaeuser, A. Seifahrt, et al., *Astron. Astrophys.* 491, 311 (2008)
- S18. S.A. Metchev, L. A. Hillenbrand, *Astrophys. J* 651, 1166 (2008)
- S19. K.L. Luhman, B.M. Patten, M. Marengo, et al., *Astrophys. J* 654, 570 (2007)

**3.2 Lettre A&A : Ks high angular resolution detection of  $\beta$  Pictoris b**

LETTER TO THE EDITOR

# High angular resolution detection of $\beta$ Pictoris b at $2.18 \mu\text{m}^*$

M. Bonnefoy<sup>1</sup>, A.-M. Lagrange<sup>1</sup>, A. Boccaletti<sup>2</sup>, G. Chauvin<sup>1</sup>, D. Apai<sup>3</sup>, F. Allard<sup>4</sup>, D. Ehrenreich<sup>1</sup>, J. H. V. Girard<sup>5</sup>,  
D. Mouillet<sup>1</sup>, D. Rouan<sup>2</sup>, D. Gratadour<sup>2</sup>, and M. Kasper<sup>6</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble, Université Joseph Fourier, CNRS, BP 53, 38041 Grenoble, France  
e-mail: mbonnefo@obs.ujf-grenoble.fr

<sup>2</sup> LESIA, Observatoire de Paris, 5 place Jules Janssen, 92195 Meudon, France

<sup>3</sup> Space Telescope Science Institute, 3700 San Martin Drive Baltimore, MD 21218, USA

<sup>4</sup> Centre de Recherche Astronomique de Lyon, 46 allée d'Italie, 69364 Lyon cedex 7, France

<sup>5</sup> European Southern Observatory, Casilla 19001, Santiago 19, Chile

<sup>6</sup> European Southern Observatory, Karl Schwarzschild St, 2, D-85748 Garching

Received November, 30 2010 / Accepted date : very soon!

## ABSTRACT

**Context.** We directly detected in Fall 2009 and 2010 a gaint planet around the young star  $\beta$  Pictoris. This planet is the closest to its parent star ever imaged. With an estimated mass of about  $9 M_{\text{Jup}}$  and separation of 8-15 AU, it explains most of the peculiarities of  $\beta$  Pictoris and its disk.

**Aims.** Previous detections were made in the L' band ( $3.8 \mu\text{m}$ ) and at  $4.05 \mu\text{m}$ . We recorded new  $K_s$  band data ( $2.18 \mu\text{m}$ ) in order to measure its color and get an additional estimate of its mass and effective temperature

**Methods.** Angular differential  $K_s$ -band images of  $\beta$  Pictoris have been recorded with NaCo in March and April 2010.

**Results.** The companion is detected at  $K_s$ . This independently confirms the physical nature of  $\beta$  Pictoris b inferred from the L' and NB.4.05 bands. The increase of the projected separation between Fall 2009 and April 2010 observations is compatible with the expected orbital motion. Using the absolute  $K_s$  photometry, "hot start" evolutionary models predict a mass in agreement with previous estimations. Moreover, this mass is compatible with  $T_{\text{eff}} = 1600 \pm 200 \text{ K}$  derived from the comparison of the  $K_s - L'$  color to those generated using synthetic spectra.

**Key words.** Instrumentation: adaptive optics – stars: early-type – stars: planetary systems – stars: individual ( $\beta$  Pictoris)

## 1. Introduction

Since the discovery of circumstellar debris disks in the eighties, the young ( $12^{+8}_{-4}$  Myr; Zuckerman et al. 2001) and close ( $19.3 \pm 0.2 \text{ pc}$ ; Crifo et al. 1997) A5V star  $\beta$  Pictoris has been considered as prototype of young planetary systems. Together with the other debris disks imaged, this system enables the study of the physical and chemical characteristics of sites where planetary formation is on-going or just finished. Recently, we were able to detect a companion orbiting the star at a distance ranging between 8 and 15 AU. Its  $L' = 11.2 \pm 0.15$ <sup>1</sup> apparent magnitude translates into a temperature of  $\sim 1500 \text{ K}$  and a mass of  $\sim 8 M_{\text{Jup}}$  according to Lyon's group models (Baraffe et al. 2003). As such, and if located at 8-15 AU, the companion could explain most morphological (asymmetries) and dynamical peculiarities of the  $\beta$  Pictoris dust system, as well as the FEB phenomenon at the origin of the replenishment of the disk gas phase. In particular, it could explain the characteristics of the warp observed within the inner part of the disk (Lagrange et al. 2010, and ref. therein; hereafter L10). Interestingly in the present context of planet formation theories,  $\beta$  Pictoris b is located in the disk region where giant planets can form by core-accretion, in contrast to the few

other planets detected by direct imaging so far (Marois et al. 2008; Kalas et al. 2008; Chauvin et al. 2005a,b; Lafrenière et al. 2010), located further away from their parents.

The mass determination of  $\beta$  Pictoris b as well as of the other planets imaged, relies however on the model dependent luminosity-mass relation provided by the so-called evolutionary models. The "Hot-start" evolutionary models consider the formation of planets by a spherical collapse of a gaseous cloud where all the gravitationnal energy released is transferred into heat. The young planet is therefore hot during its first 100 Myr, which may allow the planet direct detection with current instruments around young stars. Recently, however, Fortney et al. (2008) have developed an alternative, "cold-start" model, in which a significant amount of energy is lost during the gas accretion process. This model accounts for the stages of core accretion. As a result of this loss of energy, they predict planets much fainter than the "hot-start" model predictions at young ages: a massive planet is predicted for instance to be  $\approx 5$  magnitudes fainter. Under such assumptions, and except during the very short accretion stage, young planets would not be detectable with current instruments. We note that the difference between both models decreases with time, but remains significant up to 1 Gyr for very massive planets. Since these different models, which probably represent two extreme situations, have not been calibrated so far, their reliability is still questionable. This is why detecting and characterizing the properties of young giant planets, and ultimately measuring their masses is fundamental to val-

\* Based on observations collected at the European Southern Observatory, Chile, ESO. Program ID: 284.C-5057.

<sup>1</sup> Taking the weighted mean and the standard deviation of the different values reported in Lagrange et al. (2009) and Lagrange et al. (2010).

**Table 1.** Observing log of the  $\beta$  Pictoris data, and corresponding atmospheric conditions.

Mode	Date	Band	Density filter	Camera	DIT (s)	NDIT	$N_{\text{exp}}$ (s)	$\theta_{\text{start}}/\theta_{\text{end}}^a$ ( $^\circ$ )	$\langle \text{EC} \rangle^b$ (%)	$\langle \tau_0 \rangle^c$ (ms)
PSF	2010-03-20	$K_s$	ND-Short	S13	0.35	100	8	62.3/63.8	42.3	3.3
Sat.	2010-03-20	$K_s$	–	S13	0.35	100	120	64.0/83.9	36.9	3.7
PSF	2010-04-10	$K_s$	ND-Short	S27	0.15	100	8	60.4/61.2	22.1	7.9
Sat.	2010-04-10	$K_s$	–	S27	0.15	150	160	62.1/82.2	20.4	7.4

**Notes.** <sup>(a)</sup> Range of parallactic angles ( $\theta$ ) at the start/end of the observation. <sup>(b)</sup> The average coherent energy (K-band) as estimated on-line by the AO system. <sup>(c)</sup> The average coherence time as estimated on-line by the AO system.

idate the models. If  $\beta$  Pic b indeed formed by “core-accretion”, then the “cold-start” model predict mass well above the upper limit set by the dynamical study of the disk and past radial velocity measurements on the star.

In order to further constrain  $\beta$  Pictoris b properties (magnitude, colors), we performed in early 2010 high-contrast and high-spatial resolution observations with NaCo (Rousset et al. 2003; Lenzen et al. 2003) at  $K_s$ . We present these observations in Section 2, and discuss them in Section 3.

## 2. Observations and data reduction procedures

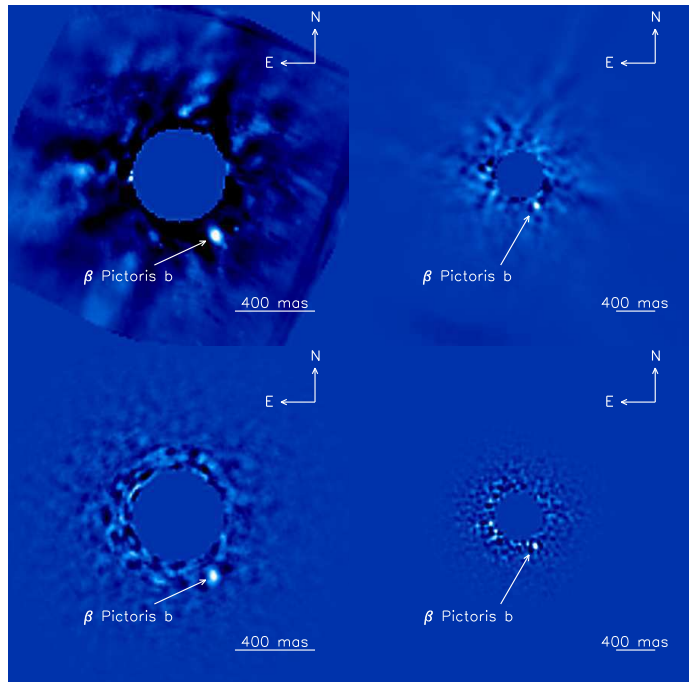
### 2.1. Observations

$K_s$ -band images of  $\beta$  Pictoris were obtained in March and April 2010 in Service Mode with NaCo in Angular Differential Imaging (hereafter ADI, Marois et al. 2006). The visible wave-front sensor was used with the  $14 \times 14$  lenslet array, together with a visible dichroic that transmits the visible light to the wave front sensor and the IR light to CONICA. We chose the CONICA S13 and S27 cameras in March and April respectively. They provide pixel scales of  $\sim 13$  and  $\sim 27$  mas respectively. Saturated images of  $\beta$  Pictoris were recorded, as well as a few non saturated images to estimate the stellar point spread function (PSF) and serve as a photometric calibrator. In March, we adopted a two-position dithering pattern every three DIT  $\times$  NDIT exposures with DIT=0.35s, and NDIT=100. In April, we chose a four position dithering pattern every two DIT  $\times$  NDIT exposures with DIT=0.15s and NDIT=150. DIT where chose so as to saturate the PSF core of  $\beta$  Pictoris over  $\sim 8$  pixels. Each frame was stored into a datacube. Both settings allow accurate sky and instrumental background removal. For the PSF images, a neutral density filter (transmission = 1.12 % , Boccaletti et al. 2008) was inserted in the CONICA optical path. Finally, twilight flat fields were recorded as well. The S13 and S27 cameras provide platescale of 13.27 and 27.15 mas per pixel, respectively.

The log of the observations is reported in Table 1, as well as the observing conditions. We note that as the star was rather low on the horizon, the variations of the parallactic angle, and hence the field-of-view (FoV) rotation during the saturated sequences were relatively small ( $2.2 \times \text{FWHM}$  at a separation of 350 mas for March and April observations) at the separation of the companion. Such a value is nevertheless large enough to perform ADI reduction (see below).

### 2.2. Data reduction

The reduction procedure basically follows that described in the Supporting Online Material<sup>2</sup> of Lagrange et al. (2010). The scheme consists in 1) correcting each image in each datacube for



**Fig. 1.**  $\beta$  Pictoris b at  $K_s$ . Top:  $K_s$ , S13 data, with a 13 mas/pixel sampling (left) and  $K_s$ , S27 data, with a 27 mas/pixel sampling (right). These images have been obtained using Method Red<sub>1</sub>. Bottom:  $K_s$ , S13(left) and  $K_s$ , S27 data (right) reduced with method Red<sub>2</sub> (LOCI).

background and sky variations as well as bad/hot pixels, 2) sorting the best images based on the flux distribution into the stellar halo, 3) collapsing the cubes<sup>3</sup>, 4) recentering the “cleaned” images thus obtained, 5) estimating the stellar halo for each image, 6) subtracting the estimated stellar halo to each image, 7) derotating the residual images thus obtained and 8) stacking (average or median) the derotated residual images. The most critical steps are the centering of the data, which limits the final astrometric precision of the companion position, and the estimation of the stellar halo, which affects the levels of residuals. The centering is done either using a cross-correlation of the different images, or fitting a Moffat function.

The estimation of the star halo is made using two different ADI algorithms:

- For each image  $i$ , we select first the images of the data set for which the FoV has rotated by more than  $\alpha \times \text{FWHM}$  at the approximate separation of  $\beta$  Pictoris b, ie 26 pixels (S13

<sup>3</sup> Given the relatively short exposure times (22.5 to 35s), and the star position at the observing time, the FoV did not rotate significantly during the recording of each data cube, so that the data within each cube can be safely averaged out into a single frame without impacting on the image quality.

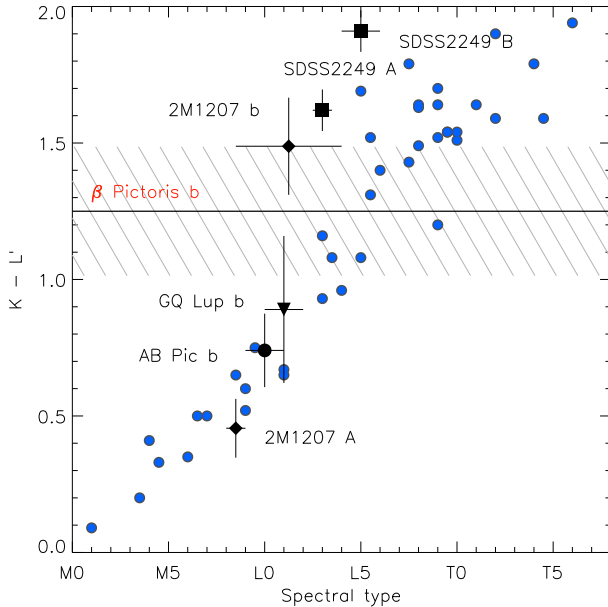
<sup>2</sup> <http://www.sciencemag.org/cgi/content/full/science.1187187/DC1>

**Table 2.** Photometric and astrometric measurements in the  $K_s$  band.

Camera	Methods	$\Delta K_s$ (mag)	$\rho$ (mas) (mas)	PA ( $^\circ$ )
S13	$Red_1/sym.AP$	$9.2^{+0.3}_{-0.2}$	–	–
S13	$Red_1/neg.AP$	$9.2 \pm 0.1$	$346 \pm 9$	$210.4 \pm 0.8$
S13	$Red_2/-$	–	$343 \pm 12$	$209.3 \pm 0.3$
S27	$Red_1/sym.AP$	$9.2 \pm 0.2$	–	–
S27	$Red_1/neg.AP$	$9.2 \pm 0.1$	$346 \pm 12$	$207.8 \pm 2.0$
S27	$Red_2/-$	–	$355 \pm 2$	$208.6 \pm 1.3$

data) or 13 pixels (S27 data). Among these selected images, we keep the  $n$  closest in time. These  $n$  images are then averaged and subtracted to image  $i$ . The individual residuals thus obtained are derotated. Their mean or median is then computed to get the final image. Different values of  $\alpha$  and  $n$  were tried. The optimal results are obtained for  $n=6$  and  $\alpha = 1.2$  (S13) and  $1.0$  (S27). We note that the best values of  $\alpha$  are a compromise between having a large field rotation and a large number of usable files. This method is referred to as *Red\_1*.

- We developed an algorithm following Lafrenière et al. (2007) LOCI approach. The halo is estimated and subtracted for a given input frame  $i$  inside  $N$  boxes (radially and azimuthally defined) taking a linear combination of the input frames. The coefficients of the combination are determined so as to minimize the residual variations inside an optimization zone taken on the halo-subtracted image  $i$ . Optimization regions are much bigger (typically 300 FWHM in area) than subtracted zones to avoid self-eliminating point like objects. LOCI provides the best extraction of the planetary signal for  $\alpha = 0.5$  and using 40 to 80 frames out of 120. This method is referred to as *Red\_2*.



**Fig. 2.**  $K - L'$  color of  $\beta$  Pictoris b (dashed zone; transferred from the NACO to the MKO system) compared to those of field dwarfs (blue spots) and young substellar objects (black dots). The color is compatible with those of field L2–T0 dwarfs.

### 2.3. Photometric measurements

Some of the planet flux has been self-subtracted during the stellar halo removal process. To retrieve the photometric information inside our final images, we followed two approaches:

- We inject artificial planets (AP) into the raw images at a separation similar to that of  $\beta$  Pictoris b, but with different projection angles (referred as *sym.AP*). The AP is built using the unsaturated reduced image of  $\beta$  Pictoris scaled to a given planet magnitude. We then search for the averaged flux that minimizes the difference between  $\beta$  Pictoris b and the fake planets. The standard deviation of flux ratio values derived from the set of fake planets gives an estimation of the error on the planet flux.
- We inject AP with a given flux at the position of the detected source, and subtract it to this source (referred as *neg.AP*). We iterate with different AP fluxes, to find the parameters that minimize the standard deviation of the residuals inside an aperture centered at the position of the companion. The moderate dispersion of optimals injected AP flux found using different apertures sizes for the estimation of the residuals provides an estimation of the photometric error.

### 2.4. Astrometric measurements

To derive the separation and position angle of the companion with respect to the star, we both have to locate the accurate position of the planet and that of the star on the detector pixels. As for the companion, we considered two methods :

- LOCI images provide the best speckle rejection and are therefore more appropriate to locate accurately the position of the planet with straightforward algorithm (in most cases the planet is brighter than the speckles). Gaussian fitting is applied on a representative set of LOCI images (various parameters are used) in both S13 and S27 data. We then obtained the means and standard deviations.
- We cross-correlated and subtracted an AP pattern injected at the guessed position of the companion inside the *Red\_1* images. This method is applied for different AP fluxes while estimating the photometry with *neg.AP*. The optimal flux is found minimizing the standard deviation of the residuals. The error on the position is derived considering the interval of AP positions that does not change the standard deviations of the residuals. It also takes into account the influence of the size of the optimization zone.

As for the star, its location is measured on the median of the saturated images. But, the saturation causes the centroid estimation to be impacted by some very close speckles. We then built a fake saturated PSF using the non-saturated frames to account for this effect in our error bars. The final projection angles (PA) and separations ( $\rho$ ) are reported in Table 2.

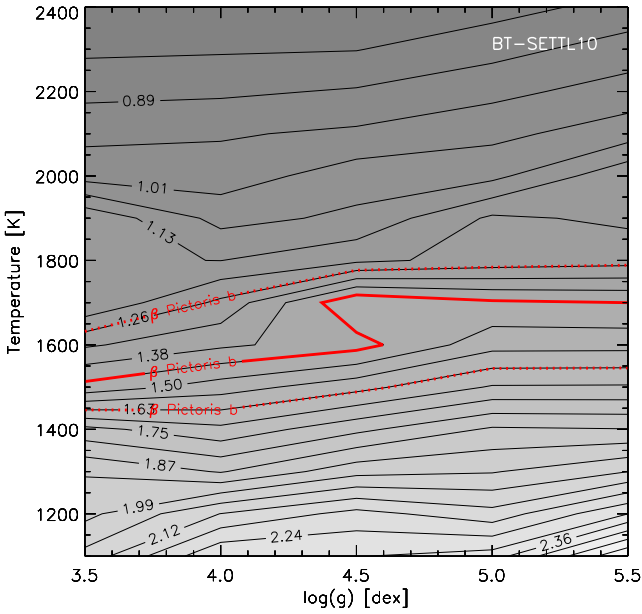
## 3. Results and discussion

### 3.1. $\beta$ Pictoris b at $K_s$

Figure 1 shows the images obtained during both runs. They do confirm the planet detection. Together with the detection at M band with the recently available APP device on NaCo (Quanz et al. 2010, hereafter Q10), we have now two confirmations of the  $\beta$  Pictoris b recovery.

As expected, the imperfect determination of the centroid of the star caused by the saturation is the largest source of uncertainty in the astrometric position of the planet (Table 2). We find separations (331–358 mas) and PA (205.8–211.2°) in agreement with the Q10 values. The planet separation has then increased between Fall 2009 and April 2010. The variation is in agreement with an edge-on orbital motion in the sense of rotation of the  $\beta$  Pictoris disk. ( $\sim 27$  mas between Fall 2009 and April 2010). Further measurements will be necessary to secure and monitor this small orbital variation.

The photometry is measured on the data reduced with *Red\_1* only, since this method limits non-linear flux losses. The results are reported in Table 2. Both photometric methods lead to similar contrast values that do not depend on the camera. The uncertainties are however reduced when using *neg.AP*. We finally adopt  $\Delta K_s = 9.2 \pm 0.1$  mag. We retrieved the NaCo  $K_s$  band magnitude of the star ( $K_s[\text{NaCo}] = 3.444 \pm 0.009$  mag) from the ESO  $K$  band magnitude of van der Bliik et al. (1996). We first derived the 2MASS magnitude of the star from updated transformation formulas<sup>4</sup> of Carpenter (2001). The shifts between the NaCo and the 2MASS systems are eventually found to be negligible for an A5 star of the Pickles (1998) library. We then derive  $K_s = 12.64 \pm 0.11$  mag and  $M_{K_s} = 11.21 \pm 0.13$  mag for the companion. We finally find  $K_s - L' = 1.43 \pm 0.19$  mag for  $\beta$  Pictoris b, assuming quadratically combined errors.



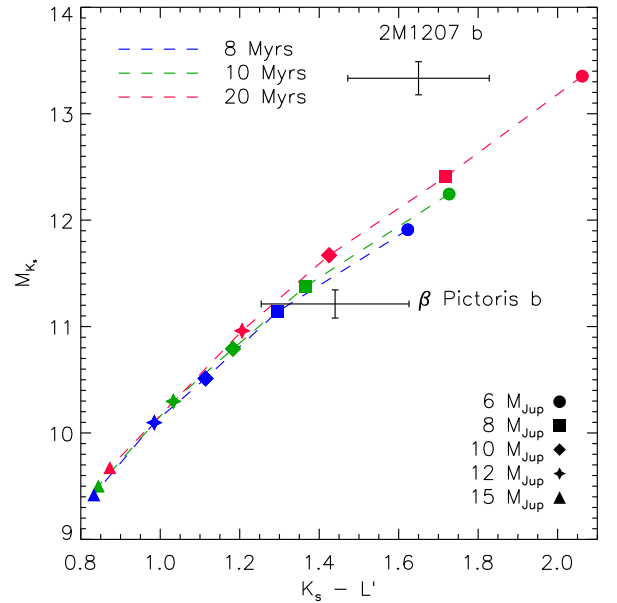
**Fig. 3.** Iso-contour plot of  $K_s - L'$  variations with  $T_{\text{eff}}$  and  $\log g$  computed on BT-SETTL10 spectra. The overlaid  $\beta$  Pictoris b color (red line) with its uncertainties (red dotted line) constrains the  $T_{\text{eff}}$  to  $1600 \pm 200$  K.

### 3.2. Spectral type, atmospheric parameters, and mass

We compared the  $K_s - L'$  color of  $\beta$  Pictoris b to color of field dwarfs from Golimowski et al. (2004) in Fig. 2. This required translating the color into the MKO system (Simons & Tokunaga 2002; Tokunaga et al. 2002). Since there is currently no spectral library of late-type dwarfs covering the full NaCo  $L'$  band

yet (3.38–4.31  $\mu\text{m}$ ), we found a color correction between the NaCo and MKO filters system of 0.17 mag using synthetic spectra at the estimated effective temperature ( $T_{\text{eff}}$ ) of the companion. The same operation was repeated for the components of the young 2M1207 system ( $\sim 8$  Myr, Chauvin et al. 2004; Patience et al. 2010) and for AB Pic b ( $\sim 30$  Myr, Chauvin et al. 2005b; Bonnefoy et al. 2010) assuming the  $T_{\text{eff}}$  and surface gravities ( $\log g$ ) found in the literature. Their colors are reported in Fig. 2, along with those of GQ Lup b ( $\sim 1$  Myr, Marois et al. 2007; Lavigne et al. 2009) and SDSS J224953.47+004404.6AB ( $\sim 100$  Myr, Allers et al. 2010). The color is compatible with those of L2 to  $\sim$ T0 field dwarfs. This result fits well with the conclusions of Q10 from the  $L' - \text{NB.4.05}$  color. However, we notice that the colors of 2M1207 B and SDSS J224953.47+004404.6AB are  $\sim 0.5$  mag redder than those of L field dwarfs analogs. Allers et al. (2010) suggest that this apparent reddenning could be a signature of youth. Hence, this could eventually shift the  $\beta$  Pictoris b spectral type range toward earlier classes.

The color can also be compared to those of synthetic spectra from the state-of-the-art atmospheric models BT-SETTL10<sup>5</sup> (see King et al. 2010, and ref. therein for the most recent description of the models) for various effective  $T_{\text{eff}}$  and  $\log g$  (Fig. 3). The colors are synthesized using the NaCo passbands and a spectrum of Vega. They increase with decreasing  $T_{\text{eff}}$  and increasing  $\log g$ , reproducing the empirical trend mentioned above. We deduce  $T_{\text{eff}} = 1600 \pm 200$  K for  $\beta$  Pictoris b but are unable to constrain  $\log g$ . Our results are compatible with those obtained with the former libraries AMES-DUSTY00 and AMES-COND00 (Allard et al. 2001) and with the  $T_{\text{eff}} \sim 1470\text{--}1700$  K derived by Q10.



**Fig. 4.** Location of  $\beta$  Pictoris b and 2M1207 B into a color-magnitude diagram with respect to SETTL evolutionary tracks.

We infer a mass between 7 and 11  $M_{\text{Jup}}$  from the comparison of  $M_{K_s}$  to the SETTL evolutionary models (using the interior models of Chabrier et al. 2000, and the BT-SETTL atmospheric models). This is in excellent agreement with that derived from

<sup>4</sup> <http://www.astro.caltech.edu/jmc/2mass/v3/transformations/>

<sup>5</sup> <http://phoenix.ens-lyon.fr/Grids/BT-Settl/SPECTRA/>



the L' band, the NB 4.05 band, and our  $T_{\text{eff}}$  estimation. Finally,  $\beta$  Pictoris b falls on the evolutionary tracks inside a  $M_K$  versus  $K_s - L'$  diagram (Fig. 4). As a comparison, we also show the location of the 8 Myrs old 2M1207 B companion whose very red 1.1–2.5 spectra and underluminosity can be explained by an extinction produced by circumsubstellar material (Mohanty et al. 2007; Patience et al. 2010). Then, these results further reinforce the idea that this companion lies inside the planetary mass range.

Forthcoming near-infrared and L' band spectroscopy and extended photometry of  $\beta$  Pictoris b should bring additional constraint on  $T_{\text{eff}}$ . They could also provide the first estimations of  $\log g$  and the metallicity. Finding abundancies different from the star ( $[M/H]=0.05$ , Gray et al. 2006) could give additional insights on the formation mechanism of this companion (Chabrier et al. 2007; Fortney et al. 2008). These should improve our knowledge on the physics and chemistry involved in exoplanetary atmospheres. To conclude, this system offers the opportunity to measure the dynamical mass of the companion using imaging in combination with radial velocity measurements corrected from  $\beta$  Pictoris activity. Together with the luminosity, the  $T_{\text{eff}}$ ,  $\log g$ , and  $M/H$ , it could provide a key toward understanding the formation and evolution of exoplanets.

*Acknowledgements.* We would like to thank ESO staff for his help. We acknowledge financial support from the French Programme National de Planétologie (PNP, INSU).

## References

- Allard, F., Hauschildt, P. H., Alexander, D. R., et al. 2001, *ApJ*, 556, 357  
 Allers, K. N., Liu, M. C., Dupuy, T. J., & Cushing, M. C. 2010, *ApJ*, 715, 561  
 Baraffe, I., Chabrier, G., Barman, T. S., et al. 2003, *A&A*, 402, 701  
 Boccaletti, A., Chauvin, G., Baudoz, P., & Beuzit, J. 2008, *A&A*, 482, 939  
 Bonnefoy, M., Chauvin, G., Lagrange, A., et al. 2010, *A&A*, submitted  
 Carpenter, J. M. 2001, *AJ*, 121, 2851  
 Chabrier, G., Baraffe, I., Allard, F., & Hauschildt, P. 2000, *ApJ*, 542, 464  
 Chabrier, G., Baraffe, I., Selsis, F., et al. 2007, *Protostars and Planets V*, 623  
 Chauvin, G., Lagrange, A., Dumas, C., et al. 2004, *A&A*, 425, L29  
 Chauvin, G., Lagrange, A., Dumas, C., et al. 2005a, *A&A*, 438, L25  
 Chauvin, G., Lagrange, A., Zuckerman, B., et al. 2005b, *A&A*, 438, L29  
 Crifo, F., Vidal-Madjar, A., Lallement, R., et al. 1997, *A&A*, 320, L29  
 Fortney, J. J., Marley, M. S., Saumon, D., & Lodders, K. 2008, *ApJ*, 683, 1104  
 Golimowski, D. A., Leggett, S. K., Marley, M. S., et al. 2004, *AJ*, 127, 3516  
 Gray, R. O., Corbally, C. J., Garrison, R. F., et al. 2006, *AJ*, 132, 161  
 Kalas, P., Graham, J. R., Chiang, E., et al. 2008, *Science*, 322, 1345  
 King, R. R., McCaughrean, M. J., Homeier, D., et al. 2010, *A&A*, 510, A99+  
 Lafrenière, D., Jayawardhana, R., & van Kerkwijk, M. H. 2010, *ApJ*, 719, 497  
 Lafrenière, D., Marois, C., Doyon, R., et al. 2007, *ApJ*, 660, 770  
 Lagrange, A., Bonnefoy, M., Chauvin, G., et al. 2010, *Science*, 329, 57  
 Lagrange, A., Gratadour, D., Chauvin, G., et al. 2009, *A&A*, 493, L21  
 Lavigne, J., Doyon, R., Lafrenière, D., et al. 2009, *ApJ*, 704, 1098  
 Lenzen, R., Hartung, M., Brandner, W., et al. 2003, in *SPIE Conference Series*, Vol. 4841, 944–952  
 Marois, C., Lafrenière, D., Doyon, R., et al. 2006, *ApJ*, 641, 556  
 Marois, C., Macintosh, B., & Barman, T. 2007, *ApJ*, 654, L151  
 Marois, C., Macintosh, B., Barman, T., et al. 2008, *Science*, 322, 1348  
 Mohanty, S., Jayawardhana, R., Huélamo, N., et al. 2007, *ApJ*, 657, 1064  
 Patience, J., King, R. R., de Rosa, R. J., & Marois, C. 2010, *A&A*, 517, A76+  
 Pickles, A. J. 1998, *PASP*, 110, 863  
 Quanz, S. P., Meyer, M. R., Kenworthy, M., et al. 2010, *ArXiv e-prints*. (Q10)  
 Rousset, G., Lacombe, F., Puget, P., et al. 2003, in *SPIE Conference Series*, ed. P. L. Wizinowich & D. Bonaccini, Vol. 4839, 140–149  
 Simons, D. A. & Tokunaga, A. 2002, *PASP*, 114, 169  
 Tokunaga, A. T., Simons, D. A., & Vacca, W. D. 2002, *PASP*, 114, 180  
 van der Bliik, N. S., Manfroid, J., & Bouchet, P. 1996, *VizieR Online Data Catalog*, 411, 90547  
 Zuckerman, B., Song, I., Bessell, M. S., & Webb, R. A. 2001, *ApJ*, 562, L87

### 3.3 Bilan et perspectives

Il est assez curieux pour moi de noter que la première image du disque de débris autour de l'étoile  $\beta$  Pictoris a été prise l'année de ma naissance ! Plus de 25 ans après, ce système est toujours un centre d'intérêt majeur pour étudier la formation des systèmes exoplanétaires. Suite à la détection d'un candidat compagnon en 2003 dans le plan du disque de l'étoile, nous avons mené une campagne d'observations sur l'instrument NACO pour tenter de le redétecter. A l'aide des outils de traitements des données présentés dans la partie II, nous sommes parvenus à retrouver la source qui, entre temps, était passée de l'autre côté de son étoile.  $\beta$  Pic b confirme que les planètes sont déjà formées et perturbent le disque. On montre aussi que les modèles évolutifs "cold start" qui font les hypothèses d'un scénario de formation par accrétion sur un coeur rocheux et d'une évacuation totale de l'énergie du choc d'accrétion ne fonctionnent pas pour cet objet. Les nouveaux modèles de Baraffe et al. (2009) où seule une partie de l'énergie lors du choc d'accrétion est dissipée par radiation pourraient résoudre le problème.

Pour compléter l'étude du système, deux nouvelles séries d'observations ont été réalisées. La première, à  $4.05 \mu\text{m}$ , confirme notre redétection. L'étude, à laquelle je suis associé (Quanz et al. 2010, soumis), montre que le compagnon est probablement une naine L0–L8 avec une température de  $\sim 1400$  K. La deuxième série d'observations, que nous avons conduites en bande Ks ( $2.2 \mu\text{m}$ ), donne des résultats en accord avec les observations précédentes. La photométrie montre une fois de plus que le compagnon est situé sous la limite de fusion du Deutérium. Enfin, la comparaison de la couleur  $K_s - L'$  aux prédictions des modèles d'atmosphère BT-SETTL10 (décrit dans la partie IV) permet d'estimer  $T_{eff} = 1600 \pm 200\text{K}$ .

Désormais, l'étude du système devrait se focaliser sur plusieurs points :

- *Observer le système dans d'autres bandes photométriques.* L'observation du système en bande étroite à 2.2 et 2.35 microns (IB\_2.18 et IB\_2.36), par exemple, pourrait contraindre rapidement la gravité de surface. Des points photométriques en bande H et J étendraient la couverture de la distribution spectrale d'énergie (SED) sur 3 microns. On peut alors imaginer ajuster des spectres synthétiques de dernière génération sur la SED et contraindre à la fois les paramètres atmosphériques et le rayon de la planète.
- *Acquérir des spectres de la source.* La détection de la source est d'ores et déjà très délicate. J'ai souhaité tenter, il y a un an, d'obtenir les spectres JHK de la source avec le spectrographe SINFONI. Je suis aujourd'hui convaincu que nous aurions été limités par les effets systématiques de l'instrument (rémanence, etc ; voir la partie II). A terme, cet objet pourrait être observé en bande JHK avec NACO en adoptant une stratégie et des outils de réductions éliminant le halo de l'étoile (Vigan et al. 2008). Mais des observations en bande L' sont plus favorables à cause du contraste plus faible, du meilleur rapport de Strehl et de la stabilité de la FEP.
- *Suivre le mouvement orbital.* Un programme d'observations est en cours pour combiner les mesures astrométriques à différentes périodes aux mesures de vitesses radiales. Le niveau d'activité de l'étoile est élevé, mais un suivi pourrait à terme mesurer la masse dynamique du système.
- *Etudier la relation entre le disque et la planète.* Il serait intéressant en particulier d'étudier la morphologie du disque proche de la planète pour comprendre les interactions gravitationnelles, et voir si la planète se situe dans le plan du disque principal, ou dans le plan du second disque (Mouillet et al. 2001; Golimowski et al. 2006).

$\beta$  Pictoris est un bon test pour les futures programmes d'imagerie à haut contraste et à haute résolution angulaire qui seront menés avec SPHERE. Le relevé principal mené avec la caméra d'imagerie de l'instrument pourrait passer 2 à 3 heures par source (hors calibrations, mauvais temps, etc..). C'est  $\sim 10$  fois moins que le temps qui a été nécessaire pour confirmer définitivement la nature physique de la planète...



## **Deuxième partie**

# **Spectroscopie intégrale de champ assistée par optique adaptative**



# Chapitre 1

## La spectroscopie intégrale de champ

### Sommaire

---

1.1	Origine et développements . . . . .	77
1.2	Données associées et principes de réduction . . . . .	80
1.3	Avantages et domaines d'application . . . . .	81

---

Mise à part pour quelques objets du système solaire, la spectroscopie est la principale source d'information pour étudier les propriétés physico-chimiques des objets astrophysiques (c'est-à-dire composition, température d'excitation, pression locale du milieu, champ magnétique,...). Dans sa version la plus classique pour l'astronomie, un spectrographe renvoie la lumière issue du télescope sur une fente étroite, induisant une dispersion du faisceau perpendiculairement à la fente. Le spectre résultant est enregistré sur un détecteur. Ce dispositif s'accompagne d'une perte d'information spatiale, empêchant d'avoir une vue en deux dimensions de l'objet observé ( $x, y$ ). Ceci est particulièrement limitant pour l'étude de sources à la distribution complexe (galaxies, jets, disques,...).

Pour retrouver un signal tridimensionnel ( $x, y, \lambda$ ), trois classes de solutions ont été développées : le balayage du spectrographe dans le champ de vue (aussi appelé *slit scanning*, voir Wilkinson et al. 1986), l'utilisation de filtres modulables (le principe repose sur l'utilisation d'un interféromètre de Fabry-Pérot. Le flux du télescope rentre dans l'interféromètre. La distance entre les deux plaques est modulée pour modifier la longueur d'onde du flux de sortie qui est focalisé sur un détecteur ; Taylor & Atherton 1980; Boulesteix et al. 1984), et enfin la spectroscopie intégrale de champ. Les deux premières méthodes, de nature séquentielle, requièrent un temps d'intégration conséquent et demeurent sensibles aux fluctuations des conditions d'observation. Elles sont donc mal adaptées à l'étude des objets faibles. Au contraire, la spectroscopie intégrale de champ, ou spectroscopie 3D, offre la possibilité d'acquérir *simultanément* une collection de spectres dans un champ de vue déterminé.

Ce chapitre introductif a pour but de donner une vue synthétique de la technique de spectroscopie intégrale de champ. Dans la première partie, j'expose les motivations qui ont conduit au développement des différentes générations d'instruments. Je détaille ensuite le format des données et les méthodes de calibrations associées. Enfin, je donne un aperçu du champ d'applications astrophysiques de ce type d'instrument.

### 1.1 Origine et développements

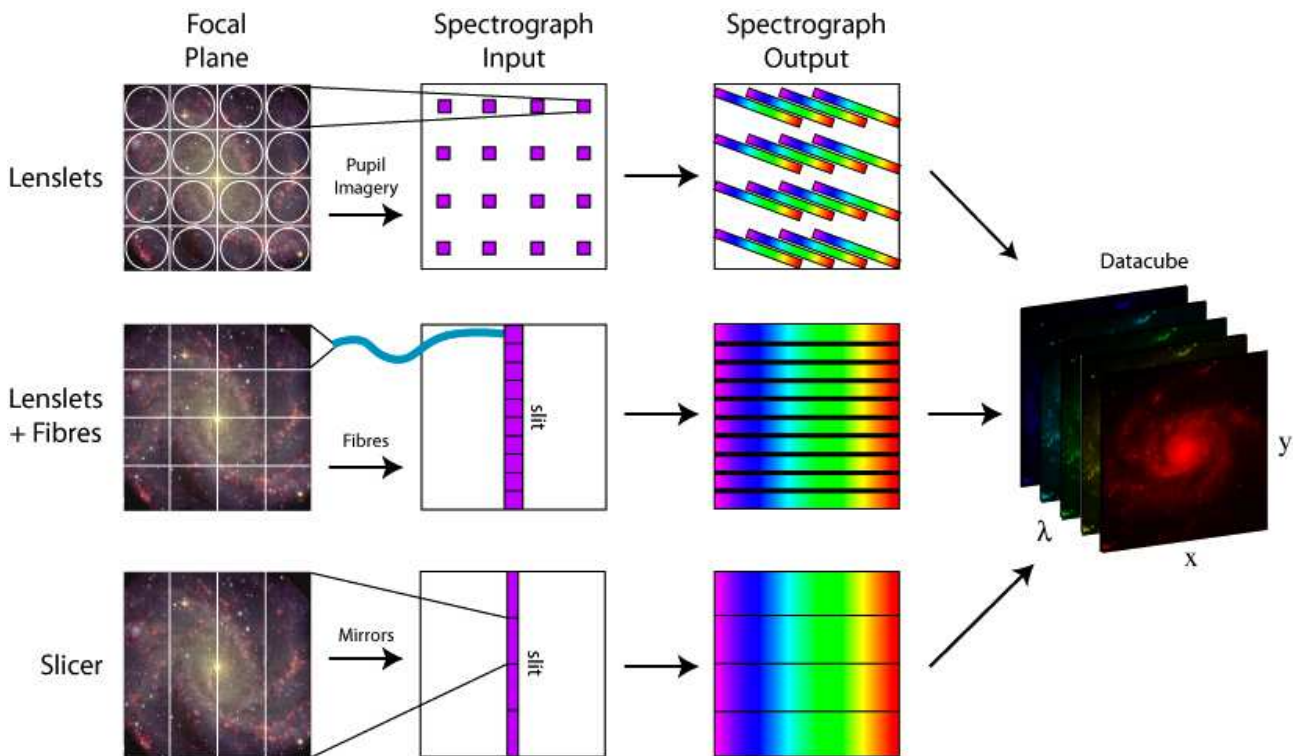
Le principal défi instrumental de la spectroscopie intégrale de champ (ou *integral field spectrograph* – IFS) pourrait se résumer à cette question : comment capturer une information "3D" sur un détecteur à deux dimensions ? Ira Sprague Bowen est le premier à avoir résolu indirectement ce problème (Bowen 1938) en inventant un nouvel élément optique nommé *image slicer* (ou découpeur d'image). Cet outil, constitué d'un ensemble de miroirs segmentés et orientés selon différentes directions, fut d'abord majoritairement

utilisé par la communauté des spectroscopistes à haute résolution pour envoyer le signal provenant d'une fibre vers plusieurs spectrographes à échelles. L'extension au concept de spectroscopie 3D suivit la même notion de base qui consiste à réorganiser le plan image du télescope en une succession de lamelles à partir d'un ensemble de réflexions (Weitzel et al. 1996). Dans son approche la plus simple, un premier miroir découpeur d'image renvoie chaque lamelle à différentes orientations sur un réseau de miroirs situés dans le plan pupille (un par lamelle). Le réseau réorganise les lamelles en une pseudo fente (1D) dans le plan image se trouvant sur un élément disperseur (prisme, réseau, grisme) qui produit un ensemble de spectres sur un détecteur (voir Fig. 1.1). Les principaux avantages de ce type de spectrographes intégral de champ sont (i) leur conservation complète de l'information spatiale et l'absence de perte de flux inhérente (ii) leur compacité et le faible nombre d'éléments optiques qui leur permet d'être insérés à l'intérieur de systèmes cryogéniques tout en réduisant le fond thermique. Cela les rend donc particulièrement adaptés pour observer dans l'infrarouge. Le principal inconvénient réside dans la complexité de fabrication des pièces optiques qui doivent minimiser le pourcentage de lumière diffusée. Plusieurs instruments utilisent ce concept dans le proche infrarouge ( $0.8\text{--}3\ \mu\text{m}$ ) et l'infrarouge ( $> 3\ \mu\text{m}$ ) parmi lesquels NIFS (McGregor et al. 2003) et SPIFFI (Eisenhauer et al. 2003; Iserlohe et al. 2004) qui sont installés aux foyers de télescopes de 8 m (Gemini Nord, VLT/UT4). Deux IFS fondés sur ce concept fonctionnent dans le visible à l'heure actuelle (ESI, Sheinis et al. (2002); Sheinis (2006); WIFeS, Dopita et al. (2004)), mais de nouveaux instruments sont en cours de construction (MUSE, Bacon et al. (2004, 2006); SWIFT Tecza et al. (2006); NIRSpec Posselt et al. (2004)).

La première réalisation d'un IFS initiée par Vanderriest (1980) repose cependant sur un concept simplificateur et toujours utilisé à l'heure actuelle : pour discrétiser le champ de vue en sous-parties dispersibles, l'*image slicer* est remplacé par une nappe de fibres optiques placées au foyer du télescope et réalignées en sortie pour former une pseudo-fente. Les principaux avantages de ce concept résident dans la facilité de fabrication (et donc le faible coût), ainsi que dans sa grande flexibilité. Les fibres peuvent ici être réorganisées sur le ciel pour s'adapter à la forme de l'objet étudié. Elles peuvent aussi servir pour acquérir simultanément un spectre du fond de ciel qui peut ensuite être soustrait aux spectres de la source. Cependant, deux inconvénients limitent son utilisation : (i) les trous entre les fibres de forme circulaire limitent le remplissage du champ de vue à 60–65 %. (ii) la dégradation du rapport de focale en sortie des fibres (Oliveira et al. 2005). Pour s'affranchir de ces problèmes, un réseau de microlentilles carrées (ou hexagonales) peut être placé au foyer du télescope (voir Fig. 1.1) pour découper de manière optimale le champ de vue et focaliser le flux de sortie à l'entrée de la nappe de fibres (Allington-Smith et al. 1997). Ainsi le remplissage du champ approche 100%, et le rapport de focale peut être contrôlé en entrée et sortie de fibre. Cela a aussi malheureusement pour conséquence d'augmenter le pourcentage de lumière diffusée et de décroître le facteur de transmission qui reste en moyenne deux fois plus faible que pour les instruments utilisant des *images slicers*. Parmi les instruments existants qui fonctionnent dans l'optique, nous pouvons citer GMOS (Gemini-N, S, Allington-Smith et al. 2002) et FLAMES/GIRAFFE en mode ARGUS (VLT/UT2, Pasquini et al. 2000; Avila et al. 2003). Dans l'infrarouge, on trouve l'instrument CGS4+SMIRFS-MOS (Haynes et al. 1999).

Notons toutefois que l'utilisation de fibres en sortie du réseau de microlentilles n'est pas requise pour retrouver l'information 3D. Bacon et al. (1995) introduisit donc un nouveau type d'IFS appelé TIGER et basé sur le principe de Courtes (1982). Ici, le réseau de microlentilles crée une image 2D du plan focal de télescope qui n'est pas reformatée. Un réseau situé au foyer des micropupilles permet ensuite de disperser la lumière sur un détecteur selon un angle  $\theta$ . Il est possible alors de modifier  $\theta$  en orientant les angles du réseau de micropupilles correctement afin que chaque spectre ne contamine pas son voisin (Fig. 1.1). Ce type d'instrument a un excellent taux de remplissage du champ, identique à celui des systèmes fibre+microlentilles, et comparable à celui des *images slicers*. Toutefois la distance inter-spectres selon la direction de dispersion reste très limitée. Cela nécessite donc de trouver un compromis entre la couverture

spectrale et le pouvoir de résolution ( $\lambda/\Delta\lambda$ ). Dans l'optique, les systèmes actuels (WHT/SAURON, Bacon et al. (2001); WHT/OASIS, McDermid et al. (2004)) ont un pouvoir de résolution relativement bas dû aux limitations des grismes (prisme+réseau de diffraction). Dans le proche IR, seul l'instrument OSIRIS (Larkin et al. 2003) utilise ce concept. Enfin, notons que les instruments VLT/SPHERE (Antichi et al. 2008) et Gemini/GPI (Lavigne et al. 2006; Macintosh et al. 2006) construits pour détecter et caractériser des exoplanètes utiliseront un spectrographe intégral de champ inspirés du mode TIGER à partir de 2011.



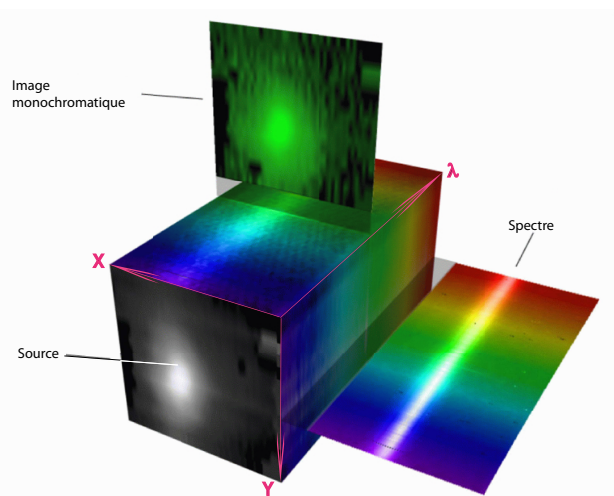
**Fig. 1.1:** Les principaux concepts de spectrographes intégral de champ. Figure tirée de Westmoquette et al. (2009).

Jusqu'à la fin des années 1990, la spectroscopie intégrale de champ reste confinée à l'étude des objets étendus. Bien que l'échantonnage du champ de vue de l'instrument ait dramatiquement augmenté depuis le développement de systèmes à microlentilles (passant de 40 à 500 microlentilles sur CFHT/TIGER entre 1987 et 1990), la résolution angulaire en sortie de télescope limite l'étude des sources à faibles séparations (amas de galaxies, amas d'étoiles, centre galactique). Le développement conjoint de l'optique adaptative permet enfin de s'affranchir de la dégradation de l'information spatiale due à l'atmosphère turbulente. Il devient donc évident que le couplage de la spectroscopie 3D à l'optique adaptative peut permettre d'utiliser tout le potentiel de ce type d'instrument. En 1997, CFHT/OASIS (Optical Adaptive System for Imaging Spectrography) est le premier IFS monté en sortie d'un module d'optique adaptative (PUEO). Aujourd'hui, nous retrouvons de tels systèmes sur les spectrographes 3D installés aux foyers des télescopes de la classe des 8m (Keck/OSIRIS, Gemini-N/NIFS, VLT/SINFONI, GTC/FRIDA).



## 1.2 Données associées et principes de réduction

Les données brutes d'un spectrographe intégral de champ se présentent sous la forme d'un ensemble de spectres dont la répartition sur le détecteur varie d'un instrument à l'autre. Chaque spectre doit d'abord être extrait et calibré afin d'éliminer la réponse de l'instrument. L'information 2D peut ensuite être réorganisée sous la forme d'un cube de données qui regroupe l'information spatiale ( $x, y$ ) et spectrale ( $\lambda$ ). Le cube peut donc être vu comme une succession de spectres ( $x_0, y_0, \lambda$ ) ou comme un empilement d'images monochromatiques (*slices*) classées par longueur d'onde croissante (Fig. 1.2). Chaque élément ( $x, y, \lambda_0$ ) du cube est appelé *spaxel* et correspond donc à un pixel avec un spectre associé.



**Fig. 1.2:** Les données finales d'un spectrographe intégral de champ. Credit : Stephen Todd & Douglas Pierce-Price.

Contrairement à la spectroscopie classique, le couplage de l'information spatiale et spectrale sur le détecteur rend le traitement des données d'IFS très délicat. Les méthodes de réductions associées à chaque type d'instrument doivent généralement résoudre les problématiques suivantes :

- Quelles sont les sources de bruits sur le détecteur ? Comment les bruits se propagent-ils dans les directions spatiales et spectrales durant le processus de réduction ?
- Quelle est la réponse spatiale et spectrale du système télescope + instrument + détecteur ?
- Où est situé chaque spectre ?
- Quelle longueur d'onde correspond à quel pixel ?

Pour cela, des outils de réduction fonctionnant à partir d'images de science et de calibrations sont aujourd'hui développés pour la plupart des instruments. Les calibrations doivent au minimum inclure des images du biais du détecteur, des cartes de champ plat (*flat field*, obtenu à partir de l'illumination homogène de la pupille à l'aide d'une source sans signature spectrale), des images exemptes de flux lumineux (*dark*) et des images de lampe à arc (*arc lamp*, illumination de l'instrument avec une source contenant de nombreuses raies d'émissions étalonnées en longueur d'onde). Certains instruments (ou observations) nécessitent en outre d'observer des sources de références (standards photométriques, standards telluriques), un champ de vue exempt d'objets (pour soustraire la contribution du fond de ciel et l'émission thermique de l'instrument), ou d'obtenir des champs plats pris pendant le lever/coucher du soleil (twilight flats). Le traitement des données spécifiques à l'instrument SINFONI est détaillé dans le chapitre suivant.

## 1.3 Avantages et domaines d'application

La spectroscopie intégrale de champ offre plusieurs avantages par rapport à la spectroscopie traditionnelle. La combinaison de l'information spatiale et spectrale permet de dresser des cartes de flux à certaines longueurs d'ondes et de mettre en évidence par exemple des régions d'excitations/absorptions, de densité de composition, ou de vitesses (à partir des décalages de la raie dans chaque *spaxel* par rapport à sa longueur d'onde de référence). La soustraction de deux images prises à des longueurs d'ondes différentes peut être utilisée pour mettre en évidence des objets ou des régions d'émission noyées dans le champ d'une source lumineuse (c'est-à-dire Marois et al. (2000)). La conservation de l'information spatiale permet enfin de suivre l'évolution de la PSF de l'instrument avec la longueur d'onde. Cela peut être mis à profit pour extraire les spectres d'une partie du champ de vue ou pour obtenir les spectres individuels de plusieurs sources proches et contaminées (Roth 2006).

Cette technique permet aussi de corriger les spectres finaux des effets de réfraction atmosphérique. En effet, la réfraction induit un décalage de la source avec la longueur d'onde suivant l'angle parallactique. Ce décalage devient non négligeable lorsque l'on observe à haute résolution spatiale des objets proches de l'horizon, et/ou si l'on utilise un intervalle de longueur d'onde étendu. Lorsque l'on utilise un spectrographe classique, l'observateur peut orienter la fente selon l'angle parallactique (si l'instrument le lui permet). Ceci devient, par exemple, impossible lorsque l'on souhaite obtenir le spectre d'une binaire dont les deux composantes doivent être situées dans la fente. Dans le cas d'un spectrographe intégral de champ, ce problème disparaît car la réfraction peut être évaluée et corrigée dans chaque plan du cube.

Enfin, le champ de vue rectangulaire des IFS limite les pertes de flux chromatiques qui affectent les spectrographes, en particulier lorsqu'ils sont équipés de modules d'OA. Ces pertes résultent habituellement de l'élargissement de la FEP et de ses sous-structures (tavelures) avec la longueur d'onde ainsi que de la dégradation de la correction à faible longueur d'onde. Elles dépendent donc intrinsèquement des conditions d'observations et se rajoutent aux effets causés par la réfraction atmosphérique (Goto et al. 2003; Chauvin et al. 2005a).

Pour ces raisons, l'IFS est utilisée pour étudier une grande variété d'objets astrophysiques, en particulier :

- Objets jeunes : disques protostellaires, jets, objets Haro-Herbig, nébuleuses présolaires.
- Populations stellaires résolues.
- Galaxies : galaxies normales, galaxies actives, groupes et amas de galaxies.
- Lentilles gravitationnelles.
- Planétologie : composition et dynamique des petits corps (TNOs, astéroïdes, composition et dynamique de l'atmosphère des planètes.



# Chapitre 2

## Traîtement des données SINFONI

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Description de l'instrument</b>	<b>84</b>
2.1.1	Correction du front d'onde avec MACAO	84
2.1.2	Le spectrographe intégral de champ SPIFFI	85
<b>2.2</b>	<b>Modes d'observation</b>	<b>86</b>
<b>2.3</b>	<b>Traîtement des données avec une chaîne de réduction</b>	<b>87</b>
2.3.1	Stratégie de réduction	87
2.3.2	Utilisation de la chaîne de réduction	87
<b>2.4</b>	<b>Mise en évidence et correction d'artéfacts du détecteur</b>	<b>89</b>
2.4.1	Mauvaise estimation du biais	90
2.4.2	Anomalie de reset	90
2.4.3	Effet électronique aléatoire	91
2.4.4	Oscillations	92
2.4.5	Rémanence	93
2.4.6	Flux négatif	93
<b>2.5</b>	<b>Optimisation de la réduction</b>	<b>95</b>
2.5.1	Filtrage des pics par seuillage kappa-sigma	95
2.5.2	Filtrage des mauvais pixels	95
2.5.3	Calibration en longueur d'onde.	96
2.5.4	Options importantes lors de la reconstruction des cubes	96
<b>2.6</b>	<b>Effets physiques</b>	<b>98</b>
2.6.1	Astigmatisme	98
2.6.2	Réfraction atmosphérique	98
2.6.3	Pertes de flux différentielles	99
2.6.4	Résidus de ciel	101
<b>2.7</b>	<b>Traitements résiduels des spectres</b>	<b>101</b>
<b>2.8</b>	<b>Optimisation de la stratégie d'observation</b>	<b>103</b>
<b>2.9</b>	<b>Conclusions</b>	<b>104</b>

---

L'association de la spectroscopie 3D et de l'optique adaptative est particulièrement intéressante pour résoudre et obtenir les spectres individuels de systèmes multiples (étoiles binaires, compagnons de faible masse,...). En particulier, elle permet de limiter les pertes de flux différentielles et ainsi de préserver le continuum spectral qui est directement relié à la température effective des objets. Enfin, la conservation de l'information spatiale peut être utilisée par des processus de déconvolution pour éliminer la contribution du flux de l'étoile primaire dans les *spaxels* du compagnon.

Mon travail de thèse m'a naturellement conduit à utiliser le spectrographe intégral de champ SINFONI muni d'une optique adaptative pour obtenir une bibliothèque de spectres d'objets jeunes, compagnons d'étoiles ou isolés. Ces spectres sont analysés dans le chapitre 4. Dans ce chapitre 2, je décris tout d'abord

le fonctionnement de l'instrument. Je parle ensuite des modes d'observations utilisés ainsi que du traitement des données associées. Une troisième partie est consacrée aux problèmes rencontrés. Enfin, je propose dans la dernière partie une stratégie d'observation adaptée pour optimiser l'analyse des données des compagnons de faible masse.

## 2.1 Description de l'instrument

L'instrument SINFONI (SINgle Faint Object Near-IR Investigation, Eisenhauer et al. 2003; Bonnet et al. 2004) est un spectrographe intégral de champ fonctionnant dans le proche infrarouge ( $1.1\text{--}2.5\ \mu\text{m}$ ) et situé au foyer Cassegrain du télescope VLT/UT4. Il se compose d'une version modifiée du module d'optique adaptative MACAO (Multiple Application Curvature Adaptive Optics, Bonnet et al. 2003) qui renvoie la lumière corrigée des anomalies de front d'onde au spectrographe intégral de champ SPIFFI (SPectrograph for Infrared Faint Field Imaging).

### 2.1.1 Correction du front d'onde avec MACAO

La partie visible (450 à 950 nm) du faisceau formé au foyer du télescope est réfléchi et envoyée sur l'analyseur de courbure de MACAO. Le principe de l'analyseur consiste à mesurer la différence d'intensité lumineuse dans les régions intra et extra-focales du plan pupille qui sonde la déformation locale du front d'onde.

L'image d'une étoile de référence est formée sur un miroir à membrane. Le miroir renvoie la lumière sur une matrice de 60 microlentilles dont les foyers sont situés à l'entrée de fibres optiques monomodes. Les fibres optiques conduisent chaque faisceau sur une photodiode à avalanche.

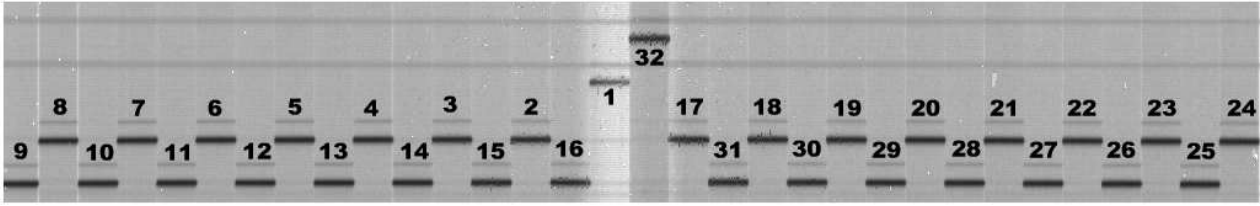
Le miroir à membrane est excité par des ondes acoustiques à une fréquence de 2.1 kHz, permettant aux plans intra et extra-pupille d'être imagés alternativement par la matrice de microlentilles. La fréquence de vibration de la membrane du miroir est accordée sur la fréquence de lecture des photodiodes. Le contraste dans les régions intra et extra-focales pour chaque sous-ouverture produit le signal de courbure.

Le ordinateur en temps réel (RTC) filtre ce signal et calcule les commandes à appliquer aux 60 actionneurs du miroir déformable à la fréquence de 500 Hz. Le miroir déformable est situé sur une monture de tilt qui corrige les anomalies de basculement.

Comme tout système d'OA, MACAO a besoin d'utiliser une étoile naturelle de référence de magnitude  $\sim 17$  au minimum qui soit proche de la ligne de visée de l'objet scientifique. Mais bien souvent, ce type d'étoile n'est pas présent dans le champ de quelques dizaines d'arcsecondes de l'instrument. Pour cette raison, le télescope UT4 est équipé d'un laser qui peut créer une étoile artificielle par l'excitation du sodium ionosphérique à 90 km.

Le but de MACAO n'est pas de rétablir une image à très haut rapport de Strehl (voir la Partie I pour une définition du rapport de Strehl) mais de compenser partiellement la déformation du front d'onde avant d'envoyer le faisceau dans le spectrographe intégral de champ.

Notons enfin que l'instrument est équipé d'une unité de calibration qui permet d'étalonner le senseur de front d'onde et d'acquérir des images de calibrations (flat field, fibres, lampes à arc) nécessaires pour traiter les données.



**Fig. 2.1:** Organisation des 32 segments d'images une fois dispersés sur le détecteur. Les spectres sont dispersés à la verticale (cette figure ne montre un interval en longueur d'onde restreint). La dimension spatiale est conservée à l'horizontale. Figure tirée du manuel de SINFONI version 10.0.

### 2.1.2 Le spectrographe intégral de champ SPIFFI

SPIFFI permet la spectroscopie simultanée sur  $32 \times 64$  *spaxels* avec une résolution spectrale  $\frac{\lambda}{\Delta\lambda}$  moyenne de 3000.

L'instrument est situé dans une enceinte cryogénique qui maintient l'ensemble à une température de 77 K. A l'entrée de l'instrument, le faisceau lumineux passe par une série de préoptiques qui limitent le fond thermique et permettent de sélectionner l'échantillonnage spatial des cubes parmi 25, 100 ou 250 mas/pixels. Enfin, des filtres à bande large (J, H, K, H+K) sont positionnés sur le chemin optique pour supprimer les hauts ordres de diffraction créés lors de la dispersion.

Le faisceau pénètre alors dans un *image slicer*. Le *slicer* est composé d'un ensemble de deux séries de 32 miroirs qui redirigent chaque tranche d'image à des angles différents puis recollectent les faisceaux et forment une pseudo-fente. Ces miroirs, d'une épaisseur de 300  $\mu\text{m}$ , présentent des défauts optiques que l'on peut étalonner et compenser lors du traitement des données. La pseudo-fente se présente sous la forme de 32 segments décalés alternativement (voir Fig. 2.1). Chaque segment (*slitlet*) est dispersé par un réseau sélectionné pour obtenir des spectres en bandes J (1.1 - 1.4  $\mu\text{m}$ ), H (1.45 - 1.85  $\mu\text{m}$ ), K (1.95 - 2.45  $\mu\text{m}$ ), ou H+K (1.45-2.45  $\mu\text{m}$ ) à une résolution de  $\sim 2000, 3000, 4000,$  et 1500 respectivement (voir Table 2.1). Un détecteur de  $2048 \times 2048$  pixels de type Rockwell Hawaii 2RG est placé en sortie du réseau. Au final, chacun des segment a été échantillonné sur 64 pixels horizontalement et dispersé verticalement sur 2048 pixels. SINFONI produit donc des cubes de données finaux contenant 2048 *spaxels rectangulaires*.

**Tab. 2.1:** Caractéristiques spectrales de l'instrument

Filters	$R_\lambda$ <sup>a</sup>	$\lambda_c$ <sup>a</sup> (Å)	FWHM <sup>a</sup> (Pixels)	$\Delta\lambda$ <sup>b</sup> (Å/pixel)	$\lambda_{min}$ (Å)	$\lambda_{max}$ (Å)
J	1890±45	1.2510±0.0004	4.4±0.3	1.45	1.1	1.4
H	2560±30	1.6513±0.0005	3.2±0.2	1.95	1.45	1.85
K	4400±95	2.2013±0.0007	2.0±0.2	2.45	1.95	2.45
H+K	1570±70	1.9556±0.0006	2.5±0.2	5.00	1.45	2.45

<sup>a</sup>Données issues des pages web de suivi de l'instrument, mises en place par l'ESO et valables pour l'échantillonnage spatial le plus grossier.

<sup>b</sup>Données issues de la chaîne de réduction.

## 2.2 Modes d'observation

L'instrument peut être opéré avec ou sans optique adaptative. Lorsque MACAO est activé, SINFONI restitue une résolution angulaire de 28 mas et 62 mas à 1.1 et 2.45  $\mu\text{m}$  respectivement. L'instrument est donc parfaitement adapté pour l'étude des systèmes binaires (ou systèmes étoile/companion) séparés de plus de  $\sim 60$  mas (1.8 UA à 30 pc). Il convient de sélectionner la préoptique qui produit des *spaxels* de taille 12.5 mas  $\times$  25 mas. Le champ de vue de l'instrument est alors réduit à 0.8  $\times$  0.8 ". Cependant, l'utilisateur peut décider d'utiliser un échantillonnage spatial plus faible (50  $\times$  100 mas/pixel, 125  $\times$  250 mas/pixel) pour augmenter le champ de vue et limiter l'impact du bruit de détecteur (voir Table 2.2).

Le champ de vue peut aussi être accru en faisant l'acquisition d'une mosaïque d'images autour d'une position de référence. De la même manière, l'observateur peut dépointer le télescope d'une fraction de *spaxel* sur le ciel entre deux acquisitions afin d'accroître artificiellement l'échantillonnage spatial en (*spatial dithering*). Deux cubes de données seront produits et moyennés en sortie. Toutefois, il convient de noter que la FEP et la réfraction atmosphérique peuvent avoir varié entre les deux acquisitions. L'adaptateur-rotateur du foyer cassegrain peut aussi appliquer une rotation au champ de vue.

Enfin, la résolution de l'instrument peut être aussi augmentée en modifiant l'orientation du réseau de diffraction pour décaler la position des spectres sur le détecteur d'une fraction de pixel (*spectral dithering*).

Les données issues des différents programmes auxquels j'ai participé utilisent plusieurs de ces modes :

- Les sources isolées ont été observées sans optique adaptative avec l'échantillonnage le plus faible. Pour pouvoir estimer la contribution du fond de ciel (Voir les parties 2.3.2 et 2.6.4), la source a été déplacée alternativement de 5" aux extrémités du champ de vue au cours d'une séquence d'acquisition de 5 à 8 images.
- Nous avons utilisé l'instrument avec l'optique adaptative avec l'échantillonnage spatial le plus fin pour tous les systèmes multiples séparés de moins de 10". L'étoile primaire ou la source elle-même a été utilisée pendant les observations pour la mesure et la correction du front d'onde. Le champ de vue de l'instrument a systématiquement été orienté afin de placer l'axe des systèmes binaires à l'horizontale dans le champ de vue. Une mosaïque de cubes a été acquise sur chaque source afin d'augmenter le champ de vue à 1.1". Pour terminer, le système binaire Z CMa<sup>12</sup> a été observé en utilisant du dithering spatial afin de retrouver un échantillonnage horizontal régulier de 12.5 mas/pixel.

**Tab. 2.2:** Caractéristiques des trois échantillonnages offerts par l'instrument.

Echantillonnage (mas)	Champ de vue (")	Nombre de <i>spaxels</i>
12.5 $\times$ 25	0.8 $\times$ 0.8	4096
50 $\times$ 100	3 $\times$ 3	4096
125 $\times$ 250	8 $\times$ 8	4096

<sup>12</sup>Z CMa est un système binaire jeune ( $< 1$  Myr) composé d'une étoile de Herbig et d'une étoile de type Fu Orionis séparées de 100 mas (soit 115 AU). J'ai étudié récemment cette binaire avec les instruments NaCo et SINFONI. Les résultats sont en cours de publication mais ne sont pas reportés dans cette thèse.

## 2.3 Traitement des données avec une chaîne de réduction

### 2.3.1 Stratégie de réduction

L'ESO met à disposition des observateurs une chaîne de réduction de données (Abuter et al. 2006; Modigliani et al. 2007) fonctionnant à partir d'un ensemble d'images de science et de calibration (acquises dans les jours suivants ou précédants les observations). Cet outil est remis à jour tous les 6 mois et s'est sensiblement enrichi pendant les trois dernières années. Je l'ai utilisé, en association avec un ensemble de programmes que j'ai développé, pour reconstruire des cubes exempts d'effets systématiques (du moins, le plus possible...).

Six étapes en série sont nécessaires pour obtenir un cube calibré. A chaque étape, un ensemble de produits de réduction (images, tables, cubes) est créé et va servir à l'étape suivante. Pour garantir une calibration de bonne qualité, des paramètres sont générés (*Quality control parameters*, QC). Ils peuvent être comparés à des valeurs calculées à partir des réductions effectuées au cours du temps par l'ESO (Hummel et al. 2006, [http://www.eso.org/observing/dfo/quality/index\\_sinfoni.html](http://www.eso.org/observing/dfo/quality/index_sinfoni.html)).

La chaîne de réduction possède 360 options et paramètres (version 2.0.5) dont les valeurs par défauts garantissent dans la majorité des cas un résultat satisfaisant. J'ai testé l'impact de certaines d'entre elles afin d'évaluer leur importance sur le produit final.

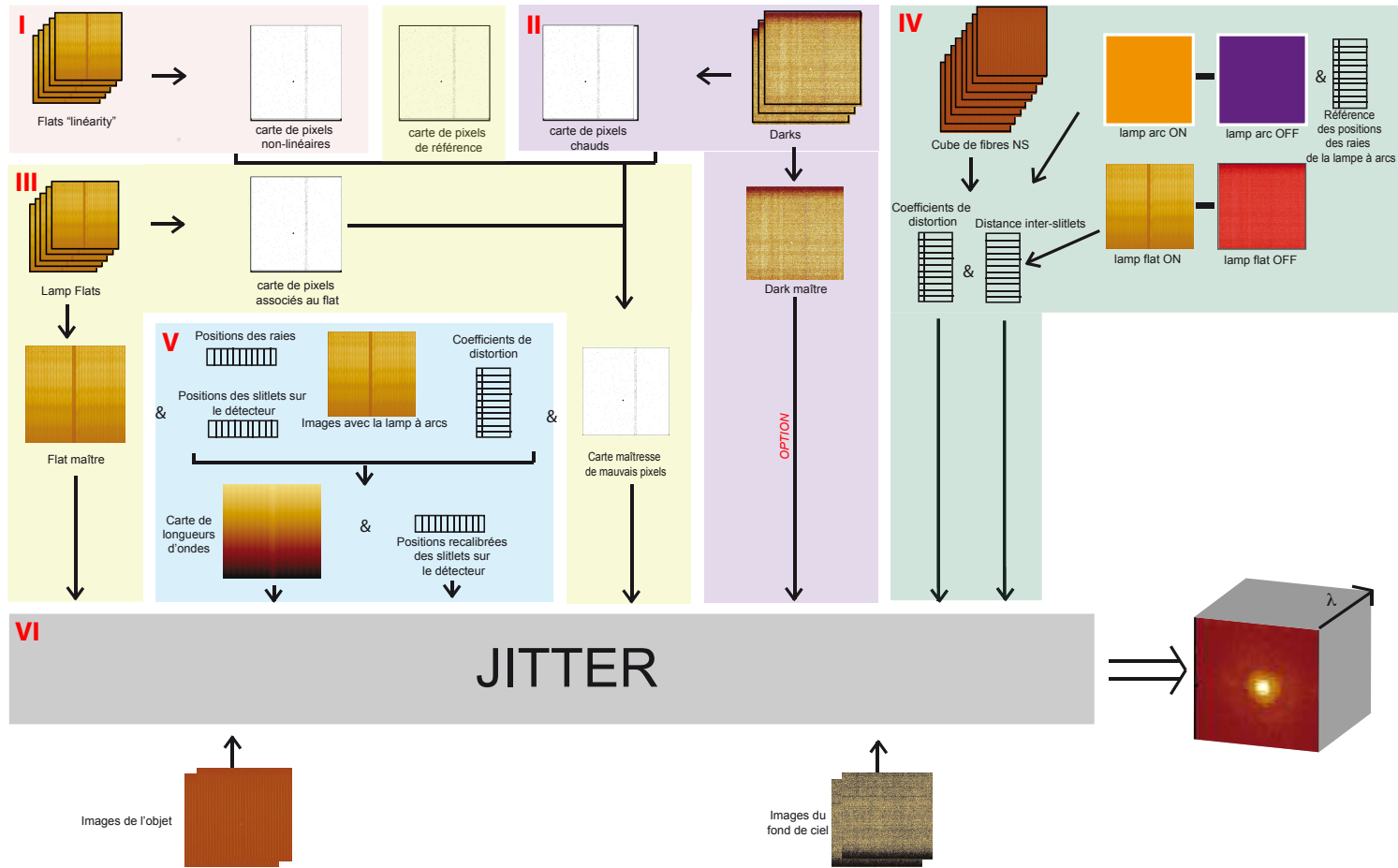
### 2.3.2 Utilisation de la chaîne de réduction

La première étape de réduction consiste à repérer les pixels au comportement non linéaire sur le détecteur. De part sa nature, elle est indépendante des optiques de l'instrument (filtre et taille des pixels sur le ciel) et du temps d'intégration choisi pour observer l'objet. Elle emploie 6 groupes de 4 images acquises avec des temps de poses croissants (1s, 9s, 18s, 27s, 36s, 45s). Chaque groupe est constitué de deux paires d'images (ON-OFF). Les images "ON" correspondent à un champ plat obtenu avec une lampe halogène. Elle est éteinte dans les images "OFF". Les deux paires d'images sont soustraites afin de supprimer l'anomalie de reset du détecteur (voir Partie 2.4.2). Les deux images générées sont moyennées. L'opération est répétée pour chaque groupe et génère 5 images correspondants à chaque temps de pose. Les images produites sont stockées dans un cube. Pour chaque pixel du cube  $(x, y)$ , le flux en fonction du temps de pose est ajusté par un polynôme de second degré. Les coefficients du polynôme  $C_{i=1-3}(x, y)$  sont stockés dans un nouveau cube constitué de 3 plans. La médiane  $Med_{i=1-3}$  et la déviation standard  $\sigma_{i=1-3}$  sont calculées dans chacun des plans du cube. Les pixels pour lesquels  $C_2(x, y) < -N \times \sigma_2$  et  $C_2(x, y) > N \times \sigma_2$  avec  $N \in \mathbb{N}$  sont mis à zéro dans un masque binaire de même dimension que le détecteur. Pour chaque réduction, le masque est ausculté. La valeur de  $N$  doit être ajustée (typiquement en passant de 10 à 5) afin de discriminer une zone défectueuse du détecteur (en forme de pastille) située sur la *slitlet* n°1. De la même manière, l'utilisateur doit prendre garde à ne pas détecter trop de mauvais pixels car leur correction devient alors difficile dans les étapes de réduction ultérieures et produit des pics dans les spectres finaux. La pipeline génère un ensemble de QC (gain, coefficients  $C_i$  medians, nombre de mauvais pixels) dont les valeurs ont été systématiquement contrôlées et validées.

La deuxième étape génère une carte de pixels chauds ainsi qu'un *dark* maître. Pour cela, 3 images de *dark* avec les mêmes temps de pose que celui de l'objet scientifique sont utilisées. Les pixels chauds sont repérés en utilisant un seuillage par histogramme. On peut ajuster les valeurs des seuils ou utiliser des *dark*s acquis avec des temps de pose plus courts si le nombre de pixels détecté excède les valeurs standards. Le *dark* maître est généré à partir de la moyenne des trois images d'entrée. Il peut être utilisé lors de la dernière étape de réduction.



Fig. 2.2: Les étapes de la réduction des données SINFONI.



Une série de 5 paires de cartes de champ plat (ON) et de *darks* (OFF) obtenues avec les mêmes préoptiques et le même réseau de diffraction que l'objet scientifique est utilisée lors de la troisième phase de réduction. Les images ON sont lissées par un filtre médian puis soustraites aux images originales pour faire apparaître les mauvais pixels. Un seuillage en intensité est ensuite appliqué pour obtenir un nouveau masque de mauvais pixels. Une carte de pixels de référence peut alors être créée en ajoutant les pixels chauds et non linéaires repérés précédemment. L'ajustement des seuils de détection peut être nécessaire pour améliorer la qualité des cubes finaux. Enfin, les paires d'images ON et OFF sont soustraites puis moyennées pour créer un champ plat maître.

Dans une quatrième étape, la courbure *horizontale* des *slitlets* sur le détecteur est mesurée à partir de 75 images (FIBRES) obtenues en balayant une fibre optique perpendiculairement à chaque fragment d'image. Un champ plat associé est créé à partir de deux images supplémentaires fournies en entrée. Les 75 FIBRES sont moyennées et divisées par le champ plat. Dans l'image résultante, le centre de chaque *slitlet* est illuminé. Deux images (ON–OFF) obtenues à partir d'une lampe à arc (Argon en J, Xenon+Argon en H, Neon en K, Xenon en H+K) sont soustraites puis combinées à l'image obtenue précédemment. La carte finale permet de retrouver la distance séparant chaque *slitlet*. La déviation de l'illumination de la fibre dans chaque *slitlet* par rapport à la verticale (distorsion horizontale) est mesurée puis ajustée par un polynôme 2D. Les coefficients du polynôme seront utilisés lors des étapes ultérieures. Pour chaque réduction, ils étaient en accord avec les valeurs de références.

Une carte associant une longueur d'onde à chaque pixel est générée dans la cinquième étape. Deux images (ON–OFF) obtenues à partir d'une lampe à arc allumée puis éteinte sont soustraites, divisées par le champ plat maître, corrigées des mauvais pixels (à partir de la carte générée à l'étape 3) et de la distorsion. Pour chaque colonne du détecteur, la position des raies de la lampe est déterminée par ajustement d'une gaussienne. La différence entre la position des raies mesurées et celle reportée dans une table de référence donnée en entrée (**REF\_LINE\_ARC**) permet d'établir une relation de dispersion reportée dans la carte en longueur d'onde finale. Cette relation rend compte de la dispersion *verticale* sur le détecteur qui sera corrigée lors de la reconstruction des cubes. La position du coin gauche des *slitlets* est repérée à partir du changement brusque des coefficients de dispersion est reportée dans une table.

Toutes les informations sont réunies pour reconstruire un cube de données. Une image brute du ciel (ou le *dark* généré à l'étape 2 le cas échéant) est soustraite à chaque image de l'objet. L'image produite est alors divisée par le *flat*, corrigée des mauvais pixels et de la distorsion. Les *slitlets* sont translatées dans les images brutes de l'objet selon la direction de dispersion afin que chaque ligne corresponde à une longueur d'onde. Dans chaque ligne, les 32 *slitlets* sont extraites pour former une image monochromatique qui est stockée dans le cube de données finales. La même opération est répétée pour l'étoile standard observée après l'objet. Lorsqu'une série d'images a été acquise sur un objet, une mosaïque de cubes est reconstruite en utilisant les décalages sur le ciel effectués au télescope.

Pour les objets observés sans pose sur le ciel, nous avons utilisé la médiane des différentes images brutes de l'objet pour recréer un faux ciel. Alternativement, deux images avec l'objet à deux positions différentes dans le champ de vue peuvent être soustraites. Le résultat n'était pas satisfaisant pour la majorité des cas mais s'est révélé optimum pour la source 2M1207.

## 2.4 Mise en évidence et correction d'artéfacts du détecteur

Le détecteur de SPIFFI est affecté par un ensemble d'effets que j'ai mis en évidence lors du traitement des données. Cette partie décrit plusieurs de ces effets et donne quelques solutions pour les corriger.

### 2.4.1 Mauvaise estimation du biais

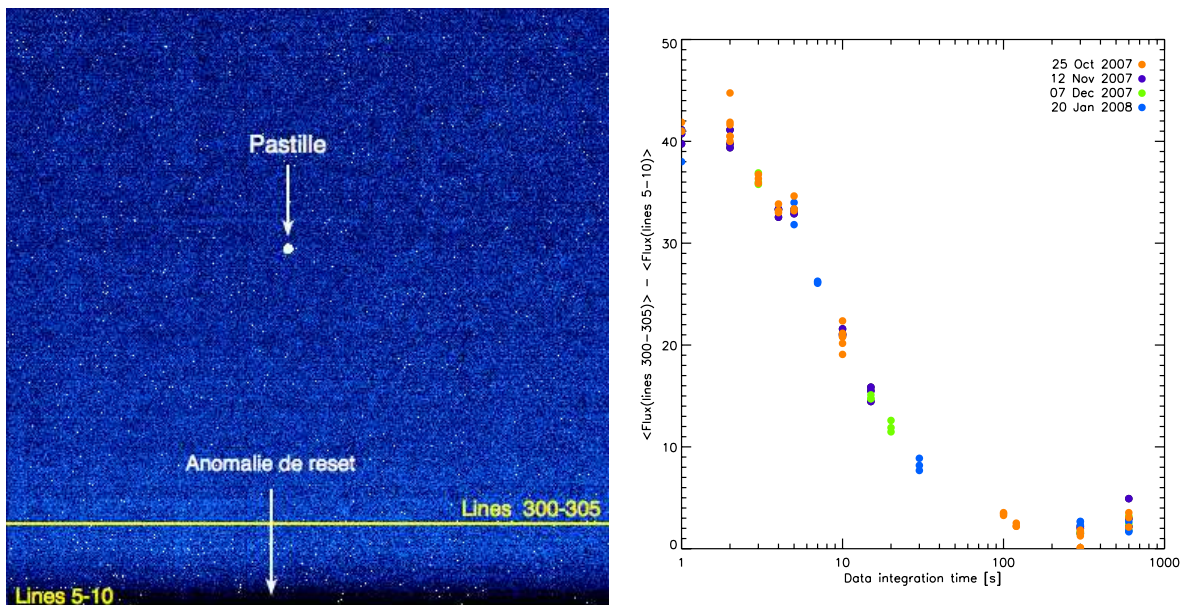
Des lignes du détecteur avec un flux négatif sont systématiquement observées dans les images à long temps de pose. Comme noté par l'ESO, cet effet est relié à l'apparition de pixels chauds dans les 4 premières et les 4 dernières colonnes du détecteur. En effet, avant que les fichiers ne soient écrits sur le disque, l'électronique du détecteur évalue et soustrait le biais ligne par ligne sur le détecteur en prenant la valeur moyenne du flux des 4 premiers et 4 derniers pixels de la ligne. Lorsque des pixels chauds apparaissent, la valeur du biais soustraite est surestimée. Pour corriger le problème, j'ai implémenté un outil développé par C. Dumas. Cet outil réestime le biais de la même manière mais en rejetant les mauvais pixels. Toutes les images brutes ont ainsi été corrigées. Cette étape de correction est incluse (depuis la version 1.9.8) dans la chaîne de réduction de SINFONI.

### 2.4.2 Anomalie de reset

Un gradient de flux négatif et vertical est systématiquement présent en bas du détecteur (des lignes 0 à 300 ; voir Fig. 2.3). Cet effet non linéaire possède plusieurs caractéristiques d'une anomalie de reset :

- Il est créé selon la direction de lecture du détecteur.
- Il affecte les images à court temps de pose. Dans la figure 2.3, j'ai tracé la décroissance de la différence de flux des lignes 5–10 et 300–305 en fonction du temps de pose. Le gradient de flux n'est plus présent sur le détecteur pour des temps de pose supérieurs à 100s.

Cet effet est causé par une non linéarité du signal après le reset. Il est couramment observé sur les détecteurs HAWAII 2 (Finger et al. 2000; Riopel et al. 2004).



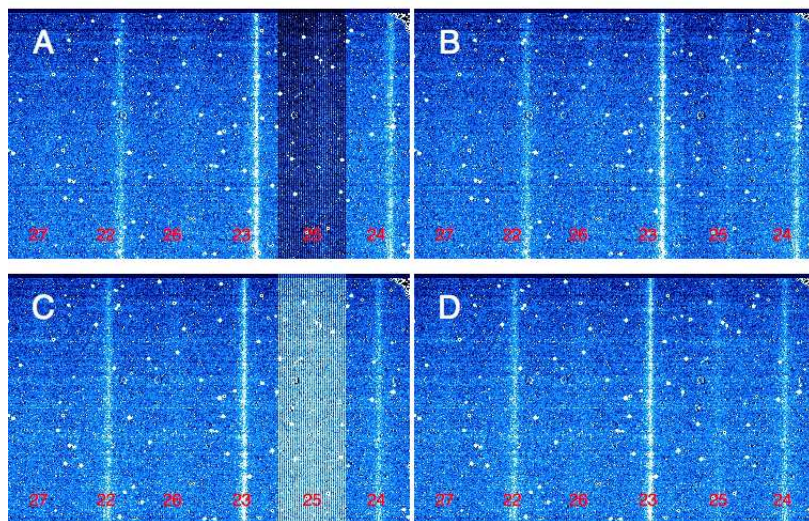
**Fig. 2.3:** Anomalie de reset. **Gauche :** Anomalie sur une image de 1s. Elle se caractérise par une décroissance du flux en bas du détecteur (ajustable par un polynôme de degré 2). Une zone défectueuse en forme de pastille est indiquée sur le détecteur. **Droite :** Evolution de la différence de flux des lignes 5 à 10 et des lignes 300 à 305 en fonction du temps d'intégration (*Data Integration Time*) sur une série de *darks* obtenues à différentes dates d'observation.

Il affecte les images de calibration et de science. Pour cette raison, les images de calibrations sont acquises par paires ON-OFF afin de soustraire la contribution. De même, cet artefact peut être éliminé

efficacement dans les images de science en soustrayant un *dark* acquis avec les mêmes temps de pose. Enfin, notons que l'anomalie est très stable dans le temps. Il pourrait donc être possible, à terme, de la corriger en utilisant simplement sa dépendance avec le temps d'intégration.

### 2.4.3 Effet électronique aléatoire

Les colonnes 1922 à 1985 (*slitlet* n°25 et la partie gauche de la *slitlet* n°24) sont affectées régulièrement par un effet électronique qui se caractérise par un changement de flux une colonne sur deux. L'effet est aléatoire dans le temps et n'est pas corrélé à la configuration instrumentale (filtre, réseau, temps d'intégration, choix des préoptiques). L'intensité de l'effet est aussi très variable. Il peut être négatif ou positif mais ne dépasse pas 10 ADU. Enfin, j'ai constaté fréquemment un effet similaire mais plus faible à l'emplacement de la *slitlet* n°5 et aussi plus rarement sur d'autres groupes de colonnes du détecteur.



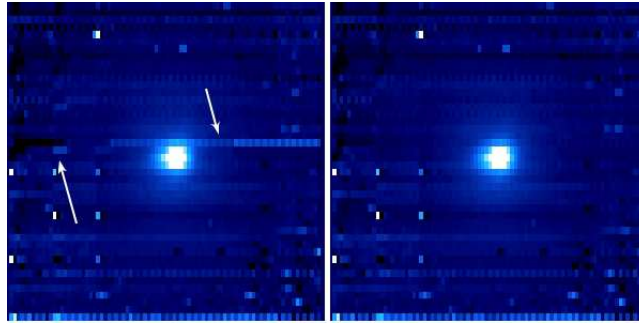
**Fig. 2.4:** Effet électronique créé lors de la lecture du détecteur et affectant majoritairement la *slitlet* n°25 (reporté en rouge en bas de chaque cadrant). **A** – Effet de type "négatif". **B** – Image (**A**) corrigée. **C** – Effet de type positif. **D** – Image (**C**) corrigée.

L'impact de l'effet sur les images finales est négligeable lorsque l'on observe une source brillante. Ce n'est pas le cas lorsque l'objet est faible. L'effet est aussi présent dans les images de calibrations. En particulier, on le voit apparaître sur des images prises avec la lampe à arc et la fibre utilisées pour dériver les relations de dispersion, les coefficients de distorsion, ainsi que la distance inter-*slitlet*.

En utilisant plusieurs *darks* contaminés, on peut constater que la distribution de flux des colonnes sous/sur lumineuses est simplement décalée de quelques ADUs par rapport aux colonnes adjacentes. Le signal parasite n'est donc pas du à un simple changement de gain d'une colonne sur l'autre (dans ce cas, on s'attendrait à voir la déviation standard de la distribution varier). Pour corriger cet effet, j'ai considéré les quatre première lignes de chaque image puis calculé le décalage en flux dans chaque colonne affectée. Les différentes valeurs trouvées sont par la suite moyennées et soustraites aux colonnes contaminées. La méthode a été utilisée sur un grand nombre d'images affectées et a toujours donné un résultat satisfaisant (Fig. 2.4).

Enfin, la comparaison de cubes de données corrigés de cet effet démontre que l'artefact représente une contribution négligeable dans les spectres finaux de nos sources mais peut limiter l'étude des objets étendus (voir Fig. 2.5).

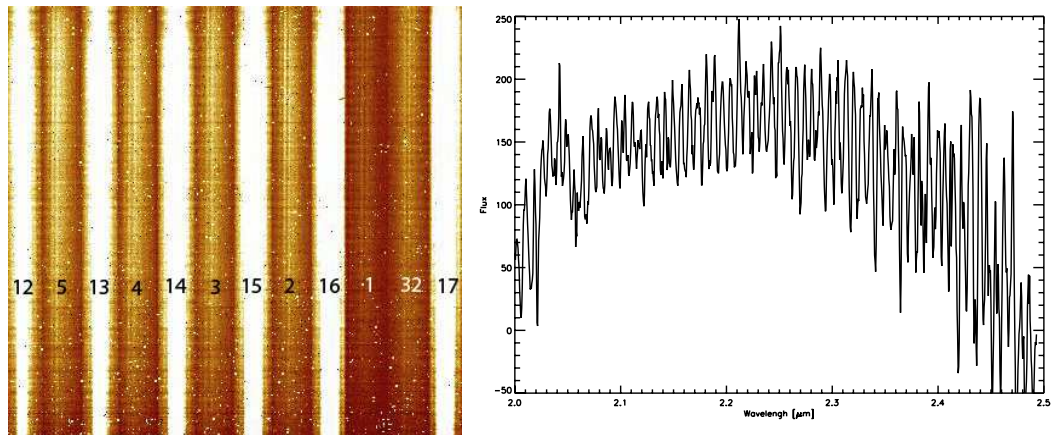




**Fig. 2.5:** Propagation de l'artefact électronique dans les cubes de données finaux de AB Pic b (Bande J, 05/12/2007).

#### 2.4.4 Oscillations

Des oscillations horizontales sont présentes aux jonctions entre les *slitlets* 32-17, 31-18, 30-19, 29-20, 28-21, 27-22, 26-23, 25-24, 16-1, 15-2, 14-3, 13-4, 12-5, 11-6, 10-7, et 9-8 dans certaines images brutes. Leur période est proche de 15.3 pixels tandis que leur amplitude est non constante d'une image sur l'autre. Ces structures semblent corrélées à l'apparition d'oscillations dans les 4 premières et 4 dernières colonnes du détecteur bien que décalées verticalement de quelques pixels. On les retrouve fréquemment sur les images de *dark*. Elles pourraient être le résultat d'une contamination électronique 50 Hz déjà observée sur le détecteur de NaCo.



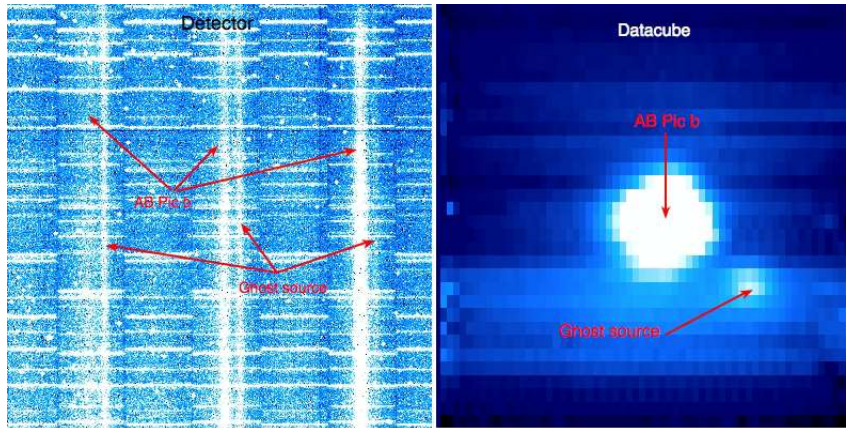
**Fig. 2.6: Gauche :** Oscillations observées dans les images brutes aux jonctions inter-*slitlets* 32-17, 31-18, 30-19, 29-20, 28-21, 27-22, 26-23, 25-24, 16-1, 15-2, 14-3, 13-4, 12-5, 11-6, 10-7, et 9-8. **Droite :** Bruit résultant dans les *spaxels* du cube H+K de TWA22 entre 2.0 et 2.5  $\mu\text{m}$ .

Lors de la reconstruction du cube, le réalignement des *slitlets* ne moyenne pas ce bruit étant donné que les *slitlets* adjacentes sont décalées verticalement de 14 pixels (hormis les *slitlets* n°1 et 31). Le signal oscillatoire se propage donc dans les cubes finaux. Son amplitude augmente dans différentes portions du champ de vue. Ces portions correspondent, sur le détecteur, aux jonctions entre les *slitlets* où les oscillations sont visibles.

Dans le plan de Fourier, la fréquence qui correspond à la période des oscillations apparaît. J'ai adopté un filtrage qui prend en compte l'absence d'oscillation à une jonction sur deux. Le résultat est décevant. Cela pourrait simplement signifier que le signal n'est pas additif.

### 2.4.5 Rémanence

Des effets de persistance sont visibles à la fois sur les données de calibration et sur les données de science. Dans les données de AB Pic b, des sources fantômes, déjà présentes dans les données brutes apparaissent dans les cubes individuels de l'objet (voir fig. 2.7). Lors de la reconstruction de la mosaïque finale de cubes, cette contribution disparaît si l'on active un filtrage résiduel des pixels déviants dans la chaîne de réduction. Un fort effet de rémanence était aussi présent dans les cubes de Z CMa à long temps d'intégration mais n'a pas pu être filtré convenablement.



**Fig. 2.7:** **Gauche** : Effet de rémanence dans une image brute de AB Pic b (zoom sur une partie du détecteur). **Droite** : Effet résultant dans les cubes. La source fantôme (ghost source) peut être confondue avec un compagnon de faible masse.

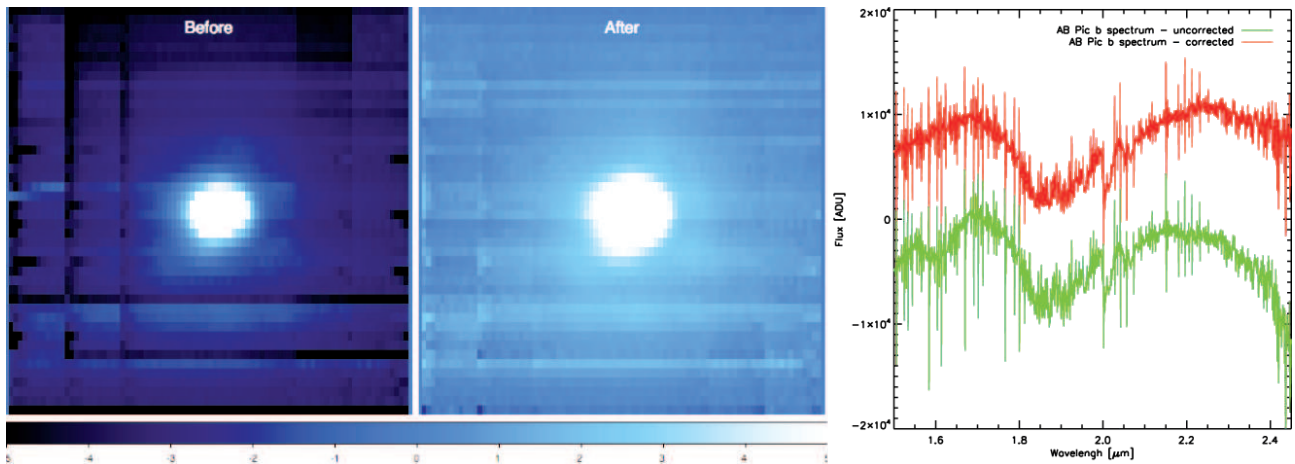
### 2.4.6 Flux négatif

Dans les cubes de données reconstruits de AB Pic b, GSC08047 B et TWA 5B, les spectres dans les ailes de la FEP de la source présentent des valeurs négatives. Les cubes fournis par l'ESO sont aussi affectés. On constate simultanément une lueur dans la partie gauche du champ de vue. Enfin, les mosaïques finales de cubes présentent des décalages de flux aux intersections entre les différents cubes individuels.

Nous avons tout d'abord pensé que les variations du fond de ciel entre les acquisitions d'images sur l'objet et sur le ciel étaient responsables de ces effets. Toutefois, cela n'expliquait pas la présence d'une forte dépression de flux constatée à 1.6 microns dans le spectre H+K que l'on retrouve dans la réponse spectrale de l'instrument (c'est-à-dire dans le champ plat). Aucune option lors de la reconstruction du cube ne semble en mesure de créer une telle perte de flux. En particulier, les options de correction du fond de ciel récemment ajoutées à la chaîne de réduction ne corrigent pas l'effet. Les cubes en début, milieu, et fin de nuit présentent le même problème. Enfin, nous avons vérifié que l'effet n'est pas causé par un gradient de flux provenant de la Lune.

En calculant la moyenne du flux dans des colonnes non illuminées par l'*image slicer* dans les images brutes de l'objet, le flux le long de la direction est décalé d'une image sur l'autre d'une valeur constante. La valeur du décalage varie entre 1 et 10 ADU. Les décalages sont indépendants de la bande spectrale.

On constate le même effet en analysant plusieurs séries de 3 images de *darks* prises à différents temps de pose. Cela peut être vérifié en traçant l'histogramme de chaque image (Fig. 2.9). En utilisant plus de 300 *darks*, j'ai calculé le taux de séries de *darks* affectées par des décalages de plus de 1 ADU. Le taux augmente avec le temps d'intégration. Statistiquement, une série de *darks* sur deux est affectée pour 300



**Fig. 2.8:** Flux négatif observé dans les cubes de AB Pic b (gauche) puis corrigé à partir des images brutes (milieu). Les décalages en flux entre les différents cubes utilisés pour créer la mosaïque finale sont clairement visibles dans l'image de gauche alors qu'ils sont absents dans l'image de droite. Les spectres intégrés à l'intérieur d'une ouverture circulaire ( $R=30$ ) sont tracés à droite. Le spectre avant correction a une bande H creusée à 1.6 microns qui n'est pas physique. Au contraire, la bande H du spectre corrigée reproduit la forme triangulaire des objets jeunes.

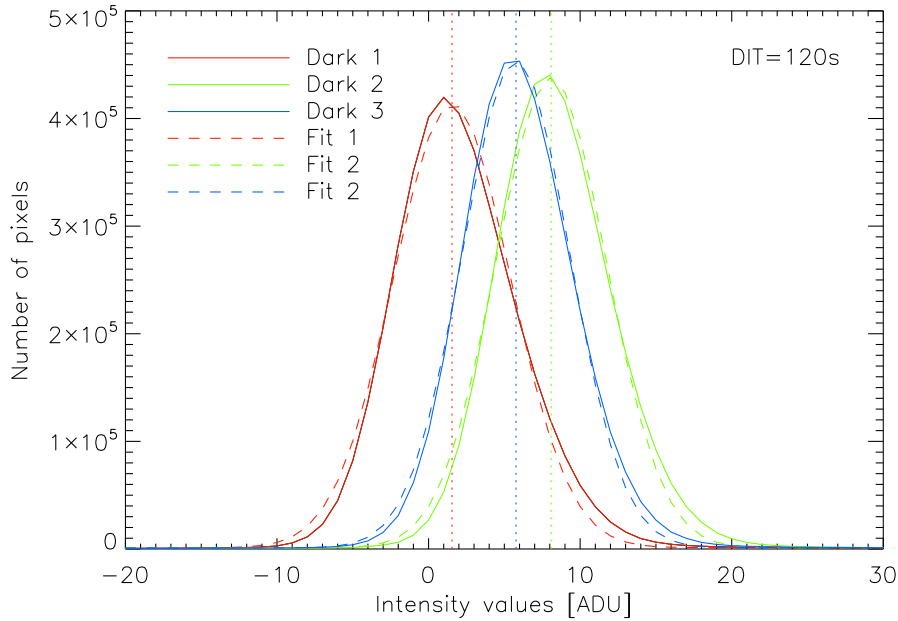
s d'intégration (une configuration utilisé pour observer la plupart de nos sources). L'effet est présent dans toutes les images de plus de 600s. De la même manière, l'amplitude des décalages à l'intérieur d'une même série augmente avec le temps de pose de 1 à 600 s puis semble décroître pour les images avec un temps de pose de 900s.

La variation du niveau moyen des images à l'intérieur d'une même série décroît avec le temps dans les images de plus de 600 s où de la rémanence est constatée. A l'inverse, plusieurs séries de *darks* avec des temps d'intégration de 300s et 120s ont un niveau moyen qui ne varie pas linéairement avec le temps alors que de la persistance est également constatée. La rémanence ne semble donc pas en mesure d'expliquer de manière consistante les décalages constatés quelque soit le temps de pose. Pour tenter de comprendre l'origine du problème, j'ai étudié la variation de la valeur moyenne de l'image en fonction de la température mesurée à différents endroits du détecteur. Il apparaît une corrélation claire entre la température de la partie froide de l'instrument et la valeur moyenne du flux sur le détecteur pour des temps de pose de 600s et 900s. Cette corrélation disparaît à plus faible temps d'intégration.

Lorsque l'objet observé est faible, différentes colonnes du détecteur non illuminées peuvent être utilisées pour estimer les décalages entre chaque image de science puis les corriger. Bien entendu, il faut vérifier que la distribution de flux le long des colonnes utilisées n'est pas contaminée par le flux de l'objet. Les nouveaux cubes de données réduits en utilisant les images corrigées présentent les caractéristiques suivantes :

- Le flux négatif a disparu.
- La dépression à 1.6  $\mu\text{m}$  est résorbée dans les cubes en H+K.
- Les mosaïques de cubes ne présentent pas de décalages de flux auparavant.
- La lueur présente sur la gauche du champ de vue en bande J a disparu.

Cet effet systématique représente une importante limitation pour l'étude des sources faibles étendues observées avec la préoptique qui offre le meilleur échantillonnage spatial. En effet, dans ce cas le décalage entre les images ne peut pas être retrouvé avec la méthode proposée ci-dessus.



**Fig. 2.9:** Histogrammes de trois *darks* acquis consécutivement. La valeur moyenne des *darks* varie au cours du temps passant de 1.5, 8 et enfin 5.8 ADUs.

## 2.5 Optimisation de la réduction

### 2.5.1 Filtrage des pics par seuillage kappa-sigma

Lors de la reconstruction de la mosaïque de cubes, la chaîne de réduction applique un filtrage des mauvais pixels résiduels à chaque longueur d'onde : une fois le décalage entre les différents cubes connus, les valeurs des zones d'intersection des cubes individuels sont établies. Dans ces zones, les valeurs des pixels à la position  $(x, y)$  dans chaque cube sont placées dans un vecteur. La déviation standard  $\sigma$  est calculée. Tous les pixels dont les valeurs dévient de plus de  $\kappa \times \sigma$  (avec  $\kappa \in \mathbb{N}$ ) par rapport à la valeur moyenne sont détectés et interpolés.

Si  $\kappa$  est faible, trop de mauvais pixels sont détectés et mal corrigés. Cela crée des peignes de pics que j'ai constaté à de nombreuses reprises dans les cubes finaux (Fig. 2.10). Pour résoudre le problème, il convient d'augmenter la valeur de  $\kappa$  ou de ne pas activer l'option.

La version 2.05 de la cascade de réduction a résolu le problème depuis.

### 2.5.2 Filtrage des mauvais pixels

Certains cubes de données présentent quelques mauvais pixels résiduels. Pour les éliminer, j'ai développé un outil adapté aux observations de sources ponctuelles. Le champ de vue est tout d'abord divisé en zones limitées azimutalement et radialement. Le flux médian dans chacune des zones est calculé puis soustrait dans chaque *slice* du cube. Cela permet ainsi de soustraire une version lissée de la source et de faire ressortir efficacement les mauvais pixels. Un filtrage kappa-sigma peut ensuite être appliqué pour repérer les mauvais pixels qui sont remplacés par la valeur du pixel correspondant dans l'image lissée de la source. Le processus fonctionne correctement et nous a permis d'améliorer la qualité des cubes finaux.



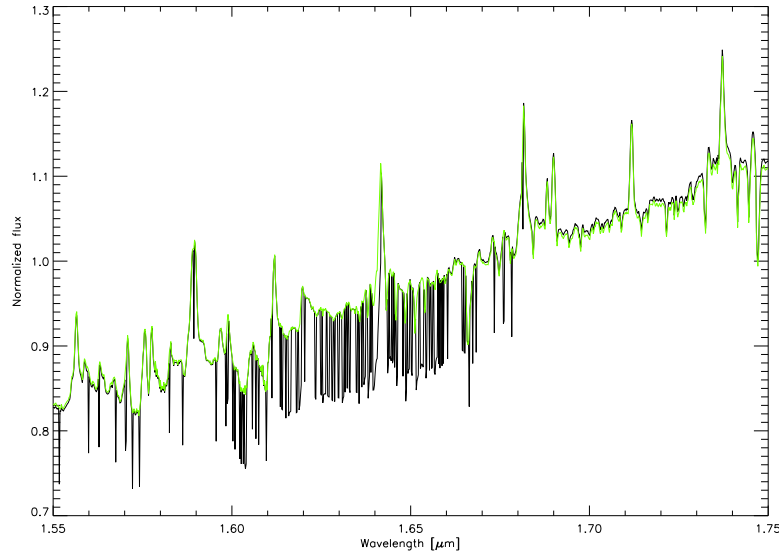


Fig. 2.10: artefacts créés dans les spectres de Z CMa par le seuillage kappa-sigma.

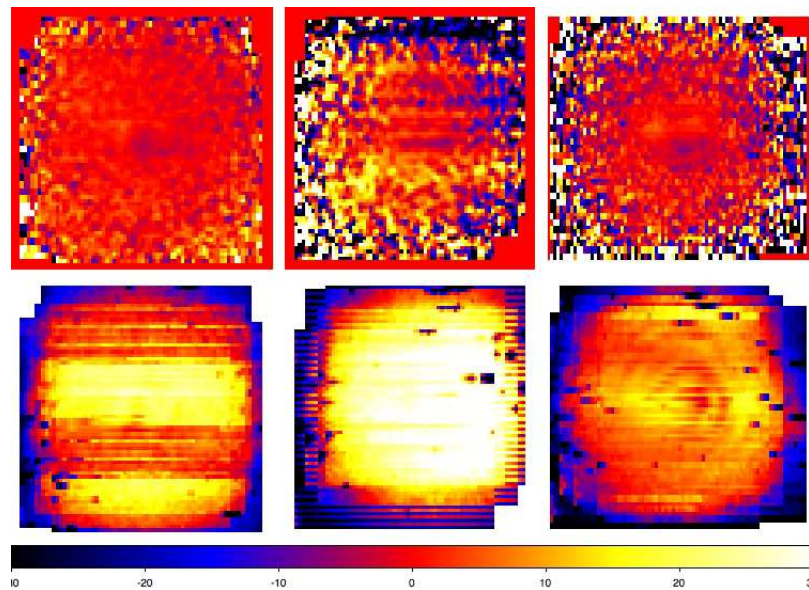
### 2.5.3 Calibration en longueur d'onde.

C. Dougados et al. ont récemment mis en évidence que la chaîne de réduction ne permettait pas d'atteindre des précisions absolues meilleures que  $50 \text{ km.s}^{-1}$  dans les cubes en bande K de DG Tau en effectuant une calibration en longueur d'onde basée sur les raies du ciel. Lors de l'étude du système Z CMa, nous n'avons pas été en mesure d'utiliser la même méthode car les images de ciel acquises spécialement pour cette calibration étaient fortement affectées par des effets de rémanence. J'ai donc décidé d'effectuer une calibration relative des spectres de chaque cube en utilisant des raies d'absorption atmosphériques situées autour de raies d'intérêts scientifiques à  $1.27 \mu\text{m}$ ,  $1.66 \mu\text{m}$  et  $2.18 \mu\text{m}$  en bande J, H et K. Pour cela, j'ai tout d'abord créé un spectre médian dans le cube. Chaque spectre du cube a ensuite été corrigé de son continuum spectral puis une corrélation croisée a permis de dresser une carte de décalage en vitesse de chaque *spaxel*. Les résultats sont reportés pour chaque bande dans la figure 2.11. La méthode est principalement limitée par le SNR qui diminue lorsque l'on s'éloigne de la source. Pour trouver la dispersion moyenne de valeur dans le champ de vue, j'ai donc fait une moyenne des différents décalages pondérés par le SNR de chaque spectre. Les cubes sont ainsi calibrés avec une précision de  $3 \text{ km.s}^{-1}$ ,  $8 \text{ km.s}^{-1}$  et  $6 \text{ km.s}^{-1}$  en bande J, H et K. L'opération a été répétée pour un ensemble de cubes d'étoiles standards telluriques observées en bande J autour de  $1.27 \mu\text{m}$  et en bande H+K autour de  $2.29 \mu\text{m}$  (car les raies à  $2.18 \mu\text{m}$  sont généralement faibles). Elle nous a permis d'établir que l'erreur moyenne sur la calibration *relative* en bande J est de  $\sim 25 \text{ km.s}^{-1}$  et de  $\sim 50 \text{ km.s}^{-1}$  en bande H+K.

### 2.5.4 Options importantes lors de la reconstruction des cubes

Afin de garantir une réduction optimisée des cubes, j'ai testé l'influence des options associées à la dernière étape de la réduction sur les produits finaux. Parmi ces options, je détaille l'impact de celles qui peuvent modifier notre interprétation des données.

Lors de la reconstruction des cubes, la position des 32 *slitlets* est réajustée de quelques fractions de pixel afin que le centre de chaque *slitlet*, estimé à partir des deux étapes précédentes de calibration, se trouve au centre du champ de vue. Pour cela, l'utilisateur peut choisir d'utiliser une interpolation bi-cubique ou



**Fig. 2.11:** Haut : Décalages relatifs en  $km.s^{-1}$  mesurés dans les cubes de Z CMa à partir des raies telluriques dans les bandes J (gauche), H (milieu) et K (droite). Bas : SNR mesuré pour chaque spectre dans les cubes de Z CMa en bande J (gauche), H (milieu) et K (droite).

polynomiale avec l'option `sinfoni.objnod.fine_tuning_method`. Les cubes avec l'interpolation bi-cubique étaient légèrement plus bruités. Il est donc recommandé d'utiliser l'interpolation polynomiale par défaut.

Lorsque l'option `sinfoni.objnod.nord_south_index` est désactivée, la chaîne de réduction se fonde sur la position du coin gauche des *slitlets* trouvés lors de l'étape de calibration en longueur d'onde pour reconstruire le cube. La position dans le cube final peut avoir varié de plusieurs *spaxels*. Je n'ai par contre pas noté de perte de flux importante ( $\leq 2\%$ ).

La chaîne de réduction utilise trois interpolations non linéaires pour reconstruire un cube de données final : pour corriger de la distorsion, pour réaligner les *slitlets* lors de la construction du cube, puis pour créer la mosaïque de cube final. A chaque étape l'utilisateur peut choisir un des noyaux d'interpolation proposés par la chaîne de réduction (`tanh`, `sinc2`, `lanczos`, `hamming`, `hann`). La comparaison des produits finis obtenus démontre que le flux total est insensible au choix des noyaux d'interpolation (variation de 0.01% du flux total). Toutefois, les noyaux affectent légèrement la distribution du flux de la source de manière chromatique. L'impact des noyaux d'interpolation doit donc être étudié si l'on décide de soustraire différentes images d'un même cube pour révéler des structures physiques (jet, disques, ...) et obtenir leur photométrie.

Une option nommée `sinfoni.objnod.flux_cor` est activée par défaut. Elle corrige des modifications de flux issues des étapes de rééchantillonnage effectuées lors de la reconstruction du cube. Les spectres intégrés de sources ponctuelles ne sont pas fortement affectés par cette option. Dans le cas de AB Pic b, on peut noter une très faible perte de flux ( $\sim 5\%$ ) lorsqu'elle est désactivée. La modification de flux généré par cette option est homogène dans le champ de vue sur les cubes testés.

L'option `sinfoni.stacked.gauss_index` active la convolution des spectres par une gaussienne. Elle élimine le bruit dans chaque *spaxel* ainsi que les mauvais pixels résiduels. L'option peut être utile pour l'étude des sources faibles. Toutefois, nous avons préféré ne pas activer cette option lors de la réduction afin de ne pas modifier la profondeur/hauteur des raies physiques.

La lampe halogène utilisée pour acquérir des cartes de champ plat possède une réponse spectrale propre

à base fréquence qui subsiste lors de la création du cube final. Pour pouvoir limiter son impact, l'option **sinfo.stacked.mflat\_norm\_smooth** permet de lisser la carte de champ plat maître dans le plan de Fourier (**sinfo.stacked.mflat\_norm\_smooth=1**) ou avec un filtre médian (**sinfo.stacked.mflat\_norm\_smooth=2**). Mes tests montrent que cette option modifie profondément le spectre qui se caractérise par une pente plus rouge non-physique et d'avantage de bruit quelque soit la nature du lissage effectué. Il convient donc de ne pas l'utiliser pour traiter les données.

Des options de correction du ciel ont été introduites lors des dernières évolutions de la chaîne de réduction. J'ai utilisé ces options sur les cubes de AB Pic b en faisant varier l'ensemble des paramètres qui permettent de modifier son application. Le résultat n'est pas satisfaisant. En particulier, l'option de soustraction des raies de OH (**sinfoni.sinfo\_utl\_skycor.rot\_cor**) peut introduire des artefacts dans les spectres si la contribution des raies est sur ou sous estimée.

Lors de la réduction des données de TWA 22, j'ai utilisé deux versions de la chaîne de réduction qui produisaient des spectres avec des pentes très différentes. Dans la version la plus ancienne, l'option **sinfoni.objnod.scales\_sky** était activée. Dans ce cas, une valeur médiane du flux est calculée et soustraite dans chaque plan du cube. Lorsque l'on utilise le plus petit échantillonnage spatial, le flux de l'objet est présent dans tout le champ de vue. Ainsi, la valeur médiane soustraite peut être surestimée par rapport au fond de ciel réel. Appliqué à chaque longueur d'onde, cela introduit une perte de flux qui modifie la forme et la pente des spectres comme constaté pour notre objet. Cette option est donc à proscrire lorsque l'on utilise cette configuration de l'instrument. Cependant, elle soustrait correctement les résidus de fond de ciel dans les cubes de 2M0141 obtenus avec l'échantillonnage spatial le plus grossier car le flux de la source est répandu dans une faible fraction du champ de vue.

Enfin, l'ESO offre à l'utilisateur le choix d'effectuer le traitement des données de manière plus précise (mais plus longue) en augmentant la valeur du paramètre **sinfoni.product.density**. Lorsque la réduction est effectuée avec la plus haute précision, certaines options sont activées et d'avantage de produits de réduction et de *quality control parameters* sont produits. J'ai testé l'influence de ce paramètre sur différents objets sans noter d'amélioration notable sur la qualité des cubes finaux.

## 2.6 Effets physiques

### 2.6.1 Astigmatisme

On observe fréquemment (dans  $\sim 20\%$  de nos données) une élongation de la FEP. Dans les cubes du système Z CMa, la FEP est allongée selon un angle de  $\sim 50^\circ$  en bande J et K et  $\sim 43^\circ$  en bande H. Le même phénomène a été remarqué dans les cubes des standards telluriques observés la même nuit ainsi que dans les cubes de TWA 5B et CT Cha b (observés un an plus tôt). La direction de l'élongation ne varie pas avec l'angle de rotation de l'adaptateur-rotateur dans ces données. L'effet est vraisemblablement lié à une mauvaise correction du front d'onde par le système d'optique adaptative.

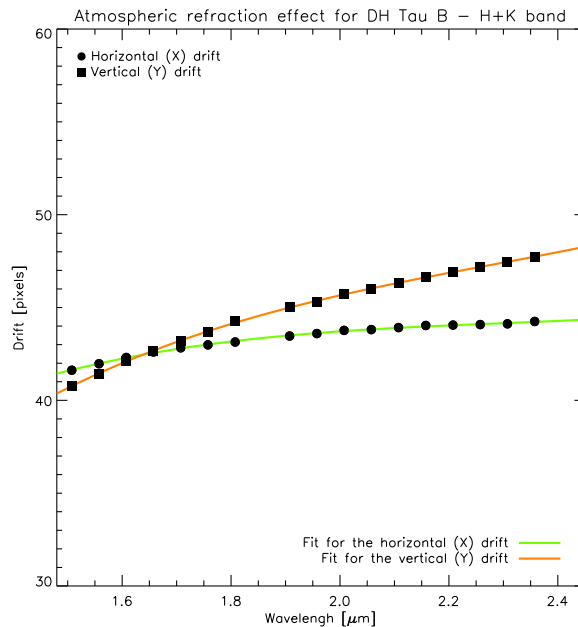
### 2.6.2 Réfraction atmosphérique

La réfraction atmosphérique provoque un changement de position de la source selon l'angle parallactique avec la longueur d'onde dans le champ de vue de l'instrument. Lorsque l'on souhaite intégrer le flux d'une source ponctuelle à l'intérieur d'une ouverture circulaire dans les cubes, l'effet produit une perte de flux chromatique qui affecte fortement la pente du spectre final.

Pour corriger cet effet, j'ai développé un outil qui localise l'objet dans chaque plan du cube puis réaligne

les plans. Les plans du cube sont moyennés en 100 groupes d'images. Une fonction de Moffat est alors ajustée dans chaque image pour trouver la position de la source. La variation de la position de la source en fonction du numéro des images est facilement ajustable par un polynôme du troisième degré. On peut alors retracer le mouvement de la source à chaque longueur d'onde dans le cube original. Les décalages subpixeliques entre chaque plan du cube sont ensuite corrigés en interpolant le cube sur une grille spatiale 20 fois plus fine. La méthode d'interpolation choisie (bilinéaire ou bi-cubique spline) n'affecte pas le flux total de manière significative.

J'ai utilisé cet outil systématiquement sur les cubes de données. L'effet de la réfraction était particulièrement important dans les cubes de DH Tau b observés à grande masse d'air<sup>14</sup> avec l'échantillonnage le plus précis dans la bande H+K (voir Fig. 2.12). La correction de la réfraction atmosphérique permet non seulement de s'affranchir des pertes de flux différentielles mais aussi d'augmenter le SNR des spectres finaux en concentrant le flux à un rayon donné. J'ai remarqué que la version la plus récente de la chaîne de réduction inclut désormais une correction de cet effet lors de la dernière étape de réduction.



**Fig. 2.12:** Evolution de la position de DH Tau b dans les cubes en fonction de la longueur d'onde. La réfraction atmosphérique joue un rôle important pour les sources observées à haute masse d'air ( $\mu=1.7$  ici) avec le plus petit échantillonnage spatial.

### 2.6.3 Pertes de flux différentielles

Lors des observations de TWA 22 en bande J, deux standards telluriques ont été observées successivement avec l'échantillonnage le plus faible ( $12.5 \text{ mas} \times 25 \text{ mas}$ ), au même rapport de Strehl (26 % et 28%) et à une masse d'air similaire ( $\mu=1.14$ ). Le spectre des standards a été intégré sur tout le champ de vue puis corrigé du corps noir correspondant à la température de l'étoile (Theodossiou & Danezis 1991). Au final, la pente des spectres des deux standards n'est pas identique.

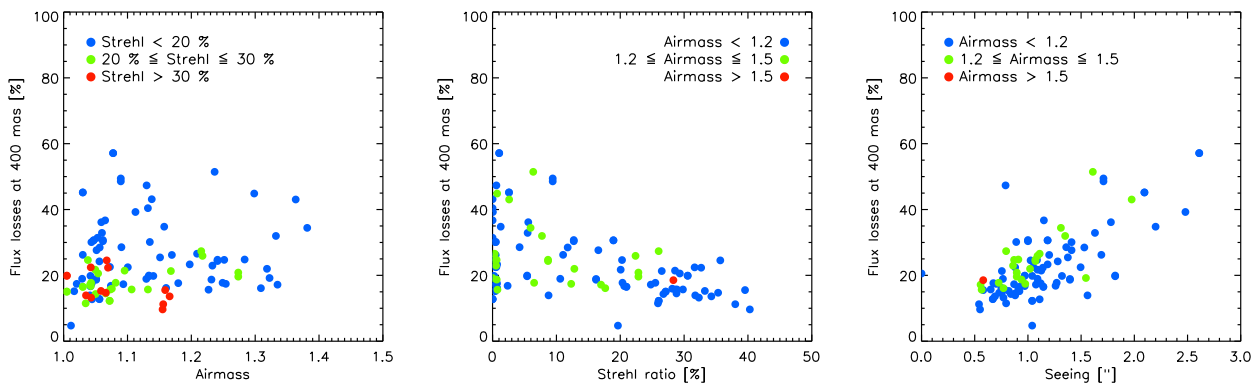
<sup>14</sup>La masse d'air  $\mu$  est définie comme la quantité d'atmosphère terrestre traversée par les rayons lumineux pour atteindre l'observateur.  $\mu = 1/\cos(\theta)$ , avec  $\theta$  l'angle entre la source et le zénith.

Cela peut être expliqué si l'on considère la variation de la forme de la FEP avec la longueur d'onde. Le rapport de Strehl diminue lorsque l'on se déplace aux courtes longueurs d'onde (on peut dire de manière équivalente que MACAO concentre moins bien le flux dans le coeur de la FEP). Mais la taille caractéristique du halo de la FEP augmente avec la longueur d'onde. Ces deux effets combinés à la taille limitée du champ de vue ( $0.8 \times 0.8''$ ) produit une perte de flux différentielle qui varie d'un cube sur l'autre. Cette perte est ici renforcée par :

- La position de la source qui est décentrée dans le champ de vue. Cela explique pourquoi la perte est plus importante dans le cube où l'étoile est située plus proche du bord du champ de vue.
- La réfraction atmosphérique. Dans l'un des cubes, elle produit un mouvement du centroïde de 1.1 à  $1.35 \mu\text{m}$  vers le bord droit du champ de vue.

Nous avons tenté de reproduire l'ensemble de ces effets en générant des FEP avec le simulateur d'optique adaptative de NAOS puis en considérant la position des deux sources dans les cubes de départ. Les cubes résultants montrent que la perte de flux avec la longueur d'onde est plus importante dans l'une des standards et peut expliquer la différence de pentes spectrales observées. La même étude menée sur le cube d'une standard tellurique observée en bande H+K à plus haute masse d'air montre que les pertes de flux varient de plus de 2 % entre 2.0 et 2.45 microns. Cependant, il serait à terme intéressant de refaire ces simulations en utilisant le simulateur d'optique adaptative de MACAO.

Afin de mener une étude plus globale, j'ai utilisé un ensemble de cubes d'étoile standards telluriques réduits et collapsés par B. Carry pour former une image moyenne en bande K. Ces cubes ont été obtenus en utilisant l'échantillonnage de  $50 \times 100 \text{ mas/pixel}$ . Dans chaque image, j'ai étudié l'évolution du pourcentage de perte de flux entre  $0.8''$  et  $1.25''$  en fonction de la masse d'air, du rapport de Strehl et enfin du *seeing* au moment des observations. Les résultats sont reportés en Fig 2.13. Ils confirment que les pertes de flux moyennes sont supérieures ou égales à 10 %. Elles varient principalement avec le strehl et le *seeing* pour  $1.0 \leq \mu \leq 1.4$ . La réfraction atmosphérique est vraisemblablement responsable de l'augmentation des pertes de flux de  $\sim 10\%$  avec la masse d'air lorsque le strehl est compris entre 20 et 30%. Il n'existe pas de corrélation claire pour des rapports de Strehl plus faibles.



**Fig. 2.13:** Etude des pertes de flux dans les cubes SINFONI en bande K en fonction de la masse d'air (gauche), le rapport de Strehl (milieu) et le *seeing* (droite). Les pertes de flux sont principalement corrélées au strehl et au *seeing*. Elles augmentent faiblement avec la masse d'air pour des rapports de Strehl entre 20 et 30 %.

### 2.6.4 Résidus de ciel

Les spectres finaux extraits des cubes sont systématiquement affectés par des résidus de raies du ciel. Ces résidus sont très présents dans les cubes en bande H+K et augmentent avec le temps de pose. Ils résultent de la variation temporelle du fond de ciel qui se caractérise par un spectre de corps noir et des raies rotationnelles de OH et de O<sub>2</sub> (Rousselot et al. 2000).

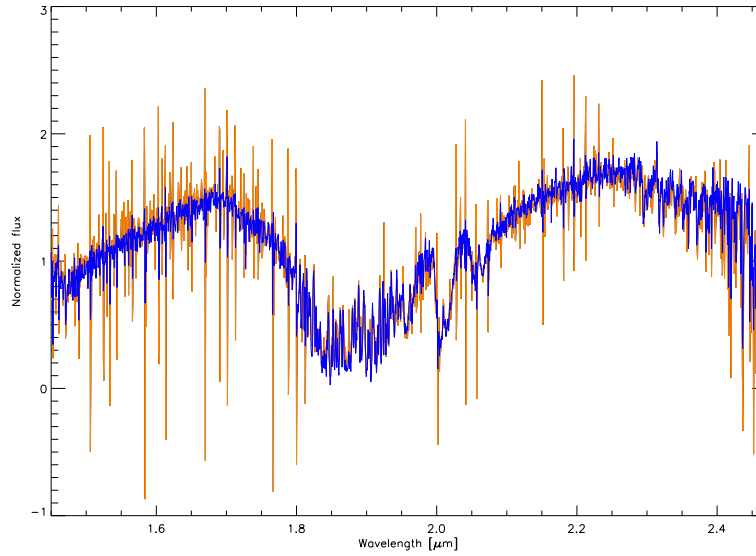
L'intensité des résidus varie rapidement dans le champ de vue de l'instrument lorsque l'on utilise les échantillonnages de 50×100 mas et 125×250 mas par pixel. Lorsque nous avons effectué du *dithering* spatial, deux images de l'objet sont soustraites pour éliminer la contribution du ciel. Cela fonctionne correctement lorsque les positions A et B sont séparées de plus de 1.5". Lorsque le déplacement était plus faible, nous avons préféré soustraire le ciel en deux étapes. Une médiane des différentes images brutes de l'objet permet de soustraire le flux de la source et de ne laisser que le ciel. Cette image est ensuite soustraite aux images d'origine puis les cubes sont reconstruits. Dans les cubes, nous avons ensuite appliqué l'option **sinfoni.objnod.scales\_sky** pour supprimer les résidus de ciel non soustraits à l'étape précédente (notamment les raies de OH).

Dans le cas, où on utilise un échantillonnage spatial fin (12.5 × 25 mas), la contribution du ciel doit être estimée de manière différente. Pour cela, une image est prise sur le ciel à la fin de chaque séquence d'observation sur l'objet. La chaîne de réduction repère cette image et la soustrait aux images de l'objet. Lors de nos observations, nous avons supposé que le ciel ne variait pas rapidement. En réalité, il évolue entre le début et la fin de nos séquences de 8 acquisitions lorsque les temps de pose sont typiquement de plus de 300s. En bande H+K, la variation est visible sur deux images consécutives. Dans les cubes finaux, des résidus de raie de OH apparaissent et dominent le spectre final. Ils ne peuvent pas être éliminés en utilisant l'option **sinfoni.objnod.scales\_sky** sans affecter la pente des spectres. Dans les cubes de AB Pic b, j'ai pu soustraire leur contribution en considérant chaque cube individuel avant la création de la mosaïque finale. Dans chaque cube, j'ai repéré automatiquement une zone du champ de vue où le flux de l'objet devient négligeable. La médiane du flux dans cette zone a été calculée puis soustraite à chaque longueur d'onde. Pour finir, les différents cubes de l'objet ont été rassemblés en utilisant une fonction de la chaîne de réduction (**sinfo\_utl\_cube\_combine**). Les spectres normalisés ont ensuite été comparés et montrent que la méthode fonctionne de manière satisfaisante (voir Fig. 2.14). Lorsque l'opération est répétée sur les cubes d'autres objets observés dans la même configuration, la méthode introduit des pertes de flux. Elle reste applicable uniquement dans des cas où le Strehl est élevé.

## 2.7 Traitements résiduels des spectres

Les spectres de sources ponctuelles peuvent être extraits une fois les cubes reconstruits, corrigés des mauvais pixels résiduels et de la réfraction atmosphérique en moyennant les *spaxels* contenus dans une ouverture circulaire de rayon  $R$  centrée sur la source. Lorsque  $R$  est trop grand, des artefacts (mauvais pixels, résidus de fond de ciel, bruits électroniques) vont jouer un rôle important dans le spectre final sans pour autant que l'on collecte d'avantage du flux de l'objet. A l'inverse, lorsque  $R$  est trop petit, la variation de taille de la FEP va introduire des pertes de flux différentielles qui vont modifier la pente du spectre final. Pour minimiser ces effets, j'ai développé un outil qui permet de retrouver la valeur de  $R$  sans introduire d'effet systématique.

Pour corriger les cubes des absorptions atmosphériques, les spectres des standards telluriques sont extraits de la même manière que le spectre de l'objet. Ces étoiles sont généralement sélectionnées à partir d'un catalogue de l'ESO composé majoritairement d'étoiles G et B du catalogue Hipparcos. Les spectres d'étoiles de type spectral G possèdent de nombreuses bandes d'absorptions atomiques et moléculaires



**Fig. 2.14:** Soustraction des résidus de ciel dans les cubes de AB Pic b. Le spectre original est tracé en orange. Le spectre corrigé est reporté en bleu.

(Rayner et al. 2009) partiellement résolues à la résolution de SINFONI. Pour les supprimer, les spectres de ces étoiles sont divisés par un spectre du soleil (obtenu par l'observatoire Kitt Peak) convolué par une gaussienne afin de dégrader la résolution originale (à  $R=40\,000$ ) pour atteindre celle de SINFONI. Pour certains standards, cette opération laissait quelques artefacts dans les spectres que j'ai pu corriger en ajustant un polynôme de Legendre du troisième ordre sur le continuum spectral adjacent. Lors des réductions les plus récentes (2010), j'ai préféré utiliser des spectres d'étoiles G obtenus par l'instrument SpecX monté au télescope IRTF (Rayner et al. 2009) car ils supprimaient plus efficacement les raies de l'étoile. Les spectres d'étoiles plus chaudes (A,B) ont été divisés par un corps noir à la température de l'étoile (Theodossiou & Danezis 1991) puis corrigés de leurs absorptions intrinsèques en utilisant un ajustement par un polynôme de Legendre. Les spectres d'étoiles telluriques ainsi corrigés sont divisés aux spectres de l'objet. Les spectres résultants sont normalisés au milieu de l'intervalle spectral couvert ( $1.226\ \mu\text{m}$  en bande J,  $1.58\ \mu\text{m}$  en bande H,  $2.2\ \mu\text{m}$  en bande K et H+K).

Les résidus de raies du ciel dans les spectres finaux sont repérés à l'aide d'atlas des raies du ciel (Rousselot et al. 2000, et aussi celui obtenu avec l'instrument CGS4/UKIRT au Mauna kea) et interpolés.

Enfin, dans le cas où un objet a été observé dans différentes bandes sans calibration spectrophotométrique, on peut tout de même tenter de reconstruire son spectre de  $1.1$  à  $2.45\ \mu\text{m}$ . Pour cela, j'ai utilisé la photométrie précise lorsqu'elle était disponible ainsi qu'un spectre de Vega (dont le flux à chaque longueur d'onde  $F_{Vega}(\lambda)$  est calibré ; Castelli & Kurucz 1994) pour retrouver les points zéro associés aux filtres utilisés. Chaque spectre est normalisé de manière à ce que son flux  $F_{obj}(\lambda)$  convolué par la fonction de transmission du filtre  $T(\lambda)$  et intégré vérifie la relation suivante :

$$Magnitude = -2.5 \times \log \left( \frac{\int_0^{+\infty} F_{obj}(\lambda)T(\lambda)d\lambda}{\int_0^{+\infty} F_{Vega}(\lambda)T(\lambda)d\lambda} \right) \quad (2.1)$$

La procédure a pu être testée en comparant les spectres SINFONI reconstitués (pour 2M1207, KPNO

Tau 4 uniquement) à des spectres à basse résolution ( $R=150$ ) obtenus avec l'instrument SpecX<sup>15</sup> qui offre une couverture spectrale simultanée de 0.6 à 2.55  $\mu\text{m}$ .

## 2.8 Optimisation de la stratégie d'observation

L'expérience gagnée lors du traitement des données SINFONI permet d'optimiser la stratégie d'observation pour de futurs programmes. Celle-ci doit être adaptée aux objets étudiés :

- Lors de l'étude de systèmes à faible séparation ( $\lesssim 2''$ ) et à haut contraste, l'optique adaptative est indispensable. La principale limitation proviendra de l'effet de persistance de l'étoile primaire. Pour éliminer cet effet, l'étoile primaire doit être maintenue strictement en dehors du champ durant des séquences de *dithering*. L'utilisation conjointe de l'échantillonnage spatial le plus faible facilite le processus d'extraction spectral. Enfin, si le compagnon est suffisamment brillant ( $K \lesssim 14$  mag), l'utilisateur peut réduire le temps de pose et utiliser les filtres H et K afin d'augmenter la dispersion du flux dans le cube et réduire l'effet de persistance.
- Les sources à faible séparation ( $\lesssim 0.4''$ ) peuvent être observées avec l'optique adaptative tout en utilisant l'échantillonnage spatial le plus fin. Il est par contre important de multiplier les acquisitions sur la source en la déplaçant dans le champ de vue afin de recréer une mosaïque de cubes avec un champ de vue élargi pour minimiser les pertes de flux différentielles. Pour faciliter l'extraction, je recommande en outre de répéter les observations à une date différente pour réduire la probabilité d'être limitée par un effet d'astigmatisme. Il est préférable de placer l'axe du système à l'horizontale dans le champ de vue en utilisant l'adaptateur-rotateur pour optimiser l'échantillonnage spatial le long de la binaire, ce qui peut être précieux pour l'extraction. Enfin, les décalages entre chaque cube peuvent être choisis pour améliorer ( $\times 2$ ) l'échantillonnage spatial.
- Les systèmes binaires à séparation modérée ( $0.4'' \lesssim \text{separation} \lesssim 2''$ ) peuvent être observés avec un échantillonnage spatial plus grossier (si les objets ne sont pas trop brillants) afin d'optimiser le temps passé sur la source. Afin de faciliter l'extraction spectrale, les deux sources peuvent être placées à l'horizontale dans le champ.
- Les systèmes à grande séparation ( $2'' \lesssim \text{separation} \lesssim 5''$ ) et haut contraste doivent être observés avec l'optique adaptative et le plus petit champ de vue afin de minimiser la contribution de l'étoile primaire qui peut produire des gradients de flux et de tavelures dans le champ de vue (voir Chapitre 3). Pour les systèmes où le contraste est modéré et où l'étoile n'est pas trop brillante, les deux composantes peuvent être placées dans le champ de vue en utilisant l'échantillonnage spatial intermédiaire et du *dithering*.
- Pour les systèmes à haute séparation ou isolés ( $\gtrsim 5''$ ), le plus grand échantillonnage est recommandé afin d'optimiser le SNR en un temps d'intégration minimum. Les systèmes séparés de moins de  $\lesssim 10''$  peuvent être observés avec l'optique adaptative si l'étoile primaire est brillante. Dans le cas contraire, elle n'est pas requise, ce qui économise du temps lors du processus d'observation.
- Pour conclure, les objets faibles et étendus doivent être observés avec le plus grand soin. Des acquisitions sur le ciel doivent être effectuées régulièrement. Si l'observateur désire utiliser ses données pour

<sup>15</sup><http://web.mit.edu/ajb/www/browndwarfs/spexprism/>



dresser des cartes de vitesse, il doit réaliser une calibration en longueur d'onde alternative. Dans ce but, des cartes de champ plat et des lampes à arcs peuvent être acquises après les observations de l'objet et de la standard tellurique afin d'éliminer tout risque de persistance. Cette stratégie permettra d'effectuer une calibration en longueur d'onde sans que l'état de l'instrument (température, effet de gravité,...) ait été modifié. Les pixels chauds apparus pendant la nuit pourront ainsi être repérés et éliminés.

Lorsque l'échantillonnage le plus faible est utilisé pour observer un objet, l'ESO observe après l'objet une étoile standard tellurique en effectuant systématiquement une acquisition sur l'objet avant de déplacer le télescope sur le ciel et d'effectuer une seconde acquisition. Pour limiter les pertes de flux différentielles, il est préférable d'effectuer plusieurs acquisitions sur l'objet en effectuant du *dithering* spatial puis d'effectuer une dernière acquisition sur le ciel (pour pouvoir soustraire la contribution du fond de ciel). La même procédure doit être suivie pour observer la standard tellurique. Pour limiter les résidus de ciel, il est souhaitable dans ce cas d'acquérir une image sur le ciel toutes les  $\sim 600$ s en bande J et toutes les  $\sim 300$ s en bande H+K au minimum.

Enfin je recommande de ne pas se baser uniquement sur les étoiles telluriques comme référence de la FEP pour extraire le spectre d'un compagnon. En effet, nous avons noté que la distribution de flux des standards telluriques est rarement représentative de celle de l'objet scientifique.

## 2.9 Conclusions

Durant les trois dernières années, j'ai pu acquérir une certaine expérience dans la réduction des données d'IFS. En travaillant sur des données de l'instrument SINFONI, j'ai identifié un ensemble d'anomalies dans les produits de réduction induites par l'instrument et le traitement des données associé.

La majorité des problèmes auxquels j'ai été confronté (odd-even effects, oscillations, flux négatifs) sont présents sur le détecteur de l'instrument. Ils démontrent que la chaîne de réduction propage le signal contenu dans les données brutes sans le filtrer lorsque les options de réduction par défaut sont activées. J'ai développé des outils capables de corriger les problèmes rencontrés avant et après la reconstruction des cubes.

La chaîne de réduction offre une grande flexibilité à l'utilisateur expérimenté. J'ai eu l'opportunité de tester une partie de ses options de manière systématique pour optimiser les produits de réduction. Dans les dernières versions (*SINFONI Pipeline User Manual*, version 13.0), plusieurs effets (réfraction, effet de filtrage des mauvais pixels) sont maintenant corrigés. L'ESO va poursuivre ces efforts, en se focalisant sur la calibration en longueur d'onde et la calibration de la distorsion (discussion avec D. Nürnberger et C. Dumas). Il me semble aussi nécessaire d'améliorer les outils de réduction existants pour qu'ils puissent travailler de manière rapide et automatisée sur de gros volumes de données (on peut d'ores et déjà le faire en utilisant l'interface ESOREX, mais cela n'améliore pas l'efficacité de réduction. Aussi, la gestion des différents types de fichiers d'entrée est complexe).

SINFONI pourrait prochainement tirer partie de la rotation de champ au foyer Cassegrain pour coupler la technique ADI à la spectroscopie intégrale de champ. Ceci devrait multiplier le volume de données par  $\sim 10$  (au moins!). Les cubes devront être réduits de manière systématique et homogène avant d'appliquer des algorithmes d'analyse décrits dans le chapitre 2 de la partie I. Cela a déjà été expérimenté sur l'instrument NIFS (McGregor et al. 2003) par Lavigne et al. (2009) et Lafrenière et al. (2010a) pour extraire les spectres des compagnons de masse planétaire GQ Lup b et 1RXS J160929.1-210524 b.

Cette technique sera cependant utilisée pour des sources peu brillantes afin de ne pas être limitée par

---

la persistance. Il serait donc intéressant à terme d'utiliser un masque coronographique (emplacement prévu dans SPIFFI) pour augmenter la dynamique et ne pas être confronté à ce problème.

Notons pour finir que l'ESO espère offrir très prochainement un nouveau mode de l'instrument (grâce à une pièce de l'instrument déjà installée et nommée *sky-spider*) qui permet d'observer simultanément l'émission du ciel (champ de vue à  $58^\circ$  hors axe).



# Chapitre 3

## Extraction spectrale

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Algorithme CLEAN-3D</b>	<b>107</b>
3.1.1	Principe de fonctionnement	107
3.1.2	Résultats et limitations	110
<b>3.2</b>	<b>Suppression de structures chromatiques</b>	<b>111</b>
3.2.1	Structure de la contamination	111
3.2.2	Fonctionnement	112
3.2.3	Résultats et limitations	114
<b>3.3</b>	<b>Conclusions</b>	<b>115</b>

---

La spectroscopie 3D offre la possibilité d'intégrer le flux de plusieurs objets contenus dans notre champ de vue. Bien que MACAO résolve angulairement les systèmes multiples, il ne supprime pas pour autant la contribution d'une composante donnée sur les autres du fait de l'extension de la FEP qui s'étend au delà de  $\lambda/D$ . Pour cette raison, des algorithmes exploitant à la fois les informations spatiales et spectrales doivent être développés pour extraire les spectres de sources individuelles propres.

Lors de l'analyse de nos données, nous avons été confrontés à deux problématiques d'extraction particulières. Nous avons étudié des systèmes binaires à très faibles séparations ( $\sim 100$  mas, soit 1.8 FWHM en bande K) où les deux composantes étaient partiellement résolues. Enfin, plusieurs cubes de données étaient contaminés par un gradient de flux et de tavelures provenant de l'étoile primaire située en dehors du champ de vue.

Dans ce chapitre, je décris deux algorithmes d'extraction que j'ai adaptés au cas de la spectroscopie 3D pour obtenir les spectres d'objets jeunes. L'algorithme CLEAN-3D décrit dans la première partie est une adaptation de l'algorithme de CLEAN créé par Högbom (1974). Dans la section 3.2, je détaille le principe de fonctionnement d'une méthode pour supprimer efficacement les gradients de flux mentionnés plus haut.

### 3.1 Algorithme CLEAN-3D

#### 3.1.1 Principe de fonctionnement

Une douzaine de méthodes ont déjà été proposées pour déconvoluer les spectres de deux composantes à l'intérieur de la fente de spectrographes classiques. Les méthodes de décomposition en valeurs simples (Simon & Sturm 1994), dans le plan de Fourier (Hadrava 1995), ou de Tomographie Doppler (Bagnuolo et al. 1992) appliquées sur des spectres à haute résolution spectrale nécessitent de réaliser des séries d'acquisitions dans le temps du système mais permettent de séparer le spectre de deux sources non résolues. La technique de spectroastrométrie développée par Bailey (1998), Garcia et al. (1999) Takami et al. (2001)

et Porter et al. (2004) permet aussi de déconvoluer<sup>16</sup> les spectres de deux composantes non résolues en se basant sur les décalages du barycentre du flux des deux sources dans chaque canal spectral.

Lorsque les deux composantes sont directement visibles dans la fente, leurs spectres peuvent être extraits en utilisant le profil spatial de la binaire dans chaque canal spectral (Dumas et al. 2001; Mohanty et al. 2007). Cette méthode offre la possibilité d'utiliser à la fois l'information spatiale et spectrale couplée dans nos cubes de données. Je l'ai donc adaptée pour qu'elle fonctionne sur nos données.

Le principe de l'algorithme que j'ai développé est décrit dans les Fig. 3.1 et 3.2. Le cube de l'objet est tout d'abord partitionné en  $N$  groupes de  $m$  images monochromatiques (*slices*; à ne pas confondre avec l'*image slicer*) classées par longueurs d'ondes croissantes, et tel que  $N \times m$  soit égal au nombre de slices du cube de départ. Dans chaque groupe, les slices sont moyennées puis regroupées dans un cube de  $N$  slices. Dans notre cas, nous avons choisi  $N$  tel que  $m = 100$  (ce qui correspond à  $\Delta\lambda = 145\text{\AA}$  en bande J et  $\Delta\lambda = 500$  en bande H+K). Dans chacune des images de ce cube, une fonction de Moffat est ajustée sur la source la plus brillante pour trouver sa position. Un polynôme de bas ordre (2 ou 3) est défini pour retracer l'évolution de la position de la source en fonction de la longueur d'onde.

Les cubes de standards telluriques observés après l'objet peuvent fournir une première représentation de la FEP de l'objet si les conditions atmosphériques sont stables (OPTION 1). Le cube de la standard est tout d'abord placé dans un cube de même dimension que celui de l'objet. La position de l'étoile est ensuite retrouvée de la même manière que pour celle de l'objet.

Malheureusement la FEP varie fréquemment entre les observations de l'objet et de l'étoile standard associée (réalisée en moyenne 5 à 10 min plus tard). Il existe cependant une alternative à l'utilisation de la standard : une FEP synthétique est créée à partir du cube de l'objet en dupliquant le profil de la source la plus brillante selon un axe  $\theta$  ( $\theta$  est défini par l'utilisateur ou estimé en ajustant une fonction de Moffat sur l'objet) dont les positions ont été dérivées précédemment (OPTION 2).

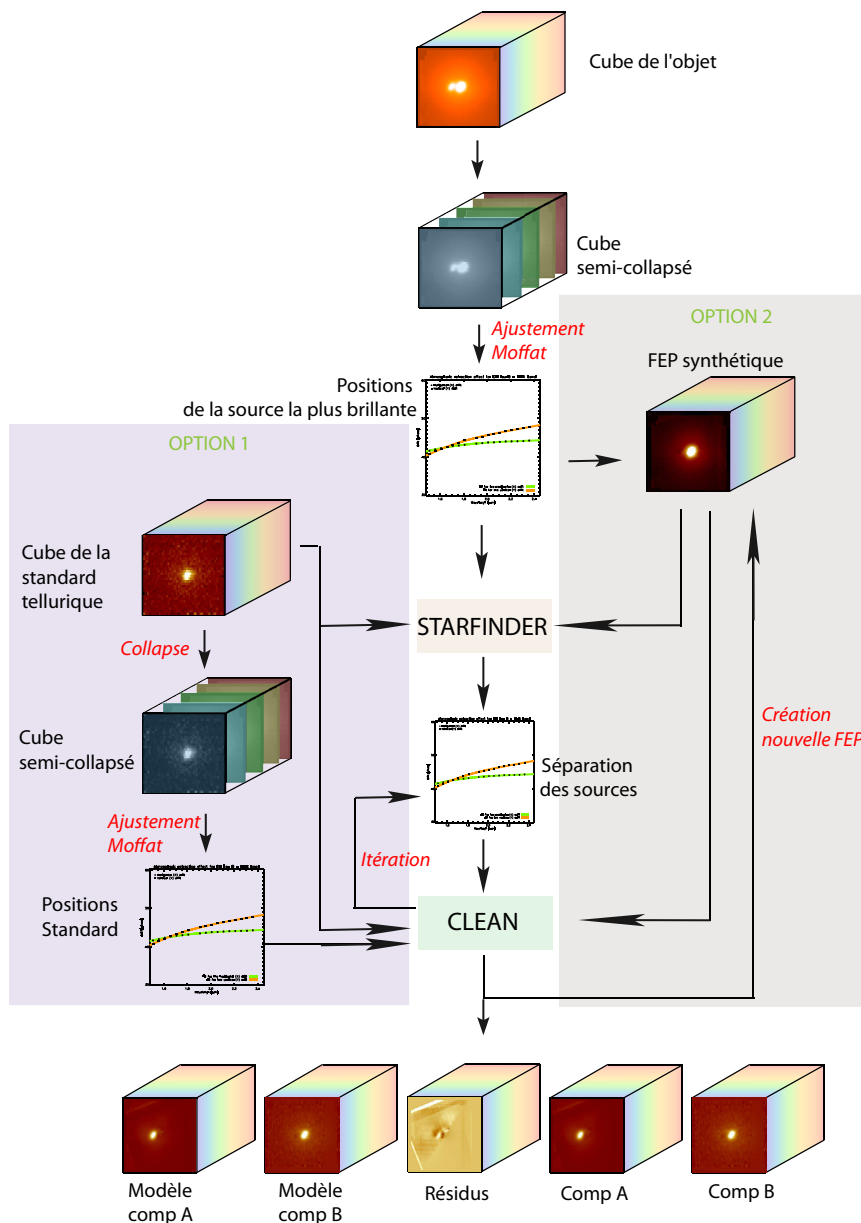
La FEP créée est utilisée avec le cube de l'objet en entrée du module nommé *STARFINDER*. Cet outil, développé par Diolaiti et al. (2000), permet d'obtenir la position et le flux relatif de différents objets partiellement résolus par une optique adaptative. Son principe repose sur la construction d'un modèle de flux des sources (détectées dans le champ de vue) à partir de versions normalisées et déplacées de la FEP. Le modèle, dont les paramètres libres sont la position et le flux des deux sources, est ajusté aux données grâce à un algorithme de Gauss-Newton. Sur les cubes de Z Cma, *STARFINDER* ne trouvait pas la position absolue de l'étoile la plus brillante plus précisément que par ajustement d'une fonction de Moffat. En revanche, il mesurait correctement (précision supérieure au 1/10 pixel) l'écart entre les différents objets. Enfin, il ne permettait pas d'utiliser l'information sur la position des objets connue a priori. Je m'en suis donc servie uniquement pour retrouver la séparation moyenne des sources dans le cube.

Enfin, l'algorithme utilise le cube de FEP et la position des sources dans un module de déconvolution supplémentaire basé sur une version modifiée de l'algorithme CLEAN (Dumas et al. 2001). Il fonctionne longueur d'onde par longueur d'onde dans le cube. Dans chaque slice, un modèle de la composante la plus brillante (A) est créé à partir de la FEP normalisée et positionnée à l'emplacement de la source. Ce modèle est soustrait à l'image initiale. Dans l'image résultante, le maximum de flux de la composante la plus faible (B) sert à créer un modèle. Le modèle est lui-même soustrait à cette image pour créer une carte de résidus finale. Ce modèle est aussi soustrait à l'image initiale. Cela supprime ainsi la contribution de la composante B sur la composante A. Le maximum de la composante A est ainsi utilisé pour créer un modèle qui va à son tour être soustrait à la position de la source maintenue fixée. Le processus est répété jusqu'à ce que la valeur absolue des résidus soit minimisée. L'algorithme converge en 2 ou 3 itérations. Appliqué à chaque longueur d'onde, il permet d'extraire le flux des deux sources. Il produit deux cubes contenant le modèle de

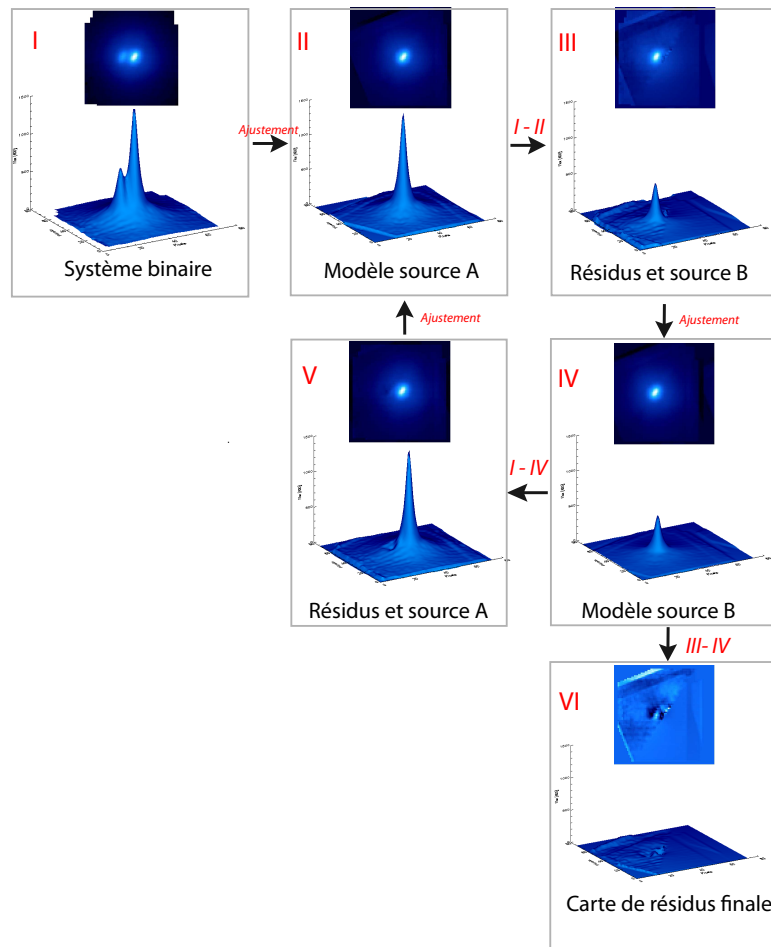
<sup>16</sup>Lorsque j'emploie ce terme, il ne s'agit pas de déconvolution au sens classique (on ne cherche pas à descendre en dessous de la limite de résolution du télescope à partir de l'information contenue dans la FEP.) mais d'une séparation des sources.

chaque composante et un cube de résidus. Les cubes de modèles peuvent être soustraits au cube original pour produire deux cubes contenant uniquement une des deux composantes.

Pour améliorer le résultat final, une itération sur le processus de CLEAN est effectuée. La position des sources (A) et (B) est évaluée dans les cubes générés à l'itération précédente. En particulier, la position de (A) n'est plus affectée par les ailes de la FEP de la composante (B) cette fois ci. Une nouvelle FEP de référence est alors utilisée par l'algorithme pour générer les cubes finaux. Ces cubes sont simultanément corrigés des effets de réfraction atmosphérique.



**Fig. 3.1:** Principes de l'algorithme CLEAN-3D. L'utilisateur peut fournir en entrée un cube de FEP (OPTION 1) qui peut être le cube de la standard tellurique observée la même nuit. Le cas échéant, il peut créer une FEP synthétique en dupliquant le profil de la source la plus brillante (OPTION 2) dans chaque plan du cube.



**Fig. 3.2:** Principe de l'algorithme itératif CLEAN utilisé dans l'algorithme CLEAN-3D. En utilisant une FEP, un modèle de la composante la plus brillante (A) est créé et soustrait. Dans l'image résiduelle, le flux de la composante la plus faible (B) est évalué. Il est utilisé pour créer un modèle de (B). Ce modèle est soustrait à l'image précédente pour obtenir une carte de résidus. Il est aussi soustrait à l'image de départ pour éliminer la contribution de B sur A et construire ainsi un nouveau modèle de A à utiliser pour une seconde itération.

### 3.1.2 Résultats et limitations

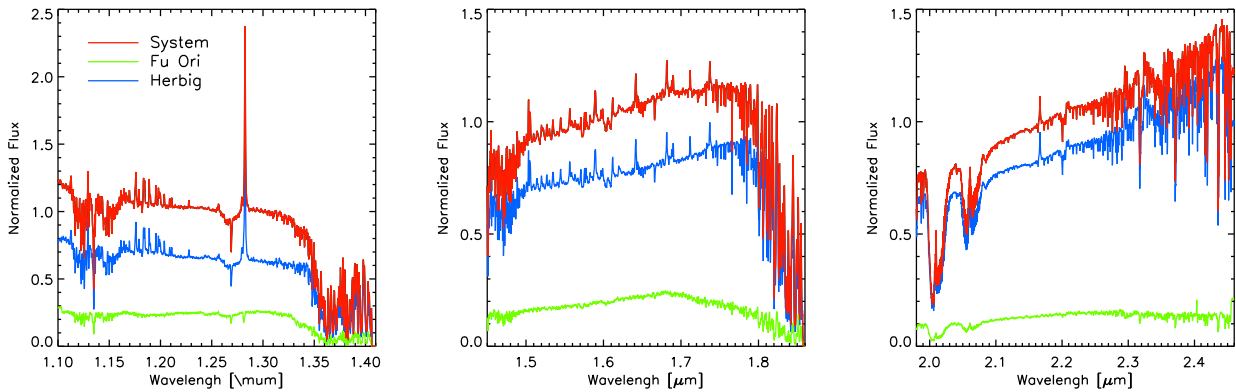
Nous avons utilisé cet algorithme sur les cubes des binaires Z CMa (Séparation  $\sim 100$  mas,  $\Delta H = 0.6$  à  $1.9$  mag) et TWA 22 (séparation  $\sim 90$  mas,  $\Delta H = 0.5$  mag). La FEP de la standard tellurique n'était pas représentative de la FEP au moment des observations de TWA 22. Nous avons donc décidé d'utiliser l'algorithme avec l'option 2 en fixant  $\theta = 0^\circ$ . La FEP dans les cubes en bande J, H et K de Z CMa était affectée par de l'astigmatisme. En bande J, la standard tellurique reproduisait correctement la forme de la FEP de l'objet. Cependant, les cubes avaient un faible SNR qui limitait la précision d'extraction. Nous avons donc là aussi décidé de construire une FEP synthétique en dupliquant le profil de la composante la plus brillante. La même méthode a été utilisée pour les données en bande H et K.

L'erreur relative d'extraction peut être évaluée à chaque longueur d'onde à partir de la valeur absolue du cube de résidus divisée par le flux total du cube de départ. Elle varie de 3 à 8 % pour Z CMa, et de 10 à 15% pour TWA 22. Elle augmente fortement lorsque l'objet devient faible. Ainsi, elle devient plus forte dans les bandes d'absorptions atmosphériques qui dominent autour de  $1.15 \mu\text{m}$ ,  $1.5 \mu\text{m}$ ,  $1.8$ – $2.15 \mu\text{m}$  et

2.3  $\mu\text{m}$ .

Plusieurs indicateurs nous permettent d'affirmer que l'algorithme fonctionne correctement :

- Les spectres de TWA 22AB produits en sortie ont des pentes et des raies spectrales similaires à celles de spectres de référence.
- Les spectres des composantes de Z CMa sont très différents (voir Fig. 3.3). Ceci est attendu étant donné la nature des objets.



**Fig. 3.3:** Spectres de Z CMa en bande J, H et K extraits à partir de cubes SINFONI en utilisant l'algorithme CLEAN-3D.

L'erreur d'extraction augmente rapidement avec la différence de magnitudes des deux sources. Par exemple, la méthode ne donne pas des résultats satisfaisants sur les cubes H+K du système 2M1207 Ab (Séparation=770 mas,  $\Delta K = 5$  mag). Pour cet objet, nous avons donc décidé de modifier l'algorithme en n'effectuant qu'une seule itération dans le module de CLEAN. Les spectres du compagnon sont en bon accord avec ceux publiés par Patience et al. (2010) et obtenus en soustrayant un profil radial.

Enfin, notons que l'erreur est dominée par la qualité de la FEP utilisée en entrée de l'algorithme. Lorsque celle-ci est affectée par un fort astigmatisme comme ce fut le cas pour Z CMa, le choix de  $\theta$  doit être optimisé. Lorsque la FEP a une morphologie plus complexe (coma triangulaire, aigrettes de diffraction importantes), l'algorithme ne peut pas être appliqué.

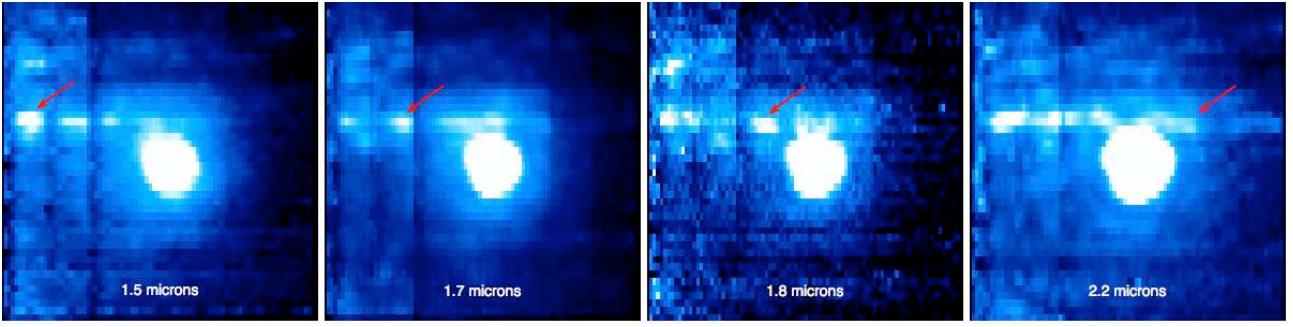
## 3.2 Suppression de structures chromatiques

### 3.2.1 Structure de la contamination

Les cubes des compagnons TWA 5B (1.96",  $\Delta H = 5.4$  mag), GSC8047 B (3.3",  $\Delta H = 6.9$  mag), DH Tau b (2.3",  $\Delta H = 6.8$  mag) et CT Cha b (2.67",  $\Delta H = 6.8$  mag) analysés dans la partie IV sont contaminés par un gradient de flux inhomogène superposé à l'ensemble de structures ponctuelles dont la position varie avec la longueur d'onde (voir Fig. 3.4). La contamination provient du flux de l'étoile primaire située à quelques arcsecondes en dehors du champ de vue de l'instrument. La FEP et ses sous-structures (tavelures, aigrettes) varient avec la longueur d'onde. La taille des parties externes de la FEP (halo) est proportionnelle à  $\lambda$ . La forme des parties internes est reliée au Strehl qui, lui aussi, évolue avec la longueur d'onde.

Dans le halo, chaque sous-structure bouge dans le champ de vue avec la longueur d'onde sur une distance  $\Delta r$  qui s'exprime comme :





**Fig. 3.4:** Mouvement d'une tavelure (flèche rouge) avec la longueur d'onde dans le champ de vue de SINFONI.

$$\Delta r = r - r \frac{\lambda_0}{\lambda_1} = r \frac{\Delta \lambda}{\lambda_1} \quad (3.1)$$

avec  $\Delta \lambda = \lambda_0 - \lambda_1$  l'intervalle en longueur d'onde du cube.

Une tavelure située à 1" de l'étoile parcourt donc  $\Delta r = 214$  mas dans les cubes en bande J ( $\Delta \lambda = 0.3 \mu m$ ), et 408 mas en bande H+K ( $\Delta \lambda = 1 \mu m$ ). Lorsque l'étoile primaire est située en dehors du champ de vue, on peut donc avoir une tavelure dans le champ de vue de l'instrument à une longueur d'onde  $\lambda_i$  tel que :

$$\lambda_i = \lambda_0 \times \left[ \frac{1}{2 - \frac{\rho - \Delta_{FoV}}{\rho_t}} \right] \quad (3.2)$$

$\rho$  représente la séparation entre l'étoile et le compagnon.  $\rho_t$  est la distance entre l'étoile et la tavelure. Enfin,  $\Delta_{FoV}$  représente la distance entre la tavelure et le bord du cube situé entre l'étoile et le compagnon à la longueur d'onde  $\lambda_0$ .

Ainsi, en bande H+K, toutes les tavelures à plus de 1.24" pénètrent dans le champ de vue de l'instrument (1.1"  $\times$  1.1" dans notre cas) où le compagnon est centré. A une position fixe (x,y) du cube, on retrouve la signature du passage de la tavelure sous la forme d'une augmentation de flux sur un intervalle de longueur d'onde restreint. Dans les cubes contaminés, la plupart des spectres montrent ce type d'artefact qui rentre en compte lors de l'extraction des spectres.

Dans les cubes en bande H+K de DH Tau b et TWA 5B, les tavelures sont concentrées dans une zone horizontale proche du compagnon. La position de la zone varie avec la réfraction atmosphérique dans les cubes de DH Tau b. Cette zone pourrait être une aigrette de diffraction provenant de l'étoile. Dans ce cas, la zone devrait se déplacer en fonction de l'angle parallactique. J'ai vérifié que ce n'était pas le cas en analysant plusieurs cubes de TWA 5B avec différents angles parallactiques.

Pour supprimer ces contributions au flux de l'objet, nous avons donc développé un outil qui utilise l'ensemble de l'information 3D contenue dans les cubes.

### 3.2.2 Fonctionnement

Le gradient de flux représente une basse fréquence spatiale qui se distingue des tavelures dont la taille caractéristique est identique à la taille de la FEP. Nous avons développé une méthode qui élimine ces deux

contributions de manière indépendante (voir Fig. 3.5).

La première étape du processus est inspirée de Jahnke et al. (2007). Un modèle de la FEP est ajusté à la position et au flux du compagnon dans chaque image du cube. Le modèle peut être construit à partir des cubes de standards telluriques observés peu de temps après l'objet. C'est le cas pour TWA 5B, DH Tau b, et CT Cha b. Lorsque la standard tellurique n'offrait pas une bonne représentation de la FEP, j'ai utilisé une fonction de Moffat. La soustraction du modèle au cube de départ permet d'éliminer la majeure partie du flux provenant du compagnon. Dans le cube de résidus, le flux est dominé par la contribution de l'étoile primaire ainsi que par les artefacts créés lors de la soustraction. Un filtre médian de taille supérieure ou égale à la taille caractéristique de la FEP (typiquement de 5 à 15 pixels) dans chacune des images du cube de résidus élimine efficacement ces artefacts ainsi que les tavelures et ne laisse que le gradient de flux. Pour améliorer l'efficacité du filtrage, chaque spectre du cube peut aussi être lissé.

Le cube contenant le gradient de flux est soustrait au cube de départ. Il peut servir lors d'une nouvelle itération pour ajuster un modèle du compagnon plus réaliste et générer un nouveau cube de résidus. En fonction du cube traité, le nombre d'itérations pour lesquelles l'ajustement est amélioré varie de 1 à 3. Le cube de gradient final peut donc être soustrait au cube initial pour ne laisser que le flux du compagnon et les sous structures. Pour supprimer cette dernière contribution, l'utilisateur peut effectuer en option une *déconvolution spectrale*.

La *déconvolution spectrale*<sup>17</sup> est une technique initialement développée par Sparks & Ford (2002) pour supprimer la contribution du flux (tache d'Airy et sous-structures) d'une étoile dans le champ de vue des cubes où un compagnon faible est présent. Elle se base sur la dépendance des structures de la FEP de l'étoile avec la longueur d'onde pour éliminer les structures *achromatiques* qui restent fixes dans le champ tels que des compagnons. Chaque image du cube est tout d'abord rééchantillonnée et redécoupée pour réaliser une homothétie d'un facteur  $\lambda_0/\lambda_i$ ,  $\lambda_i$  correspondant à la longueur d'onde du plan transformé. Dans le cube généré, la taille des structures de l'étoile primaire est invariante de  $\lambda$ . Ainsi, une tavelure sera toujours présente à la même position dans le cube. Au contraire, le compagnon qui était initialement fixe dans le cube change désormais de position avec  $\lambda$ . On retrouve sa contribution dans les *spaxels* du cube sous la forme d'une modification de la pente du spectre dans un intervalle de longueur d'onde restreint. Pour l'éliminer, un modèle de spectres de l'étoile primaire est construit. Le modèle est ajusté dans chaque *spaxel* et soustrait au cube. Le processus produit un cube de résidus contenant le flux du compagnon et les artefacts achromatiques ainsi qu'un cube contenant l'étoile primaire.

Cette méthode a été appliquée avec succès par Thatte et al. (2007) sur des cubes SINFONI pour extraire le spectre du compagnon AB Dor C. Deux conditions sont nécessaires pour qu'elle fonctionne :

- La position de l'étoile doit être connue à priori.
- Le compagnon doit se déplacer suffisamment dans les cubes rééchantillonnés pour que le modèle du spectre de l'étoile puisse être ajusté correctement dans le *spaxel*. Pour cela, on définit un rayon de bifurcation pour lequel une tavelure se déplace de  $\Delta r = 2 \times 1.22 \frac{\lambda}{D}$ . Les compagnons séparés de moins de  $\Delta r$  de leur étoile ne peuvent pas être extraits correctement.

Dans notre cas, l'étoile primaire est située en dehors du champ de vue. Son flux est trop faible et inhomogène dans les cubes pour construire un modèle de spectre.

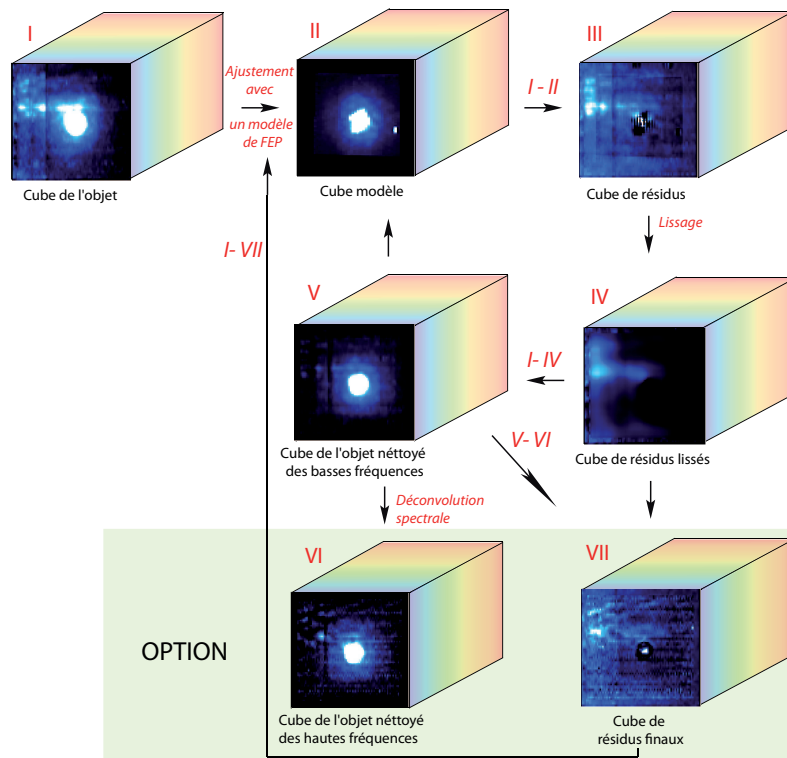
Nous avons donc adapté la méthode pour qu'elle fonctionne dans notre cas spécifique en essayant d'enlever au maximum le flux du compagnon dans le cube nettoyé du gradient. Après avoir réalisé une homothétie, un spectre modèle du compagnon est créé en prenant la médiane des spectres contenus dans une ouverture circulaire de rayon  $R$ . Chaque spectre du cube est divisé par le spectre modèle. Le ratio

<sup>17</sup>En suivant la dénomination adoptée par (Sparks & Ford 2002). Ne pas confondre avec les algorithmes de déconvolution spatiale qui permettent de descendre en dessous de la limite de résolution angulaire.

des deux spectres peut être ajusté par une fonction polynômiale de bas ordre (typiquement d'ordre 3). Le spectre modèle est multiplié par le polynôme et soustrait au spectre de départ pour ne laisser que les artefacts (tavelures, résidus d'aigrettes,...). L'opération enlève correctement les structures chromatiques provenant de l'étoile.

A l'issue du processus de déconvolution, l'extraction spectrale peut être répétée en ajustant un modèle du compagnon sur le cube extrait à l'itération précédente.

Notons que les structures associées au compagnon varient, elles aussi, avec la longueur d'onde. Cependant, leur déplacement dans le champ de vue est faible en comparaison du déplacement des structures associées à l'étoile car elles se situent plus proche du point source auxquelles elle sont rattachées (c'est-à-dire le compagnon). Ainsi nous avons pu vérifier que l'homothétie des cubes qui vise à éliminer cette dépendance n'est pas strictement nécessaire pour que la déconvolution fonctionne.



**Fig. 3.5:** Principe de fonctionnement de l'algorithme de suppression des gradients de flux. Une FEP est ajustée (II) sur la source brillante (I) puis soustraite dans chaque plan du cube. Les résidus constitués du gradient de flux et du flux résiduel de l'ajustement (III) sont lissés en utilisant un filtre médian dans les directions spatiales et spectrales (IV). Le cube produit est soustrait au cube de départ (V). Une nouvelle fonction peut être ajustée sur la source dans le cube puis soustraite au cube de départ (II), etc... jusqu'à produire un cube où la contribution du gradient lumineux est absente (V). Dans ce cube, la source est entourée de tavelures qui sont filtrés lors d'une étape de déconvolution spectrale activée en option. Enfin, le cube déconvolué (VI) peut servir pour une nouvelle itération.

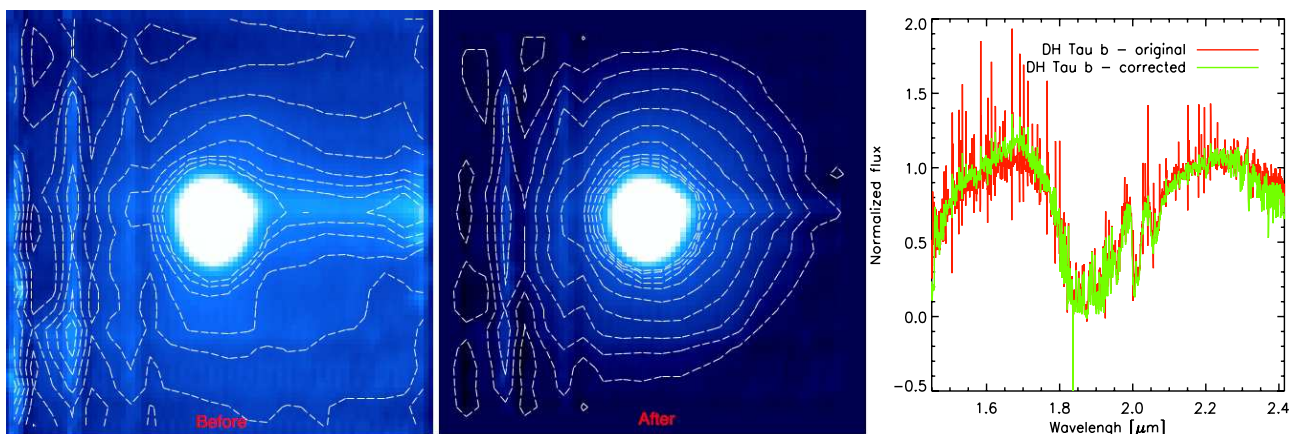
### 3.2.3 Résultats et limitations

La méthode élimine de manière satisfaisante le gradient de flux des cubes contaminés (voir Fig. 3.5 pour DH tau b en H+K). A l'issue du processus, les spectres de TWA 5B extraits ont une pente et des raies

spectrales qui sont parfaitement reproduites par des spectres d'objets jeunes de même type spectral. Nous avons appliqué en option la déconvolution spectrale sur les cubes en bande J de GSC8047 B qui étaient dominés par les tavelures. Ceci nous a permis de vérifier qu'elles représentent une contribution mineure dans les spectres extraits.

L'algorithme proposé ici présente plusieurs limitations :

- La déconvolution est faite en aveugle. Aucune carte de résidus ne permet d'estimer une erreur d'extraction comme c'est le cas avec l'algorithme CLEAN-3D. Ainsi, à chaque itération, l'utilisateur doit vérifier selon des critères visuels si le flux de l'étoile est correctement soustrait au cube. Je pense à terme tester un estimateur basé sur la différence de flux intégré dans plusieurs zones autour du compagnon limitées radialement et azimuthalement.
- Lors de la première étape, l'ajustement du compagnon par un modèle de FEP laisse des résidus importants proches du coeur de la FEP du compagnon. Ces résidus sont partiellement filtrés lors du lissage du cube. Ils se propagent lors de l'étape de déconvolution spectrale et dégradent la qualité d'extraction. Pour cette raison, nous avons décidé de ne pas appliquer d'extraction dans une zone circulaire de rayon  $r$  fixée par l'utilisateur et centrée sur le compagnon.
- Lorsque plusieurs tavelures affectent un même *spaxel*, l'ajustement du spectre modèle échoue. Cela provoque l'apparition d'artefacts dans les cubes finaux. Pour la même raison, le cube ne doit pas être bruité.



**Fig. 3.6:** Correction du gradient de flux en bande H+K dans les cubes de DH Tau b. Dans l'image de gauche, le gradient est présent dans la majeure partie de l'image. Il est créé par DH Tau A située à  $\sim 1.75''$  en dehors du champ de vue. Dans l'image de droite, le gradient a été supprimé en appliquant la méthode proposée. Les spectres résultants ont un pseudo continuum physique (courbe verte), ce qui n'était pas le cas avant (courbe rouge). Notons enfin que l'algorithme permet de filtrer simultanément la contribution des raies du ciel.

Cet outil a été spécifiquement développé pour s'affranchir des problèmes que nous avons rencontrés. Pour la suite, il serait intéressant de construire un modèle de spectre à chaque rayon pour détecter plus efficacement le passage des tavelures.

### 3.3 Conclusions

Ce chapitre a décrit le principe de fonctionnement et les limitations de deux outils d'extraction de spectres adaptés pour fonctionner à partir de cubes de données. Le premier outil se base sur l'algorithme de

CLEAN. Il permet d'extraire les spectres de binaires résolues ( $\geq 60$  mas) à faible rapport de flux ( $\Delta K \lesssim 2$  mag). Le deuxième outil a été développé spécifiquement pour éliminer des halos de flux inhomogènes en provenance d'une source lumineuse située en dehors du champ de vue. Nous verrons par la suite que ces deux outils ont été cruciaux pour mener une analyse spectrale des objets que nous étudions. En particulier, ils ont permis pour la première fois d'obtenir les spectres du système binaire jeune Z CMa dans le proche infrarouge.

Les deux algorithmes développés peuvent encore être améliorés. Lors de la création des modèles de FEP, l'évaluation du maximum de flux de chaque composante peut être renforcé en utilisant un ajustement simultané à toutes les longueurs d'ondes et à différentes positions autour de chaque source. Il est aussi nécessaire de définir un critère pour mesurer la qualité de suppression des gradients de flux afin de choisir le nombre d'itérations sur la suppression du gradient de manière automatique.

Des problématiques similaires pourraient survenir dans les données des instruments SPHERE et GPI, notamment lorsque des sources brillantes seront positionnées en dehors du champ de vue des instruments. Dans le cas d'un système stellaire simple, il est prévu d'appliquer un algorithme d'imagerie différentielle couplé à un module de déconvolution spectrale pour atteindre des contrastes supérieurs à 17 mag à 0.5" (pour une rotation de champ de 90°).

## Chapitre 4

# Construction d'une bibliothèque spectrale d'objets jeunes dans le proche infrarouge

Les techniques de traitement des données SINFONI présentées dans les chapitres précédents ont permis de construire une bibliothèque de spectres de naines M-L jeunes dans le proche infrarouge (1.1–2.5  $\mu\text{m}$ ). Ce travail a débuté par l'analyse du spectre du compagnon AB Pic b (Section 4.1) puis s'est poursuivi par l'analyse des spectres d'un échantillon plus large d'objets, qui est présentée dans section 4.2.

### 4.1 Article A&A : Analyse des spectres SINFONI du compagnon planète/naine-brune AB Pic b

AB Pictoris est une étoile K2V proche (distance Hipparcos de  $45.5^{+1.8}_{-1.7}$  pc). Song et al. (2003) l'identifie comme membre de l'association Tucana-Horologium dont l'âge moyen estimé est de 30 Myr en se basant sur des indicateurs spectroscopiques (raie du Lithium), photométriques ( $L/L_X$ , V-K vs  $M_K$ ) et cinématiques (mouvements propres galactiques). Elle sera plus tard re-classifiée membre de l'association  $\beta$  Pictoris (11.2 Myr Ortega et al. 2009) par Makarov (2007), puis membre de l'association Carina (30 Myr, Torres et al. 2008) sur la base de son émission en X ( $L/L_X$ ), son apparente sous-métallicité, et des études cinématiques. Sa distance et son âge en fait donc une cible de choix pour tenter de détecter directement des compagnons de faibles masses.

L'étoile fut donc inclus dans un relevé en imagerie coronographique avec NaCo (Chauvin et al. 2010). Ce relevé permis d'identifier en 2003 un compagnon à une séparation de 5.5" de l'étoile (Chauvin et al. 2005b). A partir de la luminosité, les modèles évolutifs contraignent la masse de l'objet à 10–14  $M_{Jup}$ . AB Pic b se situe donc à la frontière entre naines brunes et planètes, en assumant que le statut de l'objet est défini selon un critère de masse (voir la section 2.3). La comparaison des spectres en bande K à basse résolution de NaCo à des spectres de naines du champ montre que l'objet est une naine L0–L3. A une séparation projetée de 260 AU, AB Pic b est donc un cas intéressant pour l'étude des mécanismes de formation à large séparation ( $\geq 20$  UA).

J'ai obtenu des spectres SINFONI à haut signal rapport sur bruit en bande JHK pour compléter l'étude de ce compagnon et tenter de raffiner son type spectral et d'estimation de sa masse. L'analyse des spectres est présentée dans l'article qui suit.

# Near-infrared integral-field spectra of the planet/brown dwarf companion AB Pic b<sup>★</sup>

M. Bonnefoy<sup>1</sup>, G. Chauvin<sup>1</sup>, P. Rojo<sup>2</sup>, F. Allard<sup>3</sup>, A.-M. Lagrange<sup>1</sup>, D. Homeier<sup>4</sup>, C. Dumas<sup>5</sup>, and J.-L. Beuzit<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire d'Astrophysique, Observatoire de Grenoble, 414, Rue de la piscine, Saint-Martin d'Hères, France  
e-mail: mbonnefo@obs.ujf-grenoble.fr

<sup>2</sup> Departamento de Astronomia, Universidad de Chile, Casilla 36-D, Santiago, Chile

<sup>3</sup> CRAL-ENS, 46, Allée d'Italie, 69364 Lyon Cedex 07, France

<sup>4</sup> Institut für Astrophysik Göttingen, Georg-August-Universität, Friedrich-Hund-Platz 1, D-37077 Göttingen, Germany

<sup>5</sup> European Southern Observatory, Casilla 19001, Santiago 19, Chile

Received 2009 June 12; accepted 2009 December 22

## ABSTRACT

**Context.** We have already imaged a co-moving companion at a projected separation of  $\sim 260$  AU from the young star AB Pic A. Evolutionary model predictions based on *JHK* photometry of AB Pic b suggest a mass of  $\sim 13 - 14 M_{\text{Jup}}$ , placing the object at the deuterium-burning boundary.

**Aims.** We aim to determine the spectral type, the surface gravity, and the effective temperature of AB Pic b. From the comparison of our absolute photometry to surface fluxes generated by atmospheric models, we also aim at deriving mass and radius estimates that are independent of evolutionary model predictions to test and refine them.

**Methods.** We used the adaptive-optics-fed integral field spectrograph SINFONI to obtain high-quality, medium-resolution spectra of AB Pic b ( $R_\lambda = 1500 - 2000$ ) over the  $1.1 - 2.5 \mu\text{m}$  range. Our analysis relies on comparing our spectra to young standard templates and to the latest libraries of synthetic spectra developed by the Lyon group.

**Results.** AB Pic b is confirmed as a young early-L dwarf companion. We derive a spectral type L0-L1 and find several features indicative of an intermediate gravity atmosphere. A comparison to synthetic spectra yields  $T_{\text{eff}} = 2000^{+100}_{-300}$  K and  $\log(g) = 4 \pm 0.5$  dex. Determination of the derived atmospheric parameters of AB Pic b is limited by an imperfect match of current atmosphere spectra with our near-infrared observations of AB Pic b. The current treatment of dust settling and the missing molecular opacity lines in the atmosphere models could be responsible. By combining the observed photometry, the surface fluxes from atmosphere models and the known distance of the system, we derive new mass, luminosity, and radius estimates of AB Pic b. They independently confirm the evolutionary model predictions. We finally review the current methods used for characterizing planetary mass companions and discuss them in the perspective of future planet deep-imaging surveys that will be faced with the same limitations.

**Key words.** stars: – planetary systems – techniques: spectroscopic

## 1. Introduction

Understanding how planets form and evolve and which physical processes affect their atmospheric chemistry remains a major challenge in exoplanetary science, ever since the first glimpse of planetary formation revealed by the discovery of the  $\beta$  Pictoris star debris disk (Smith & Terrile 1984). Radial-velocity and transit searches have detected more than 300 exoplanets and, in some favorable cases, enabled a spectroscopic characterization of the irradiated atmospheres of transiting giant planets to be initiated (Vidal-Madjar et al. 2004; Tinetti & Beaulieu 2009; Barnes et al. 2009). However, these techniques remain limited to the study of close-in planets with orbital radii typically smaller than 5 AU.

At wider orbits, the deep imaging technique with space telescopes (e.g. HST) or the combination of adaptive optics (AO) systems with very large ground-based telescopes (e.g. Palomar, CFHT, Keck, Gemini, Subaru, VLT) is particularly well-suited. The recent identification of young ( $\leq 100$  Myr), nearby ( $\leq 100$  pc) stars that are members of comoving groups (Kastner et al. 1997; Zuckerman & Song 2004; Torres et al. 2008) has

offered ideal targets to look for substellar companions. Over the past years, several brown dwarf companions have been successfully detected at relatively wide ( $\geq 40$  AU) orbits from their central stars (Lowrance et al. 1999, 2000; Chauvin et al. 2003). The planetary mass companion imaged at  $\sim 41$  AU from the young nearby brown dwarf 2M1207 (Chauvin et al. 2004) finally opened the way to new discoveries of other classes of targets, members of distant open clusters (Itoh et al. 2005, Neuhäuser et al. 2005; Luhman et al. 2006; Lafrenière et al. 2008; Schmidt et al. 2008), and nearby intermediate-age (0.1 – 1.0 Gyr) stars (Metchev et al. 2006) and to the recent breakthrough discoveries of HR 8799 bcd (Marois et al. 2008b), Fomalhaut b (Kalas et al. 2008), and the  $\beta$  Pic b candidate (Lagrange et al. 2008).

In most cases, the companionship was generally confirmed by follow-up observations to show that the star and its companion share a common proper motion, whereas the companion mass was always assumed from a comparison of the companion photometry with evolutionary model predictions at the system age and distance. In some cases, high-quality spectra have allowed deviation of the companion spectral type to confirm its relatively cool atmosphere by identifying broad molecular absorptions. The effective temperature  $T_{\text{eff}}$  and the surface gravity  $\log(g)$  can sometimes be derived using temperature- and gravity-

<sup>★</sup> Based on service-mode observations (080.C-0590(A)) collected at the European Organization for Astronomical Research in the Southern Hemisphere, Chile.

sensitive features (Gorlova et al. 2003; Allers et al. 2007) by comparison to the template spectra of field and young dwarfs (McLean et al. 2003; Cushing et al. 2005; Lodieu et al. 2008) or using atmosphere models. However, systematic and homogeneous photometric and spectroscopic characterization of young wide planetary mass companions are essential for further constraining interior and atmosphere models that could depend on their formation mechanisms (Marley et al. 2007).

In the course of a VLT/NACO deep coronagraphic imaging survey of young, nearby stars (Chauvin et al. 2009), Chauvin et al. (2005a) discovered a faint comoving source at  $5.5''$  ( $\sim 260$  AU) from the young star AB Pic A (HIP30034, K2V,  $V = 9.16$ ,  $d = 45.5^{+1.8}_{-1.7}$  pc, Perryman et al. 1997). AB Pic A was originally identified as a member of the Tucana-Horologium association (Tuc-Hor) from its distance to the Earth, the strength of the  $\lambda 6708$  Li line ( $EW = 260 \pm 20$  mÅ; confirmed by Mentuch et al. 2008), its filled-in  $H\alpha$  absorption, and the saturated  $L/L_X$  emission (Song et al. 2003, hereafter S03). S03 also obtained galactic space motions and found them to be similar to those of newly identified Tuc-Hor members. At the age of the association ( $\sim 30$  Myrs, see Torres et al. 2000; Stelzer & Neuhäuser 2000; Zuckerman & Webb 2000; Zuckerman et al. 2001; Torres et al. 2001; Scholz et al. 2007; Mentuch et al. 2008), several evolutionary models predict a companion mass of  $13\text{--}14 M_{\text{Jup}}$ , in agreement with the L0–L3 spectral type derived from NACO  $K$ -band spectroscopy. This places AB Pic b at the planetary mass boundary ( $\sim 13.6 M_{\text{Jup}}^1$ ). Recently, Makarov (2007) has claimed that AB Pic b could be a member of the  $\beta$  Pictoris association ( $\beta$  Pic) because of a lower metallicity compared to Tuc-Hor members and a study of mutual conjunctions with the  $\rho$  Ophiucus and Upper Sco star-forming regions. The system would be therefore considerably younger. However, this classification must be reconsidered in light of recent Viana Almeida et al. (2009) results assigning a solar metallicity to AB Pic A (V. Makarov, Private Com.). Alternatively, Torres et al. (2008) classified AB Pic A as a member of the 30 Myr-old Carina association from its enhanced  $L/L_X$  emission and a convergence kinematical method described in Torres et al. (2006). In all cases, this membership revision does not modify the age of AB Pic A and b and the conclusion of Chauvin et al. (2005b).

We present here high-quality near-infrared spectra of the AB Pic b companion. They constitute the first results of a homogeneous survey to build an empirical library of carefully processed near-infrared spectra for young very-low mass companions. The observations of AB Pic b and the associated data reduction are presented in sect. 2. The analysis of our spectra is presented in sect. 3. In sect. 4, we derive new mass, radius, and luminosity estimations using various methods to compare their respective limitations in the perspective of a future deep-imaging search for giant planets.

## 2. Observations and data reduction procedures

We used the SINFONI instrument (Bonnet et al. 2004), installed on the Very Large Telescope UT4 (Yepun) to conduct a spectral analysis of AB Pic b over the  $1.1\text{--}2.45 \mu\text{m}$  range. The instrument benefits from the high angular resolution provided by a modified version of the Multi-Applications Curvature Adaptive Optic (AO) system MACAO (Bonnet et al. 2003) and of the integral field spectroscopy offered by SPIFFI (SPectrograph for Infrared Faint Field Imaging, see Eisenhauer et al. 2003). AB Pic b was observed with the  $J$  ( $1.1\text{--}1.4 \mu\text{m}$ ) and  $H + K$  ( $1.45\text{--}2.45 \mu\text{m}$ )

gratings at resolving powers of 2000 and 1500, respectively (see Table 1). The AO-loop was closed on the bright AB Pic A ( $R=8.61$ ). The instrument was used with the 25 mas/pixel pre-optic, which limits the field of view (FoV) to  $0.8'' \times 0.8''$ . Small dithering of the source (8 different positions) increased the FoV up to  $1.1''$  and allowed filtering of residual bad pixels (see Part 2.2). At the end of each observation, the telescope was nodded on the sky. Telluric standard (STD) stars were observed with identical setups without dithering right after AB Pic b. Flat fields, darks, arc-lamp, and distortion calibration frames were obtained in the days following the observations.

The whole dataset was reduced using custom *IDL* routines and the SINFONI data reduction pipeline version 1.9.8 (Abuter et al. 2006). Routines were developed to correct raw images from negatives rows created during the bias subtraction (see *The ESO data reduction cookbook*; version 1.0, ESO, 2007) and to suppress an odd even effect affecting slitlet #25. The pipeline carried out cube reconstruction from images corrected from the bias and the odd even effect. Hot and nonlinear pixels were first flagged. The distortion, the wavelength scale, and the slitlet positions were then computed on the entire detector using arc-lamp frames. Slitlet distances were measured with north-south scanning of the detector illuminated with an optical fiber. Object-sky frame pairs were subtracted, flat-fielded and corrected for bad pixels and distortions. Datacubes were finally reconstructed from clean science images and merged into a master cube. Filtering of sky line residuals resulting from sky variation was first done with the pipeline. A second iteration was performed on the slices of each individual datacube before merging then in the final master cube. Finally, an additional routine was implemented to detect and interpolate residual bad pixels.

AB Pic b datacubes did not suffer from the contamination of the nearby AB Pic A but were instead dominated by noise. Atmospheric refraction produces a shift of the source with wavelength in the FoV (from  $12.5$  to  $\sim 70$  mas). The source was then re-centered slice per slice using polynomial-fit and sub-pixelic shifts with bicubic-spline magnification. The flux of the source was then integrated over an aperture minimizing the noise without introducing differential flux losses (radii of  $187.5$  to  $512.5$  mas). The STD datacubes were first divided by a black body curve at the  $T_{\text{eff}}$  of the star, and the flux was collected over the entire FoV. The STD spectra were then corrected from intrinsic features using a Legendre polynomial interpolation over the surrounding continuum. AB Pic b spectra were then divided by STD spectra, normalized, and averaged to form a final spectrum.

## 3. Spectral analysis

### 3.1. Empirical comparison

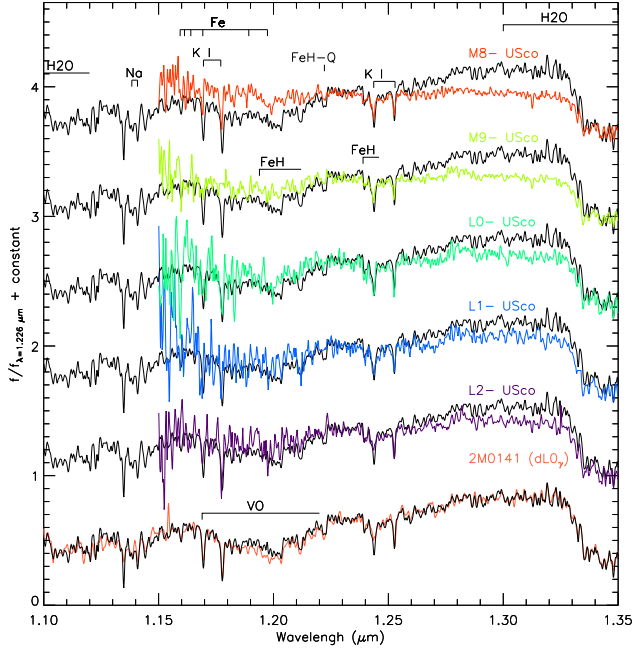
The  $J$ ,  $H$ , and  $K$ -band normalized spectra of AB Pic b are presented in Figs. 1, 2, 3. The signal-to-noise ratio ranges from 40 in the  $H$  band to 50 in the  $J$  and  $K$  bands. They are compared to young M8-L2 brown dwarfs spectra of Upper Sco ( $\sim 5$  Myrs) (Lodieu et al. 2008, hereafter L08) at identical resolutions. In addition,  $H$  and  $K$ -band spectra are compared to the spectrum of the  $L4_{-2}^{+1}$  companion candidate to 1RXS J160929.1-210524, member of Upper Sco (Lafrenière et al. 2008). In agreement with our expectations, the AB Pic b spectra are typical of young late-M/early-L dwarfs. The triangular shape of the  $H$ -band (Lucas et al. 2001; Luhman et al. 2004), the bumpy  $K$ -band, the reduced strength of alkali lines (Na I at  $1.138 \mu\text{m}$ , K I doublets at  $1.169/1.177$  and  $1.243/1.253 \mu\text{m}$  and the K I line at  $1.517$

<sup>1</sup> Following the definition of the *International Astronomical Union*.



**Table 1.** Observing log

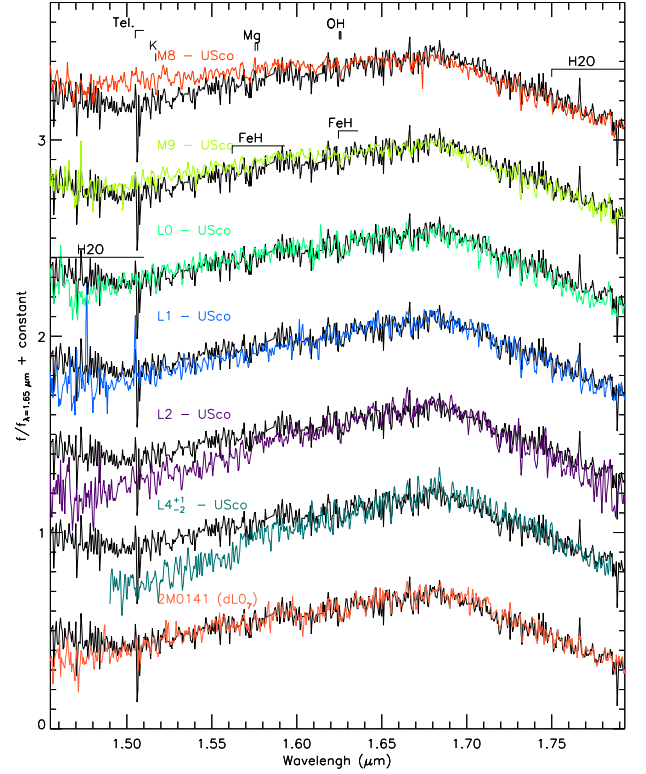
UT Date	Target	Grating	$R_\lambda$	Pre-optic (mas/pixel)	sec $z$	FWHM ( $''$ )	$\langle EC \rangle$ (%)	$\langle \tau_0 \rangle$ (ms)	DIT (s)	NDIT	$t_{exp}$ (s)	Note
05/12/2007	AB Pic b	<i>J</i>	2000	$25 \times 12.5$	1.225/1.221	1.05/0.81	54.4	60.13	300	1	2700	
05/12/2007	AB Pic b	<i>J</i>	2000	$25 \times 12.5$	1.199/1.198	0.72/0.83	54.6	71.73	300	1	2700	
05/12/2007	HIP039640	<i>J</i>	2000	$25 \times 12.5$	1.202/1.200	1.34/1.20	38.9	120.91	40	1	80	Tel STD
11/12/2007	AB Pic b	<i>J</i>	2000	$25 \times 12.5$	1.199/1.198	0.82/0.81	51.5	66.16	300	1	2700	
11/12/2007	HIP023230	<i>J</i>	2000	$25 \times 12.5$	1.214/1.218	0.96/1.24	39.5	133.44	60	1	120	Tel STD
12/11/2007	AB Pic b	<i>H + K</i>	1500	$25 \times 12.5$	1.200/1.201	1.67/1.74	14.9	11.15	300	1	2700	
12/11/2007	HIP037963	<i>H + K</i>	1500	$25 \times 12.5$	1.211/1.210	2.32/2.31	05.4	6.11	20	3	120	Tel STD



**Fig. 1.** *J*-band SINFONI spectrum (1.1–1.4  $\mu\text{m}$ ) of AB Pic b (black) compared to young ( $\sim 5$  Myrs) Upper-Sco brown-dwarf spectra (color) over the 1.15–1.35  $\mu\text{m}$  range and to the SINFONI spectrum (salmon-pink) of the young isolated object 2M0141 (classified dL0 $\gamma$ ). AB Pic b and 2M0141 spectra were convolved with a Gaussian kernel to match the resolution of Upper-Sco spectra ( $R=1400$ ).  $\chi^2$  are minimized for young L1 and L2 dwarfs.

$\mu\text{m}$ ), and of FeH absorptions over the *J* and *H* bands (Wallace & Hinkle 2001; Cushing et al. 2003) all results from the intermediate surface gravity of the companion. This is illustrated in Fig. 4, where the *J*-band spectrum of AB Pic b shows intermediate-gravity KI doublets compared to the low and high-gravity spectra of the IO Vir giant star and field dwarfs.

To assign a spectral type, we used two different approaches. We first compared our spectra to those of young M8–L4 brown dwarfs (from L08 & Lafrenière et al. 2008) classified in the near-infrared. A  $\chi^2$  minimization was obtained for young L1 and L2 dwarfs in the *J* band, L0 dwarf in the *H* band and, L0 and L2 dwarfs in the *K* band. L2 and L4 were excluded from the visual comparison of the pseudo-continuum shape in the *H*-band. We also used spectral indexes to measure the depth of water absorptions at 1.34  $\mu\text{m}$  (H<sub>2</sub>O<sub>A</sub> and H<sub>2</sub>O–1; see McLean et al. 2003; Slesnick et al. 2004), 1.5  $\mu\text{m}$  (H<sub>2</sub>O, see Allers et al. 2007), and 2.04  $\mu\text{m}$  (H<sub>2</sub>O–2, see Slesnick et al. 2004). These absorptions are only slightly sensitive to the age. These indexes confirmed that AB Pic b has a near-infrared spectral type between a L0 and L1 (Table 2). The K1 and K2 indexes measuring the strength of



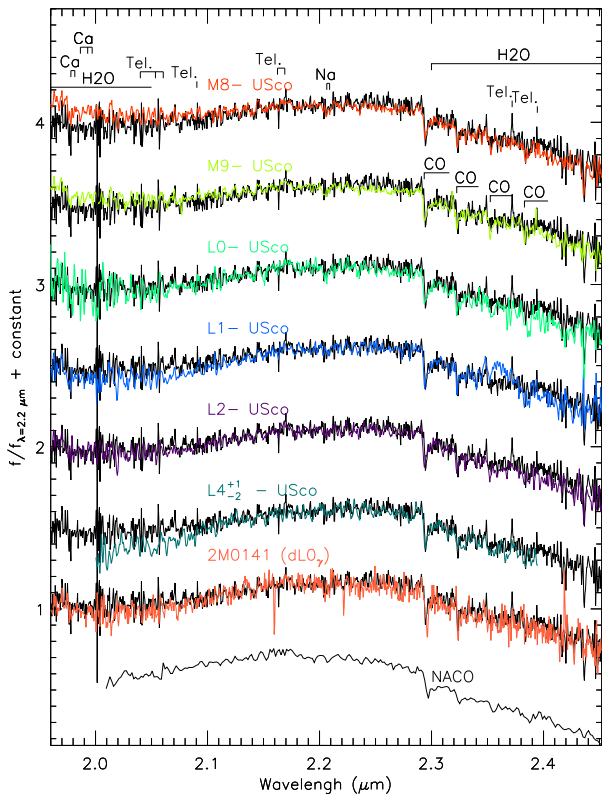
**Fig. 2.** *H*-band SINFONI spectrum (1.45–1.8  $\mu\text{m}$ ) of AB Pic b (black) compared to young ( $\sim 5$  Myrs) Upper-Sco brown-dwarf spectra (color) over the 1.5–1.8  $\mu\text{m}$  range and to the SINFONI spectrum (salmon-pink) of the young isolated object 2M0141 (classified dL0 $\gamma$ ).  $\chi^2$  are minimized for a young L0 dwarf. The triangular profile of our spectrum results from reduced collision-induced absorption of H<sub>2</sub> observed in young objects.

the H<sub>2</sub>O band from 2.0 to 2.14  $\mu\text{m}$ , and of the H<sub>2</sub> absorption around 2.2  $\mu\text{m}$  respectively (Tokunaga & Kobayashi 1999, hereafter T99) finally discriminated AB Pic b (L<sub>pec</sub>) from old field dwarfs (see Fig. 4 of T99; computed for young BD and field dwarfs).

However, near-infrared spectral types are not necessarily consistent with those inferred at optical wavelengths where a homogeneous classification scheme for field and young brown dwarfs exists. We noticed that the normalized spectra of the L08 sample tend to be bluer than those of AB Pic b in the *J* band. AB Pic b normalized *H + K* band spectrum also appear over-luminous in the *K* band (or underluminous in the *H*-band). The only exceptions are UScoJ163919-253409 and UScoJ160918-222923 (classified as L1 by L08) for which a good simultaneous fit in the *J* and *H+K* bands is achieved. This discrepancy

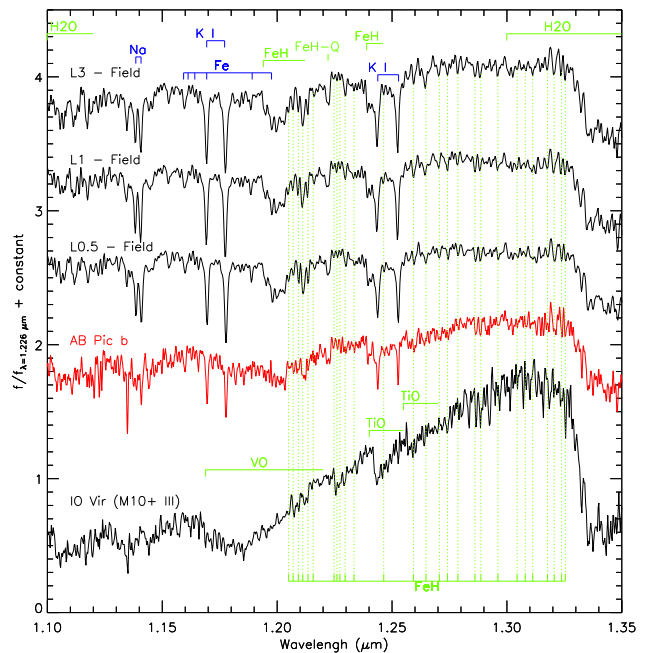
**Table 2.** Spectral indexes and associated spectral types for AB Pic b.

Index	H <sub>2</sub> O <sub>A</sub>	H <sub>2</sub> O <sub>-1</sub>	H <sub>2</sub> O <sub>-2</sub>	H <sub>2</sub> O	K1	K2
Value	0.57	0.61	0.89	1.14	0.1	0.04
Sp. type	L2 ± 2	L2 ± 2	L0 ± 2	M9 ± 2	L <sub>pec</sub>	L <sub>pec</sub>

**Fig. 3.** K-band SINFONI spectrum of AB Pic b (black) compared to young ( $\sim 5$  Myrs) Upper-Sco brown-dwarf spectra (color) and to the young isolated object 2M0141 (classified dL<sub>0y</sub>).  $\chi^2$  are minimized for young L0 and L2 dwarfs. The shape is not reproduced well by old field dwarfs. The low-resolution ( $R_\lambda=550$ ) NACO spectrum is overlotted at the bottom for comparison.

could be related to peculiar dust properties, differences in dust opacities, binarity, or even extinction by a disk (Luhman et al. 2007). However, Herczeg et al. (2009) reveals that the classification of L dwarfs given in L08 could be strongly revised using optical spectra. We then ultimately decided to compare our spectra to those of the young L0 dwarf 2MASS J01415823-4633574 (Kirkpatrick et al. 2006, hereafter K06). This dwarf (hereafter 2M0141) has been classified in the optical following the scheme of Kirkpatrick (2005). The excellent match of our spectrum with that of 2M0141 in the J, and H+K bands (see Figs. 1, 2, and 3) leads us to assign a final spectral type L0–L1 to AB Pic b.

A  $T_{\text{eff}}$ -spectral type conversion scales have not been established for young early-L dwarfs yet. However, the Luhman et al. (2003) scale valid for young M dwarfs ( $\sim 2$  Myrs) gives an upper limit for the effective temperature of 2400 K. L08 give in addition an estimation of  $2000 \text{ K} \lesssim T_{\text{eff}} \lesssim 2300 \text{ K}$  for L0 to L1 young brown-dwarfs of the Upper Sco association.

**Fig. 4.** J-band SINFONI spectrum of AB Pic b (red) compared to the spectrum of a late-type M giant (IO Vir) and to field dwarf spectra (Cushing et al. 2005) over the 1.1–1.35  $\mu\text{m}$  range. Atomic features are plotted in blue and molecular absorptions in green.

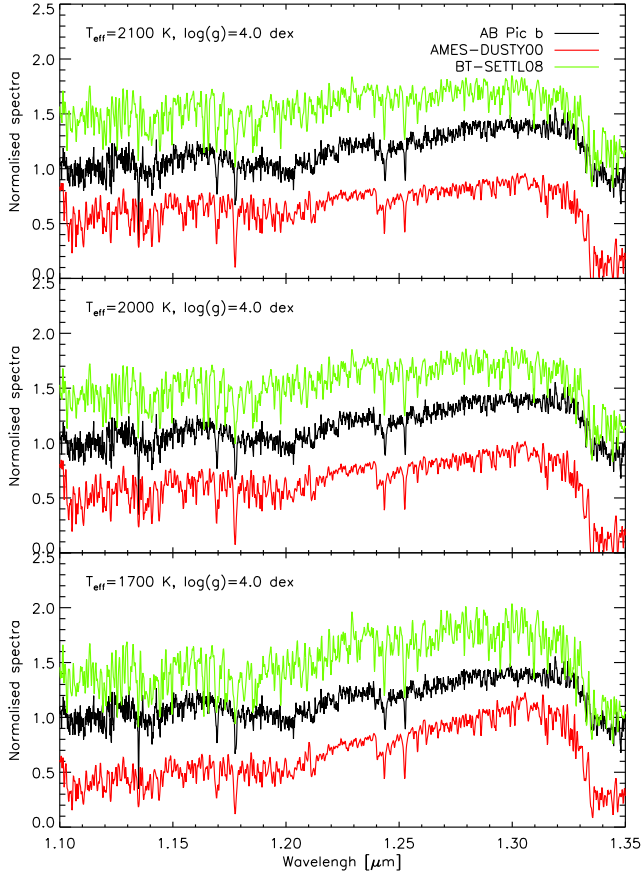
### 3.2. Comparison to atmosphere grids

We used the AMES–Dusty00 library of synthetic spectra<sup>2</sup> (Allard et al. 2001) that incorporates formation of dust in the atmosphere for  $T_{\text{eff}} \lesssim 2600 \text{ K}$ . Spectra were convolved by a Gaussian kernel to match the resolution of SINFONI, interpolated on the AB Pic b wavelength grid, and normalized at 1.226  $\mu\text{m}$ , 1.56  $\mu\text{m}$ , and 2.2  $\mu\text{m}$  in the J, H, and K band. The H<sub>2</sub>O absorptions from 1.32 to 1.60  $\mu\text{m}$  and from 1.75 to 2.20  $\mu\text{m}$  are known to be overestimated in the models (Leggett et al. 2001; Lucas et al. 2001; Kirkpatrick et al. 2006). We then compared the AB Pic b spectral continuum to spectral models over the 1.1–1.34  $\mu\text{m}$  zone using a classical, weighted least-square method. The analysis led to  $T_{\text{eff}} = 2000 \pm 100 \text{ K}$  and  $\log(g) = 4.0 \pm 0.5$  dex. The fit was still visually acceptable for  $T_{\text{eff}}$  down to 1700 K and up to 2100 K (see Figs. 5 and 6). Comparatively, K06 find similar atmospheric parameters for 2M0141.

The K-band was not properly fitted at  $T_{\text{eff}} = 2000 \text{ K}$ , and higher effective temperatures ( $T_{\text{eff}} = 2500 \text{ K}$ ) could match the observed depth of CO overtones at  $\lambda \geq 2.3 \mu\text{m}$  better and the shape of the pseudo-continuum. The case of 2M0141 is likely to be similar (see the lower panel of Fig. 9 of K06). Finally, the K-band of AB Pic b was reproduced better at  $T_{\text{eff}} = 2000 \text{ K}$  and  $\log(g) = 4.0$  dex using the most recent SETTL08 library. This library incorporates an updated bank of molecular opacities (BT), a more realistic mixing length parameter ( $\alpha=2$ ), and settling and replenishment of the dust in the photosphere.

Finally, the H-band is marginally reproduced by AMES–Dusty00 and SETTL08 models. These non-reproducibilities are strengthened in SETTL08 spectra by an incorrect representation of the thermal structure of the photosphere. This effect is also

<sup>2</sup> The spectra can be generated on demand on <http://phoenix.ens-lyon.fr/simulator/index.faces>

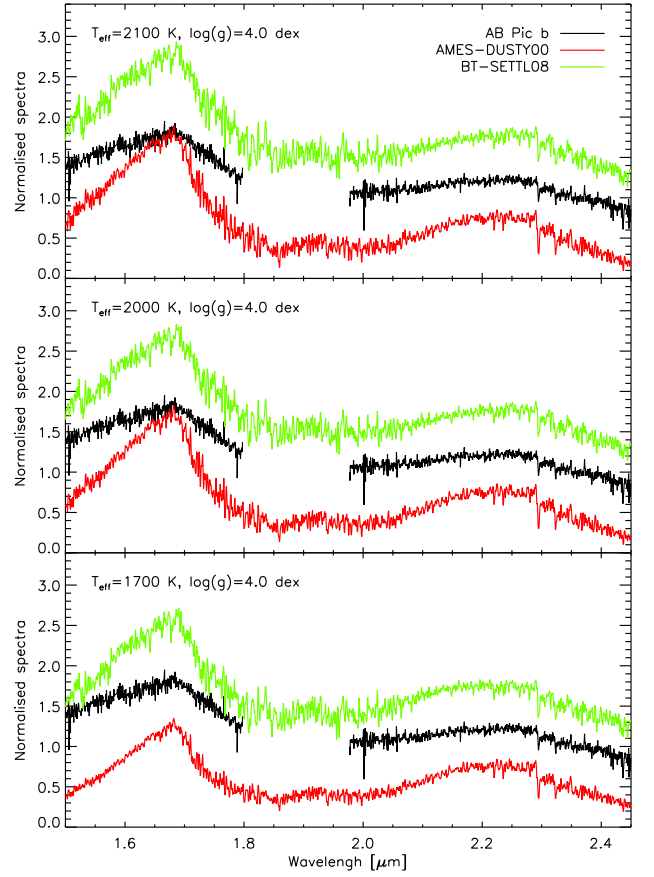


**Fig. 5.** Comparison of the AB Pic b J band spectrum to the synthetic spectra of the AMES-Dusty00 and SETTL08 libraries at  $\log(g)=4.0$  dex,  $[M/H]=0$  dex, and  $T_{\text{eff}}=1700$  K, 2000 K and 2100 K.

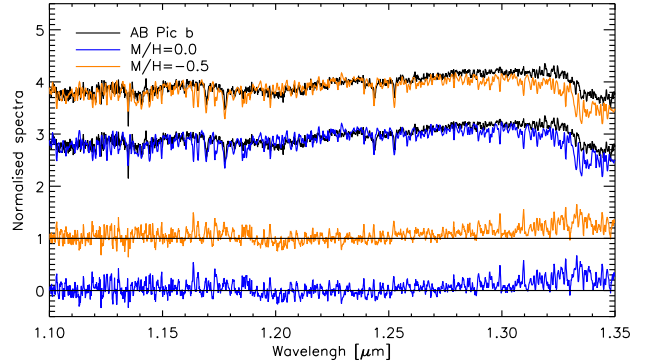
responsible for the overestimation of several narrow absorptions in the J band (see Fig. 5).

Nordström et al. (2004) reports AB Pic A as a metal poor-star with  $\text{Fe}/\text{H} = -0.64 \pm 0.12$  dex. However, this estimation relies on a relation based on color indexes that could be biased for very young objects. More recently, Viana Almeida et al. (2009, hereafter V09) have measured spectroscopically a  $\text{Fe}/\text{H} = +0.07$  dex. At a distance of  $\sim 260$  AU, one probable formation mechanism for AB Pic b is via a binary-like process, i.e. with initial abundances similar to those of AB pic A. We then compared our spectrum to SETTL08 models with  $\text{Fe}/\text{H}$  between  $-0.5$  and  $0.0$  and  $T_{\text{eff}} = 2000^{+100}_{-300}$  K to test their influence on our fits. The models indicate that subsolar abundances do not change the J-band pseudo-continuum but increase the depth of the K I doublets at  $1.169/1.177 \mu\text{m}$  and  $1.243/1.253 \mu\text{m}$  (see Fig 7). The K-band shows weaker CO overtones and reduced  $\text{H}_2\text{O}$  absorptions (see Fig 8). This effect does not affect our  $T_{\text{eff}}$  estimation but could lead to slightly lower  $\log(g)$  estimates. A more extensive analysis of our spectra with dedicated synthetic spectra libraries could add new constraints on individual abundances of AB Pic b.

In conclusion, both AMES-Dusty00 and SETTL08 libraries yield  $T_{\text{eff}} = 2000^{+100}_{-300}$  K and  $\log(g) = 4.0 \pm 0.5$  dex for AB Pic b, for solar and subsolar ( $\text{Fe}/\text{H}=-0.5$ ) metallicities. In comparison, Mohanty et al. (2007) (hereafter M07) fit near-infrared colors and absolute photometry of AB Pic b with SETTL05 and AMES-DUSTY00 models. They find a good match for  $T_{\text{eff}}=1700\text{--}1800$  K and  $\log(g)=4.25$ . Similarly, the SETTL08 grid reproduces the observed colors for  $T_{\text{eff}}=1600\text{--}1700$  K and



**Fig. 6.** Comparison of the AB Pic b H+K band spectrum to the synthetic spectra of the AMES-Dusty00 and SETTL08 libraries at  $\log(g)=4.0$ ,  $[M/H]=0$  dex, and  $T_{\text{eff}}=1700$  K, 2000 K and 2100 K.



**Fig. 7.** Comparison of the AB Pic b J band spectrum to normalized synthetic spectra (along with residuals) of the SETTL08 library at  $\log(g)=4.0$ ,  $T_{\text{eff}}=2000$  K, and  $-0.5 < [M/H] < 0.0$ .

$\log(g)=4.0\text{--}4.5$ . However, the lack of reproducibilities of synthetic spectra in the H and K bands revealed here shows that near-infrared colors and absolute fluxes should be used with care to infer the properties of young and cool objects.



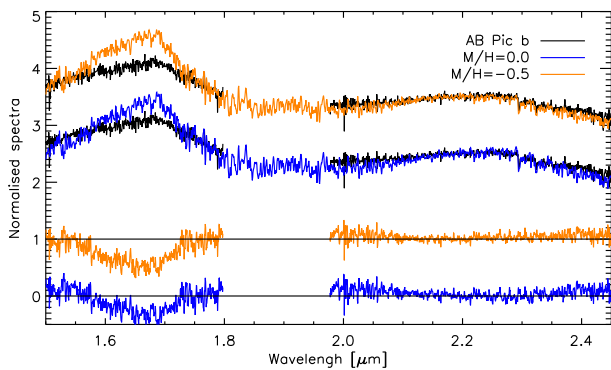


Fig. 8. Same as Fig. 7 but for the H+K band.

## 4. Radius, mass, and luminosity of AB Pic b

### 4.1. Evolutionary model predictions

Masses of young substellar companions are mostly derived from evolutionary models predictions (D’Antona & Mazzitelli 1997; Burrows et al. 1997; Baraffe et al. 1998; Chabrier et al. 2000; Baraffe et al. 2003; Saumon & Marley 2008). State of the art models are based on the combination of interior models and atmospheric models necessary to link up the luminosities in observed bands to the mass, radius, effective temperatures, and surface gravities at different ages and metallicities (tracks). From the de-reddened magnitudes and colors in the 2MASS passbands, the AMES–Dusty00 evolutionary models (Chabrier et al. (2000); using AMES–Dusty00 atmospheric models) predict for AB Pic b a mass of  $10 M_{\text{Jup}} \leq M \leq 14 M_{\text{Jup}}$  (see Table 3). Using  $T_{\text{eff}}$  derived from our spectral analysis leads to a similar prediction of  $11 M_{\text{Jup}} \leq M \leq 14 M_{\text{Jup}}$ . Scarce direct mass measurements of young brown dwarfs and very low-mass stars seem to reveal that models do not achieve a good simultaneous prediction of  $T_{\text{eff}}$ , luminosities, radii, and masses of young low-mass objects (see Mathieu et al. 2007). Tracks need to be calibrated at young ages and very low masses down to the planetary mass regime where the formation mechanisms could actually play a key role (Marley et al. 2007). One can therefore try to use alternative methods of estimating the mass of substellar companions.

### 4.2. Alternative estimations

Based on the empirical relations between  $\text{BC}_K$  and spectral types, the luminosity of the object can be determined independently from evolutionary tracks. In the case of an L0–L1 spectral type, we derived a bolometric correction  $\text{BC}_K = 3.24^{+0.18}_{-0.19}$  mag from the relations of Golimowski et al. (2004) valid for field dwarfs. Luminosity, radius, and mass can then be deduced based on  $T_{\text{eff}}$  and  $\log(g)$  derived from our spectral analysis (see the second line in Table 3). The estimated mass agrees with evolutionary model predictions but with much larger uncertainties. However, the assumption of a similar  $\text{BC}_K$ -SpT relation between young and field dwarfs has never been established and could therefore add systematic errors that are difficult to quantify.

An alternative approach has been introduced by Mohanty et al. (2004, hereafter M04) to estimate the masses, radii, and luminosities of isolated substellar objects of the Upper Sco association. The method is to use the surface flux provided by atmospheric models at the distance of the system. In the specific case of AB Pic b, considering  $A_V = 0.27 \pm 0.02$  (see van Belle & von Braun 2009), the absolute magnitude in  $K$ -band can there-

Table 3. Updated AB Pic b properties.

Method	$T_{\text{eff}}$ (K)	$\log(g)$	$\log(L/L_{\odot})$	Radius ( $R_{\text{Jup}}$ )	Mass ( $M_{\text{Jup}}$ )
Evol.	$1750^{+100}_{-100}$	$4.2 \pm 0.2$	$-3.6 \pm 0.2$	1.5–1.6	10–14
$\text{BC}_K$	$2000^{+100}_{-300}$	$4.0 \pm 0.5$	$-3.7 \pm 0.2$	$1.22^{+0.70}_{-0.25}$	1–45
$F_{\text{surf-J}}$	$2000^{+100}_{-300}$	$4.0 \pm 0.5$	$-4.00^{+0.33}_{-0.16}$	$0.81^{+0.83}_{-0.2}$	1–21
$F_{\text{surf-K}}$	$2000^{+100}_{-300}$	$4.0 \pm 0.5$	$-3.72^{+0.15}_{-0.20}$	$1.13^{+0.38}_{-0.11}$	2–24

fore be combined with the surface flux of the AMES–Dusty00 spectra at  $T_{\text{eff}} = 2000$  K and  $\log(g) = 4.0$  (computed in the 2MASS filters) to determine the companion radius. From the radius and the surface gravity, we can deduce the mass, and considering in addition  $T_{\text{eff}}$ , we derive the luminosity. All results are reported in Table 3. The same approach can be taken using  $J$ -band flux, leading to slightly different values as explained by a non-simultaneous reproducibility of the  $J$  and  $K_s$ -band surface flux at  $T_{\text{eff}} = 2000$  K. This effect has already been noticed in M04 for derivations of the radii, luminosities, and masses from  $I_C$  and  $J$  magnitudes. In both cases, estimated masses of AB Pic b again agree with evolutionary model predictions within uncertainties. The errors on these parameters results from propagated errors of the atmospheric parameters of our spectral analysis (that make the surface flux vary) and of the absolute photometry. Similar result are derived from the SETTL08 surface fluxes.

Both methods lead to consistent masses, luminosities, surface gravities, and  $T_{\text{eff}}$  with evolutionary model predictions, but do not allow actually testing and refining them. Our conclusions are very sensitive to the values of  $T_{\text{eff}}$  and  $\log(g)$  inferred from our spectral analysis, hence adequate atmosphere spectral modeling. The strong overprediction of  $\text{H}_2\text{O}$  absorptions that dominate the shape of the near-infrared spectrum of L dwarfs, even for the most recent atmospheric models, and the non-simultaneous reproducibility of the  $J$ ,  $H$ , and  $K$  bands both indicate that the comparison of the near-infrared spectra of planetary mass companions to synthetic spectra is not straightforward. It will therefore remain a difficult task for future direct-imaging detection and characterization, which will rely on lower resolution spectra in the near-infrared and similar libraries of synthetic spectra. For planetary mass companions at very wide orbits (no expected contamination from the primary), fitting the spectral energy distribution over a broader spectral range and directly measuring the companion luminosity with combined thermal  $L$ - or  $M$ -band photometry or spectroscopy would certainly lead to a more robust estimation of mass and radius, as recently obtained by Leggett et al. (2008) in the case of HN Peg B.

## 5. Conclusions

We obtained high-quality 1.1–2.5  $\mu\text{m}$  medium-resolution spectra of the young very low-mass companion AB Pic b, whose evolutionary models place it on the planet/brown-dwarf boundary. Near-infrared spectra of young M8–L4 dwarfs were compared to the spectrum of AB Pic b using least-square fitting and spectral indexes. They confirmed the youth of the object and allowed refinement of the spectral type estimation of Chauvin et al. (2005b) to L0–L1. Our spectral classification was also confirmed by the excellent match of our spectrum to that of the young L0 field dwarf 2MASS J01415823-4633574 classified in the visible. A comparison to synthetic spectra enabled us to derive

$T_{\text{eff}} = 2000^{+100}_{-300}$  K and  $\log(g) = 4.0 \pm 0.5$  compatible with  $-0.5 \lesssim \text{Fe}/\text{H} \lesssim 0$ . Finally, we used a bolometric correction valid for field L dwarfs and atmospheric models to estimate the mass, the luminosity, and the radii of the companion independently from evolutionary model predictions. The lack of bolometric corrections for young L dwarfs and the large uncertainties related to the determination of the atmospheric parameters do not currently allow the mass of AB Pic b to be refined, as is necessary for making a statement about its status and for testing evolutionary model predictions.

Our study points out the difficulties of inferring young L dwarf companion properties from spectral analysis alone. Alternative methods for the evolutionary models used here rely on uncelebrated relations and atmospheric models. They need to be tested on a wide wavelength range at various gravities (age), effective temperatures, and metallicities. These loopholes will strongly limit the characterization of gaseous planets detected with the upcoming planet finders Gemini/GPI (Macintosh et al. 2006) and VLT/SPHERE (Beuzit et al. 2006, 2008). In that perspective, the XSHOOTER instrument at VLT will help acquiring simultaneous spectra over  $0.3\text{--}2.5 \mu\text{m}$  to robustly constrain  $T_{\text{eff}}$ ,  $\log(g)$ , metallicity, and the luminosity of isolated and wide companion members of young nearby associations and star-forming regions down to the planetary mass regime. The comparison of the observed luminosity to predictions of evolutionary models will also provide a crucial constraint on evolutionary models at young ages and planetary masses, and could also clarify the role of formation mechanisms in this mass range.

*Acknowledgements.* We are very grateful to the anonymous referee for the constructive review that greatly improved our initial manuscript. We thank the ESO Paranal staff for performing the service-mode observations. We also acknowledge partial financial support from the *Agence Nationale de la Recherche* and the *Programmes Nationaux de Planétologie et de Physique Stellaire* (PNP & PNPS), in France. We are grateful to Andreas Seifahrt, David Lafrenière, and Nicolas Lodieu for providing their spectra. Finally, this work would have not been possible without the NIRSPEC (<http://www.astro.ucla.edu/~mclean/BDSSarchive/>), IRTF ([http://irtfweb.ifa.hawaii.edu/~spex/IRTF\\_S\\_spectral\\_Library/](http://irtfweb.ifa.hawaii.edu/~spex/IRTF_S_spectral_Library/)), and SpecX (<http://www.browndwarfs.org/spexprism>) libraries maintained by Ian S. McLean, Michael C. Cushing, John T. Rayner, and Adam Burgasser.

## References

- Abuter, R., Schreiber, J., Eisenhauer, F., et al. 2006, *New Astronomy Review*, 50, 398
- Allard, F., Hauschildt, P. H., Alexander, D. R., Tamanai, A., & Schweitzer, A. 2001, *ApJ*, 556, 357
- Allers, K. N., Jaffe, D. T., Luhman, K. L., et al. 2007, *ApJ*, 657, 511
- Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 1998, *A&A*, 337, 403
- Baraffe, I., Chabrier, G., Barman, T. S., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 2003, *A&A*, 402, 701
- Barnes, J. R., Barman, T. S., Jones, H. R. A., et al. 2009, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 1094, American Institute of Physics Conference Series, ed. E. Stempels, 417–420
- Beuzit, J.-L., Feldt, M., Dohlen, K., et al. 2006, *The Messenger*, 125, 29
- Beuzit, J.-L., Feldt, M., Dohlen, K., et al. 2008, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 7014, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Bonnet, H., Abuter, R., Baker, A., et al. 2004, *The Messenger*, 117, 17
- Bonnet, H., Ströbele, S., Biancat-Marchet, F., et al. 2003, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 4839, Adaptive Optical System Technologies II. Edited by Wizinowich, Peter L.; Bonaccini, Domenico. Proceedings of the SPIE, Volume 4839, pp. 329–343 (2003), ed. P. L. Wizinowich & D. Bonaccini, 329–343
- Burrows, A., Marley, M., Hubbard, W. B., et al. 1997, *ApJ*, 491, 856
- Chabrier, G., Baraffe, I., Allard, F., & Hauschildt, P. 2000, *ApJ*, 542, 464
- Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Bonavita, M.-A., et al. 2009, *A&A*, submitted
- Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Dumas, C., et al. 2004, *A&A*, 425, L29
- Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Dumas, C., et al. 2005a, *A&A*, 438, L25
- Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Zuckerman, B., et al. 2005b, *A&A*, 438, L29
- Chauvin, G., Thomson, M., Dumas, C., et al. 2003, *A&A*, 404, 157
- Cushing, M. C., Rayner, J. T., Davis, S. P., & Vacca, W. D. 2003, *ApJ*, 582, 1066
- Cushing, M. C., Rayner, J. T., & Vacca, W. D. 2005, *ApJ*, 623, 1115
- D’Antona, F. & Mazzitelli, I. 1997, *Memorie della Societa Astronomica Italiana*, 68, 807
- Eisenhauer, F., Abuter, R., Bickert, K., et al. 2003, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 4841, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, ed. M. Iye & A. F. M. Moorwood, 1548–1561
- Golimowski, D. A., Leggett, S. K., Marley, M. S., et al. 2004, *AJ*, 127, 3516
- Gorlova, N. I., Meyer, M. R., Rieke, G. H., & Liebert, J. 2003, *ApJ*, 593, 1074
- Herczeg, G. J., Cruz, K. L., & Hillenbrand, L. A. 2009, *ApJ*, 696, 1589
- Kastner, J. H., Zuckerman, B., Weintraub, D. A., & Forveille, T. 1997, *Science*, 277, 67
- Kirkpatrick, J. D. 2005, *ARA&A*, 43, 195
- Kirkpatrick, J. D., Barman, T. S., Burgasser, A. J., et al. 2006, *ApJ*, 639, 1120
- Lafrenière, D., Jayawardhana, R., & van Kerkwijk, M. H. 2008, *ApJL*, 689, L153
- Leggett, S. K., Allard, F., Geballe, T. R., Hauschildt, P. H., & Schweitzer, A. 2001, *ApJ*, 548, 908
- Leggett, S. K., Saumon, D., Albert, L., et al. 2008, *ApJ*, 682, 1256
- Lodieu, N., Hambly, N. C., Jameson, R. F., & Hodgkin, S. T. 2008, *MNRAS*, 383, 1385
- Lowrance, P. J., McCarthy, C., Becklin, E. E., et al. 1999, *ApJL*, 512, L69
- Lowrance, P. J., Schneider, G., Kirkpatrick, J. D., et al. 2000, *ApJ*, 541, 390
- Lucas, P. W., Roche, P. F., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 2001, *MNRAS*, 326, 695
- Luhman, K. L., Adame, L., D’Alessio, P., et al. 2007, *ApJ*, 666, 1219
- Luhman, K. L., Peterson, D. E., & Megeath, S. T. 2004, *ApJ*, 617, 565
- Luhman, K. L., Stauffer, J. R., Muench, A. A., et al. 2003, *ApJ*, 593, 1093
- Macintosh, B., Graham, J., Palmer, D., et al. 2006, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 6272, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Makarov, V. V. 2007, *ApJS*, 169, 105
- Marley, M. S., Fortney, J. J., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., & Lissauer, J. J. 2007, *ApJ*, 655, 541
- Mathieu, R. D., Baraffe, I., Simon, M., Stassun, K. G., & White, R. 2007, in *Protostars and Planets V*, ed. B. Reipurth, D. Jewitt, & K. Keil, 411–425
- McLean, I. S., McGovern, M. R., Burgasser, A. J., et al. 2003, *ApJ*, 596, 561
- Mentuch, E., Brandeker, A., van Kerkwijk, M. H., Jayawardhana, R., & Hauschildt, P. H. 2008, *ApJ*, 689, 1127
- Mohanty, S., Basri, G., Jayawardhana, R., et al. 2004, *ApJ*, 609, 854
- Mohanty, S., Jayawardhana, R., Huélamo, N., & Mamajek, E. 2007, *ApJ*, 657, 1064
- Nordström, B., Mayor, M., Andersen, J., et al. 2004, *A&A*, 418, 989
- Perryman, M. A. C., Lindegren, L., Kovalevsky, J., et al. 1997, *A&A*, 323, L49
- Saumon, D. & Marley, M. S. 2008, *ApJ*, 689, 1327
- Scholz, A., Coffey, J., Brandeker, A., & Jayawardhana, R. 2007, *ApJ*, 662, 1254
- Slesnick, C. L., Hillenbrand, L. A., & Carpenter, J. M. 2004, *ApJ*, 610, 1045
- Smith, B. A. & Terrile, R. J. 1984, *Science*, 226, 1421
- Song, I., Zuckerman, B., & Bessell, M. S. 2003, *ApJ*, 599, 342
- Stelzer, B. & Neuhäuser, R. 2000, *A&A*, 361, 581
- Tinetti, G. & Beaulieu, J.-P. 2009, in *IAU Symposium*, Vol. 253, IAU Symposium, 231–237
- Tokunaga, A. T. & Kobayashi, N. 1999, *AJ*, 117, 1010
- Torres, C. A. O., da Silva, L., Quast, G. R., de la Reza, R., & Jilinski, E. 2000, *AJ*, 120, 1410
- Torres, C. A. O., Quast, G. R., da Silva, L., et al. 2006, *A&A*, 460, 695
- Torres, C. A. O., Quast, G. R., de La Reza, R., da Silva, L., & Melo, C. H. F. 2001, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 244, Young Stars Near Earth: Progress and Prospects, ed. R. Jayawardhana & T. Greene, 43–+
- Torres, C. A. O., Quast, G. R., Melo, C. H. F., & Sterzik, M. F. 2008, *Young Nearby Loose Associations (Reipurth, B.)*, 757–+
- van Belle, G. T. & von Braun, K. 2009, *ApJ*, 694, 1085
- Viana Almeida, P., Santos, N. C., Melo, C., et al. 2009, *A&A*, 501, 965
- Vidal-Madjar, A., Désert, J.-M., Lecavelier des Etangs, A., et al. 2004, *ApJL*, 604, L69
- Wallace, L. & Hinkle, K. 2001, *ApJ*, 559, 424
- Zuckerman, B. & Song, I. 2004, *ARA&A*, 42, 685
- Zuckerman, B., Song, I., & Webb, R. A. 2001, *ApJ*, 559, 388
- Zuckerman, B. & Webb, R. A. 2000, *ApJ*, 535, 959

## 4.2 Construction d'une bibliothèque de spectres d'objets jeunes

### 4.2.1 Présentation de l'échantillon

L'échantillon original est composé de 9 objets proches du domaine des masses planétaires (voir Table 4.1) découverts isolés (Cha 110913-773444, nommé Cha 1109 par la suite; OTS44; KPNO Tau 4), ou comme compagnons d'étoiles (AB Pic b; DH Tau b; GSC 08047-00232 B, nommé GSC08047 B par la suite; TWA 5B; Gl 417B). J'ai aussi observé la naine du champ 2MASS J03454316+2540233 (2M0345) pour fournir une référence de spectres d'objets L0 évolués. Hormis Gl 417 B, tous les objets sont membres d'associations jeunes et proches (TW Hydrae,  $\bar{d}=48$  pc, age=8 Myr; Tucana-Horologium,  $\bar{d}=48$  pc, age=30 Myr; Colomba,  $\bar{d}=82$  pc, age=30 Myr; Carina,  $\bar{d}=85$  pc, age=30 Myr) ou d'amas (Chameleon I,  $\bar{d}=165$  pc, age $\sim$ 3 Myr; Taurus,  $\bar{d}=140$  pc, age $\sim$ 1 Myr). J'ai re-réduit et réanalysé les spectres de la binaire à faible séparation TWA 22AB (voir Bonnefoy et al. 2009), de la naine L0 jeune 2MASS J01415823-4633574 (2M0141; Kirkpatrick et al. 2006), de la naine brune TWA 27A (Gizis 2002), et du compagnon de CT Cha A (Schmidt et al. 2008, ici C08). L'analyse de résultats est reportée dans les parties suivantes.

### 4.2.2 Analyse empirique

#### Identification des raies spectrales

Les spectres sont présentés dans les figures 4.1, 4.2, et 4.3. A l'exception de GSC08047B, tous les spectres ont un signal à bruit suffisant (estimé entre 30 et 150 en bande J, et entre 30 et 80 en bande H+K) pour permettre l'étude des bandes atomiques et moléculaires faibles.

Les spectres en bande J sont dominés par deux absorptions moléculaires larges de H<sub>2</sub>O en dessous de 1.17  $\mu\text{m}$  et au delà de 1.33  $\mu\text{m}$  (Auman 1967). Les spectres sont aussi marqués par deux transitions (0–1) et (1–2) de FeH (système  $F^4\Delta - X^4\Delta$ ) à 1.194  $\mu\text{m}$  et 1.239  $\mu\text{m}$  (Phillips et al. 1987). On retrouve un ensemble d'absorptions de FeH supplémentaires dans le spectre de TWA 22 AB, TWA 5B, KPNO Tau 4, OTS 44, 2M0141, AB Pic b et Gl 417 B qui ont été précédemment identifiés par Cushing et al. (2003) dans les spectres de naines M–L du champ.

Les doublets de Na I et de K I à 1.138  $\mu\text{m}$ , 1.169  $\mu\text{m}$ , 1.177  $\mu\text{m}$ , 1.243  $\mu\text{m}$  et 1.253  $\mu\text{m}$  sont les principales absorptions atomiques en bande J. Les spectres de TWA22 A & B contiennent en plus des raies de Mg I (1.183  $\mu\text{m}$ ), Fe I (1.159, 1.161, 1.164, 1.169, 1.178, 1.189, 1.197  $\mu\text{m}$ ), Na I (1.268  $\mu\text{m}$ ), Mn I (1.290  $\mu\text{m}$ ), et Al I (1.3127 ainsi que le doublet à 1.3154  $\mu\text{m}$ ). Les absorptions de Na I et de Al I sont toujours présentes dans les spectres de 2M1207A et TWA 5B. Elles décroissent dans les spectres de naines M tardives (voir la Figure 8 de Cushing et al. 2005) et avec l'âge (Fig. 3 de Rice et al. 2010a). Cela suggère que ces objets sont moins tardifs que M9, en accord avec leurs types spectraux respectifs (voir la Table 4.1).

Les spectres en bande J des naines M9.5 OTS 44, KPNO Tau 4, et de la naine L0 2M0141 ressemblent à ceux présentés dans Luhman et al. (2004), McGovern et al. (2004), et (Kirkpatrick et al. 2006, K06). Pour identifier leurs raies spectrales, je les compare dans les Fig. 4.4 avec des spectres de naines du champ M9.5–L1 ainsi qu'avec le spectre d'une étoile géante de type M (IO Virginis, McGovern et al. 2004). Les spectres des trois objets jeunes montrent des raies intermédiaires entre celles de la géante et celles des naines du champ. L'absorption marquée de TiO à 1.103  $\mu\text{m}$  (bande 0–0 du système  $\Phi (b^1\Pi-d^1\Sigma)$ ) dans le spectre de KPNO Tau 4 (membre de la région de formation stellaire du Taureau; âge  $\sim$  1 Myr) est aussi présente dans le spectre de l'étoile géante. Elle est diminuée dans les spectres de OTS44 et de 2M0141 (probablement âgé de  $\sim$ 30 Myr; voir la discussion dans la figure 2 de Luhman et al. 2009). Les bandes de FeH à 1.194  $\mu\text{m}$ , 1.222  $\mu\text{m}$ , et 1.239  $\mu\text{m}$ , profondes dans les spectres de naines du champ, décroissent

**Tab. 4.1:** Propriétés de notre échantillon de sources reportées à partir de la littérature.

Objet	D (pc)	Sep. (")	Memb.	Type Spectral <sup>1</sup>	A <sub>v</sub> (mag)	T <sub>eff</sub> <sup>2</sup> (K)	log(g) <sup>2</sup> (dex)	L <sub>bol</sub> (dex)	Masse (M <sub>Jup</sub> )	Références
Cha1109	~165	–	Cham I	M9.5±0.5	1±1	–	–	-3.33	8 <sup>+7</sup> <sub>-3</sub>	1,2,42
AB Pic b	45.5	5.5	Tuc-Hor Carina	L0–L1	0.27±0.02	2000 <sup>+100</sup> <sub>-300</sub>	4.0±0.5	-3.6±0.2	10–14	3,4,6,7 5
CT Cha b	~165	2.67	Cham I	M8–L0	5.2±0.8	2600±250	3.5±0.5	-2.68±0.21	17±6	8
DH Tau B	~140	2.3	Taurus	–	2.7–2.8	2700–2800	4.0–4.5	~ -2.44	30–50	9
	142				1.1±1.1			-2.71±0.12	11 <sup>+10</sup> <sub>-3</sub>	10
GSC08047 B	85–92	3.3	Colomba	M9.5±1	–	–	–	-3.3±0.1	25±10	5,11,12,13
TWA 22A	17.5	0.09	β Pic ?	M6±1	–	2900±200	4.0–5.5	-2.11±0.13	220±21 <sup>3</sup>	14,15
TWA 22B	17.5	0.09	β Pic ?	M6±1	–	2900 <sup>+200</sup> <sub>-100</sub>	4.0–5.5	-2.30±0.16	220±21 <sup>3</sup>	14,15
TWA 27A	52.4	–	TWA	M8.25*	~0.0	2550±150	4.0±0.5	-2.72	24±6	16,17,18,19
OTS44	~165	–	Cham I	M9.5±1*	0.0	–	–	-3.11	~15	2,20,21
KPNO 4	~140	–	Taurus	M9.5 <sup>+0.5*</sup> <sub>-0.25</sub>	0.0	–	–	-2.64	~11	21, 22, 23
					4			-2.0	10	24
					2.45					25
2M0141	41±5	–	Field	L0*	–	2000±100	4.0±0.5	-3.5	12 <sup>+13</sup> <sub>-6</sub>	26,27
TWA 5B	~45	1.96	TWA	M8.5–M9*	–	2750±200	3.9±0.6	-2.68±0.07	20–25	28,29,30
GI 417 B <sup>4</sup>	21.7	~92	Field	L4.5*	–	1800–1900	5.5–6.0	–	35±15	31,32,33,34
2M0345	26.9	–	UMa	L0*	–	2000	6	-3.60	–	35,36,37,39,40
						1900	5.5			38
						2200	5.0			41

<sup>1</sup> Les objets classifiés dans l'optique sont annotés \*.

<sup>2</sup> En utilisant des spectres synthétiques.

<sup>3</sup> Masse dynamique totale du système. Voir la partie V pour plus de détails.

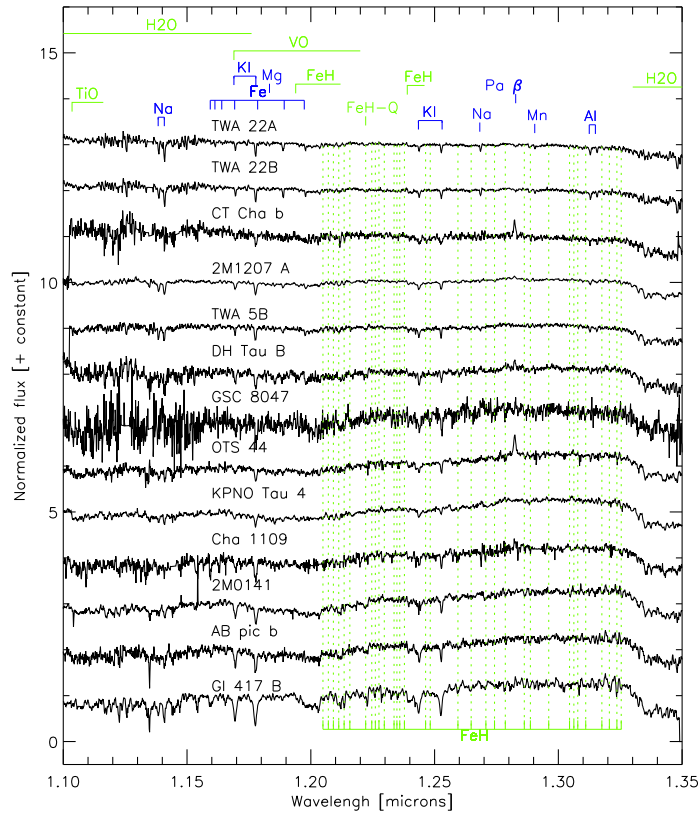
<sup>4</sup> Bouy et al. (2003) ont résolu le compagnon GI417 B en une binaire à faible séparation. Kirkpatrick et al. (2008) classe la binaire comme une naine L4.5pec dans l'optique et suggère qu'elle est composée d'une paire de naines L4 + L6/L6.5 ou L4.5 + L6.5/L7 en se fondant sur une relation entre M<sub>J</sub> et les types spectraux.

**Références :** (1) Luhman et al. (2005a), (2) Luhman (2007), (3) Song et al. (2003), (4) van Belle et al. (2009), (5) Torres et al. (2008), (6) Bonnefoy et al. (2010), (7) Chauvin et al. (2005b), (8) Schmidt et al. (2008), (9) Itoh et al. (2005), (10) Luhman et al. (2006), (11) Chauvin et al. (2003), (12) Chauvin et al. (2005a), (13) Neuhäuser & Guenther (2004), (14) Bonnefoy et al. (2009), (15) Teixeira et al. (2009), (16) Gizis (2002), (17) Herczeg et al. (2009), (18) Ducourant et al. (2008), (19) Mohanty et al. (2007), (20) Tamura et al. (1998), (21) Luhman et al. (2004), (22) Briceño et al. (2002), (23) McGovern et al. (2004), (24) Kraus et al. (2006), (25) Guieu et al. (2007), (26) Kirkpatrick et al. (2006), (27) Cruz et al. (2009), (28) Lowrance et al. (1999), (29) Neuhäuser et al. (2000), (30) Rice et al. (2010a), (31) Kirkpatrick et al. (2000), (32) Kirkpatrick et al. (2001), (33) Kirkpatrick et al. (2008), (34) Testi (2009), (35) Kirkpatrick et al. (1997), (36) Kirkpatrick et al. (1999b), (37) Leggett et al. (2001), (38) Schweitzer et al. (2001), (39) Dahn et al. (2002), (40) Bannister & Jameson (2007), (41) Lyubchik et al. (2007), (42) Luhman et al. (2008).

rapidement de 1 à 3 Myr, et sont absentes dans le spectre de IO Virginis. La dépression de 1.17 to 1.20  $\mu\text{m}$  dans les spectres de la géante est attribuée à la raie large de VO (bande 0–1 de A<sup>4</sup>Π – X<sup>4</sup>Σ<sup>-</sup>). La présence de cette absorption dans les spectres des naines jeunes pourrait expliquer la pente bleue qui entoure le doublet de K I. Les doublets de Na I et de K I à 1.138, 1.169/1.177 et 1.243/1.253  $\mu\text{m}$  respectivement sont légèrement plus faibles dans le spectre de KPNO Tau 4 que dans le spectre de OTS44 (3 Myr) et de 2M0141. Pour finir, on peut remarquer que nos spectres ont une pente plus rouge que les objets du champ. Comme le note K06 pour 2M0141, cet effet peut être créé par la diminution de l'absorption par collision induite (CIA) de H<sub>2</sub>. En effet, la CIA produit une absorption qui couvre la bande JHK (voir le panel de droite de la Figure 5 de Borysow et al. 1997). On ne peut cependant exclure que cette pente puisse être créée par un excès d'émission ou de la diffusion par du matériel circum(sub)stellaire (e.g. Luhman et al. 2007; Patience et al. 2010). Cette dernière hypothèse est cependant peu probable pour KPNO Tau 4 et OTS 44 d'après l'étude de la distribution spectrale d'énergie de ces deux sources (Luhman et al. 2005b). Les bandes J de Cha1109 et AB Pic b ont des raies similaires aux trois objets étudiés. Ceci est en accord avec leurs types spectraux M9.5 et L0–L1 dérivés dans des études précédentes. Enfin, les spectres de DH Tau b (Taureau) et CT Cha b (Chameleon I) ont un continuum plus bleu, des bandes d'absorptions de H<sub>2</sub>O et des raies d'alcalins plus faibles que dans les spectres de KPNO Tau 4 et OTS 44. Ces différences peuvent être interprétées comme une augmentation de la température effective et montrent que ces deux compagnons sont moins tardifs que M9.5.

En bande H+K, plusieurs raies indiquent que nos objets sont jeunes. La forme triangulaire de la bande H (e.g. Lucas et al. 2001) est un bon indice de gravité de surface intermédiaire. K06 l'interprète aussi comme une réduction de la CIA de H<sub>2</sub><sup>18</sup>. Les raies de FeH à 1.583–1.591, 1.625  $\mu\text{m}$  (système E<sup>4</sup>II–A

<sup>18</sup>Notons que cette forme en triangle peut aussi être interprétée comme le résultat de l'extension de l'atmosphère à faible gravité de surface dans la zone de formation des raies de vapeur d'eau. En effet, le profil d'opacité de vapeur d'eau devient triangulaire de lui-même aux faibles températures. Pour que la CIA de H<sub>2</sub> soit efficace, il faut une atmosphère avec un pression



**Fig. 4.1:** Spectres en bande J (1.1–1.35  $\mu\text{m}$ ) d'objets jeunes M6–L4.5 observés avec SINFONI. Les absorptions moléculaires sont reportées en vert tandis que les absorptions atomiques sont indiquées en bleu.

$^4\text{II}$ , voir Wallace & Hinkle 2001), et sur l'intervalle 1.588–1.751 (Cushing et al. 2003) qui sont clairement détectées dans les spectres de naines M–L du champ sont absentes ici. Les absorptions de 1.48 à 1.51  $\mu\text{m}$  sont plus profondes dans les spectres des objets jeunes classifiés dans l'optique quand on les compare à leurs analogues du champ. Les raies de K I à 1.517  $\mu\text{m}$ , de Ca I autour de 1.98  $\mu\text{m}$ , et le doublet de Na I à 2.206 et 2.209  $\mu\text{m}$  représentent les absorptions atomiques les plus marquées dans la bande H+K des naines du champ M5–L1 (McLean et al. 2003; Cushing et al. 2005). Leur non détection dans nos spectres (sauf pour TWA 22) suggère que les objets jeunes que nous avons étudiés sont soit plus tardifs que M5 ou/et plus jeunes.

On peut identifier les raies spectrales de OTS44, KPNO Tau 4, et 2M0141 en suivant la même méthode que dans la bande J (Fig. 4.5). Nous pouvons noter tout d'abord le rougissement progressif de la bande, le renforcement de l'absorption de 1.3 à 1.6  $\mu\text{m}$ , et la disparition de la pente négative de 2.2 à 2.3  $\mu\text{m}$  en allant vers les âges jeunes. Ces effets peuvent tous être attribués à la réduction de la CIA de  $\text{H}_2$  (Borysow et al. 1997; Allard et al. 2001, K06). La profondeur de la bande de l'eau de 1.75 à 2.05  $\mu\text{m}$  est identique dans le spectre des objets jeunes. La profondeur des harmoniques de CO après 2.29  $\mu\text{m}$  est faiblement accrue dans le spectre de nos objets jeunes en comparaison des naines du champ, mais restent plus faibles que dans le spectre de la géante (comme noté pour OTS 44 par Luhman et al. 2004). Pour conclure, on retrouve ces raies d'absorption spectroscopiques dans les spectres de Cha 1109 et AB Pic b, en accord avec leur nature tardive et leur âge.

élevée (c'est-à-dire à très faible température et/ou forte gravité de surface), ce qui n'est vraisemblablement pas le cas ici.



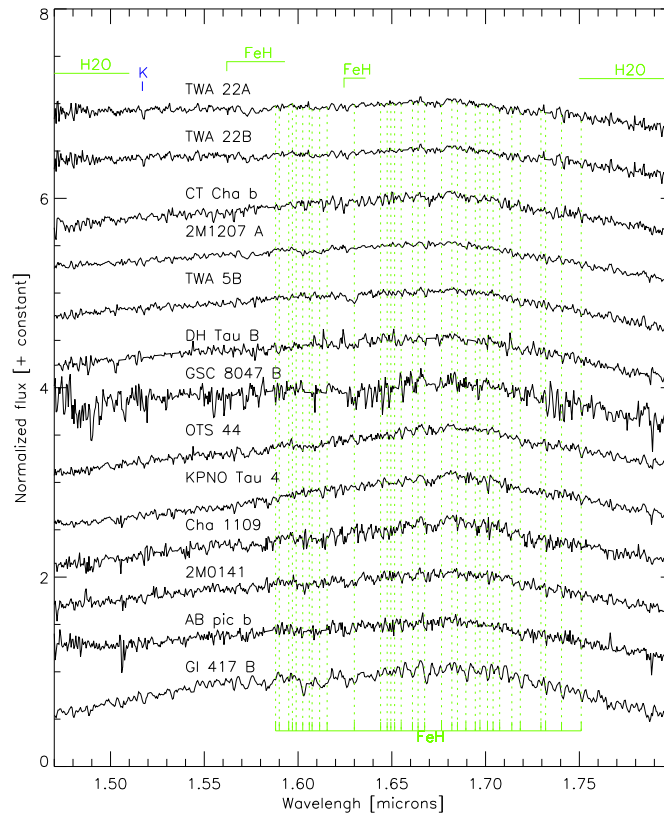


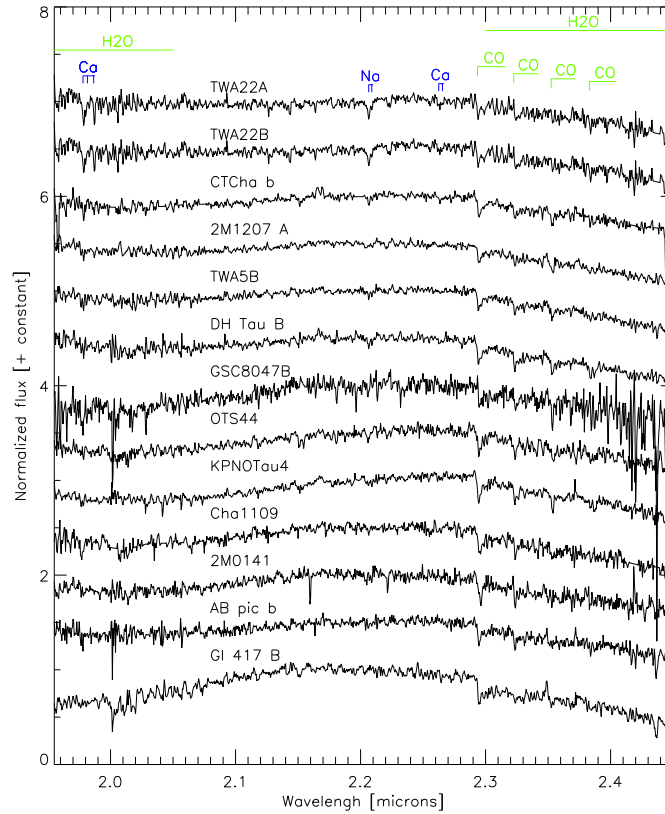
Fig. 4.2: Figure identique à la Fig. 4.1 mais pour la bande H (1.47–1.80  $\mu\text{m}$ ).

### Comparaison à des spectres d'objets jeunes

**Choix des spectres de référence :** Les bandes de l'eau sont renforcées aux âges jeunes tandis que celles liées à la CIA de  $\text{H}_2$  sont diminuées. Les types spectraux dérivés en comparant les spectres SINFONI à ceux de naines du champ dans le proche infrarouge seraient donc systématiquement trop tardifs, comme le souligne Luhman et al. (2004). J'ai donc décidé de comparer mes spectres avec ceux de naines du champ classifiées dans l'optique. On fait donc ici l'hypothèse que la *variation de la morphologie des spectres dans l'optique est cohérente avec la variation de morphologie des spectres dans le proche infrarouge*.

Les spectres de DH Tau B et CT Cha b ont été comparés à des spectres à faible résolution ( $R \sim 100$ ) de naines M5–M9 du Taureau et de l'amas IC348 (Muench et al. 2007) (âge  $\sim 1\text{--}3$  Myr) classifiées dans l'optique et re-dérougés en utilisant les valeurs d'extinction de Luhman (1999), Briceño et al. (2002), Luhman (2004b), et Guieu et al. (2007). J'ai aussi utilisé des spectres à moyenne résolution ( $R \sim 2000$ ) de naines M5–M7 des régions du Taureau et de  $\rho$  Ophiucus (Allers et al. 2009; Rice et al. 2010a) et des spectres en bande J à faible résolution ( $R \sim 300\text{--}350$ ) d'objets de 1–3 Myr obtenus par Gorlova et al. (2003). Pour finir, j'ai complété l'échantillon de référence en incluant les spectres de KPNO Tau 4, OTS 44 et Cha1109 comme représentants de naines M9.5. Pour cela, j'ai assumé une extinction nulle pour KPNO Tau 4 et OTS 44 (Briceño et al. 2002; Luhman 2007) et  $A_V = 1.1$  mag pour Cha1109 (Luhman et al. 2005a).

Pour les sources plus âgées AB Pic b et GSC8047 B, j'ai utilisé des spectres d'objets plus âgés. J'ai sélectionné un échantillon de spectres classifiés dans l'optique de naines de Upper Scorpius (5 Myr) (Gorlova et al. 2003; Slesnick et al. 2004; Lodieu et al. 2008; Allers et al. 2009), et de l'association TW Hydrae ( $\sim$

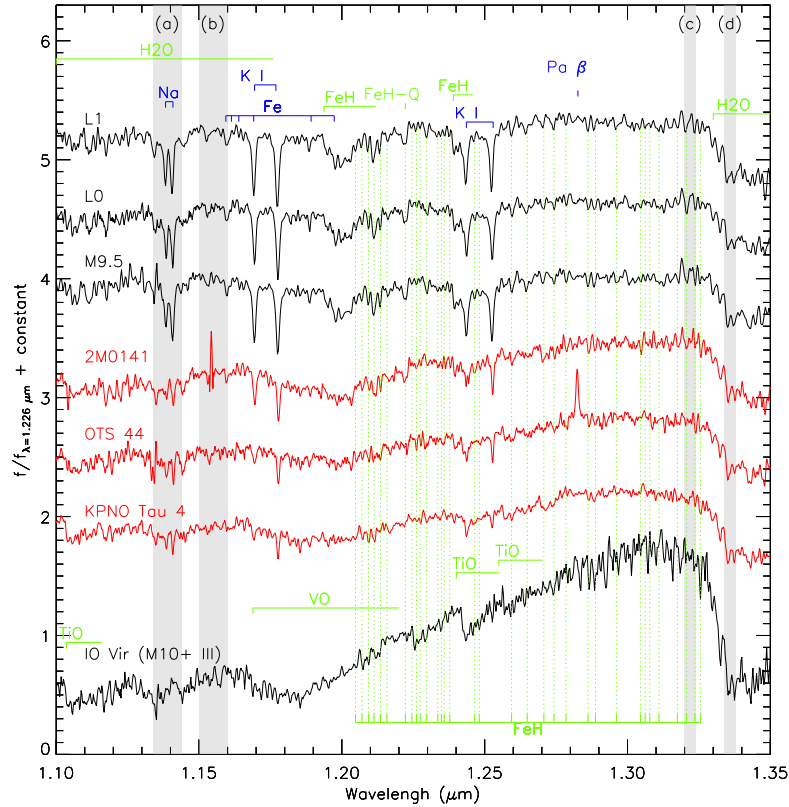


**Fig. 4.3:** Figure identique à la Fig. 4.1 mais pour la bande K (1.955–2.45  $\mu\text{m}$ ).

8 Myr Allers et al. 2009; Rice et al. 2010a). Enfin, les spectres SINFONI de TWA 5B et de 2M1207A ont été inclus comme références M8.5-M9 et M8.25.

Pour conclure, je me suis basé sur les spectres SINFONI de la naine L0 2M0141 (Kirkpatrick et al. 2006) et sur le spectre SpecX (Rayner et al. 2003) de la naine L3 (McGovern et al. 2004; Cruz et al. 2009) à âge intermédiaire (20–300 Myr, see Zapatero Osorio et al. 2010) G 196-3 B. Bien que ces sources puissent avoir des absorptions de l'eau diminuée par rapport à celles des objets étudiés, elles permettent néanmoins de placer des limites hautes (c'est-à-dire donner le type spectral le plus tardif possible) sur les types spectraux de nos objets.

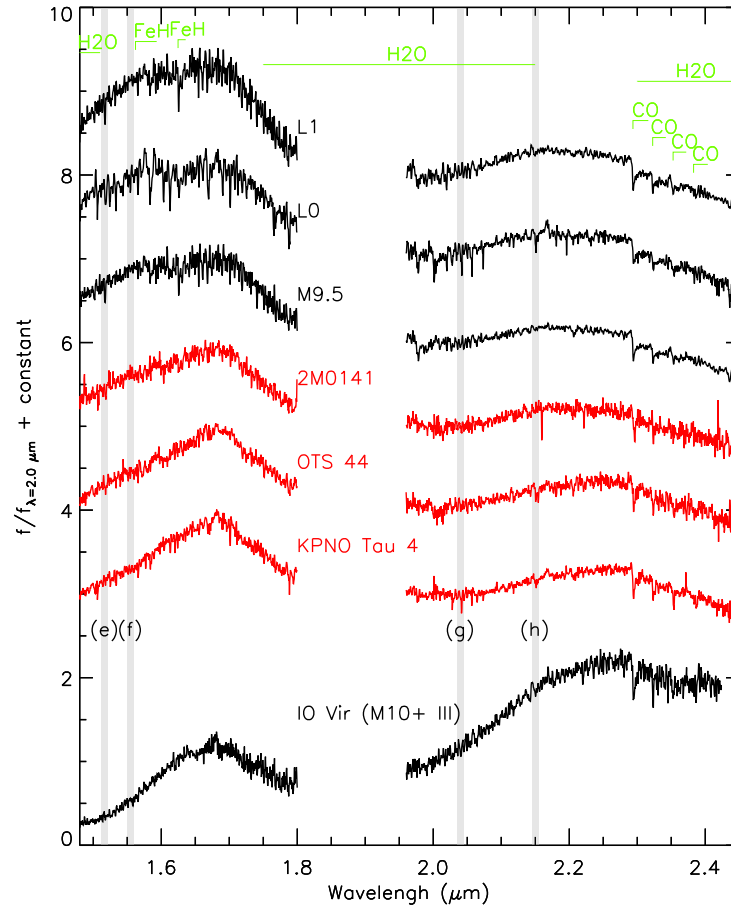
**Résultats :** A faible pouvoir de résolution, la bande JHK de DH Tau B est reproduite par des naines M8.5–M9.25 avec  $A_V \lesssim 2$  mag. La comparaison avec les spectres en bande J à R $\sim$ 300 montre clairement que l'objet est intermédiaire entre M8.5 et M9.5. J'ai pu aussi remarquer que les doublets de K I et les absorptions de FeH sont plus profondes que dans les spectres à moyenne résolution de DENIS161103-242642, un membre M9 de Upper Sco ( $\sim 5$  Myr). Cela suggère que le compagnon est plus tardif que M9. J'ai donc adopté un type spectral  $M9.25 \pm 0.25$  pour DH Tau B. En utilisant les couleurs typiques des objets jeunes reportées dans la table 13 de Luhman et al. (2010) et la relation entre  $A_V$  et  $E(J - K_s)$  reportée dans Schlegel et al. (1998), on trouve une extinction  $A_V = 1.16 \pm 1.05$  mag. Cette valeur est en bon accord, aux erreurs de mesures près, avec l'extinction mesurée pour l'étoile primaire ( $A_V = 0 - 1.5$  mag, see Strom et al. 1989; White & Ghez 2001; Itoh et al. 2005) utilisée par Luhman et al. (2006) pour dériver de nouvelles estimations de la masse du compagnon.



**Fig. 4.4:** Comparaison des spectres SINFONI en bande J (rouge) de 2M0141 (L0), OTS44 (M9.5), et KPNO Tau 4 (M9.5) à des spectres de référence (black) de naines du champ M9.5–L1 (BRI B0021-0214, C05; 2M0345, ML03; 2MASS J14392836+1929149, C05) classifiées dans l’optique, et du spectre d’une étoile géante de type M tardive (IO Virginis, Rayner et al. 2009). Les rapports de flux dans les zones grisées (a) et (b) représente l’indice spectral Na défini par A07 et utilisé par la suite pour confirmer la classification de nos sources. Le rapport de flux dans les zones grisées (c) et (d) définit par Gorlova et al. (2003) mesure la profondeur des raies de l’eau après  $1.3 \mu\text{m}$ . Il peut servir à classifier des naines M jeunes mais apparaît dépendre de l’âge légèrement à la transition M–L.

Le spectre proche infrarouge de CT Cha b est compatible marginalement avec celui de naines M7.25–M8.5 du Taureau en assumant  $A_V \leq 3.25$  mag. La bande J dérogée par  $A_V \leq 1$  est bien reproduite par des spectres de naines M8 de IC 348 (IC 348-363, IC 348-355 ; voir Gorlova et al. 2003). La bande H+K est reproduite pour des extinctions plus élevées, ce qui laisse supposer que du matériel circum(sub) stellaire contribue à la distribution spectrale d’énergie de la source. Nos valeurs d’extinctions demeurent cependant inférieures à  $A_V = 5.2 \pm 0.8$  mag reporté par C08. Elles sont en meilleur accord avec l’extinction de l’étoile primaire ( $A_V \sim 0.1\text{--}1.6$ , Cambresy et al. 1998; Luhman 2004a). J’ai donc adopté un type spectral  $M8^{+0.5}_{-0.75}$  et une extinction  $A_V \sim 0.1\text{--}1.6$  mag pour ce compagnon.

Les bandes J et H+K de AB Pic b sont quasi-identiques à celles de 2M0141 (comme noté dans la section 4.1). La profondeur des raies de l’eau à  $1.3 \mu\text{m}$  est comparable avec celles des naines du champ L1 mais reste plus faible que celles de G196-3 B. Le spectre apparaît aussi plus tardif que la naine M9 de Upper Sco. A partir de ces deux points de comparaison, j’en conclus donc que AB Pic b est une naine  $L0 \pm 1$ . Le spectre ne montre pas de signes d’extinction forts ( $A_V < 0.5$  mag). J’utilise donc par la suite  $A_V = 0.27 \pm 0.02$  mag mesurée pour l’étoile primaire (van Belle & von Braun 2009).

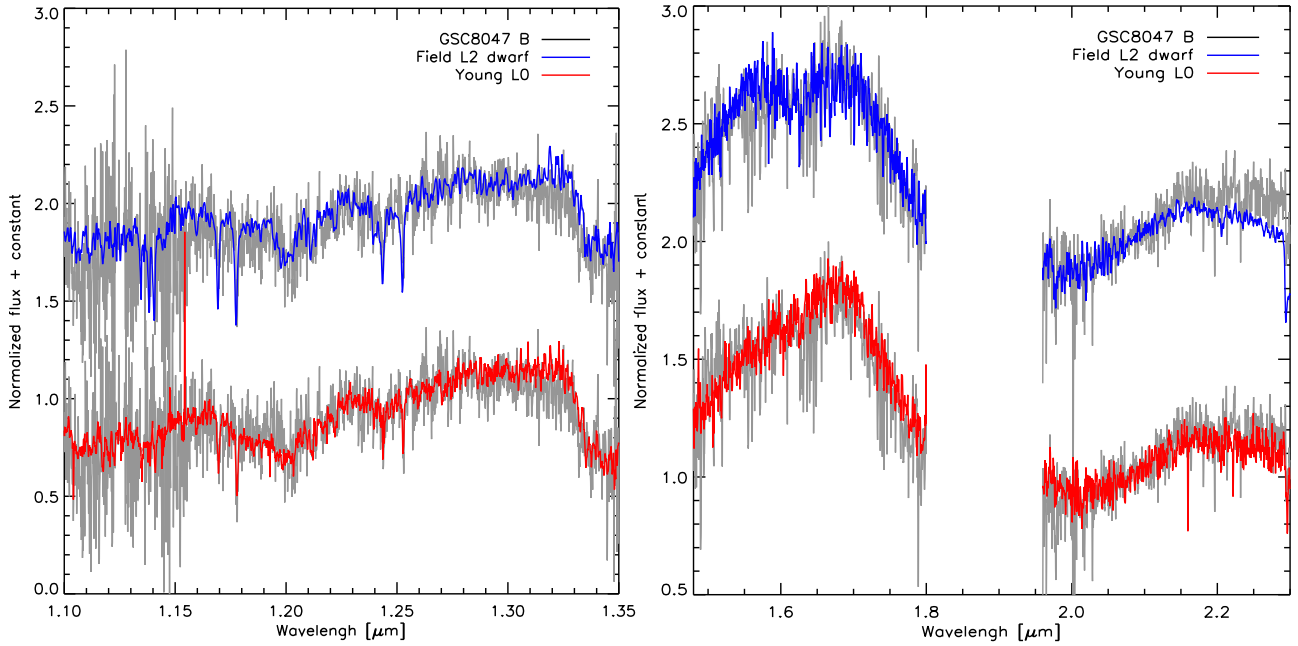


**Fig. 4.5:** Figure similaire à la Fig. 4.4 mais pour la bande H+K. Les rapports de flux dans les zones (e) et (f), et dans les zones (g) et (h) définissent les indices spectraux  $H_2O-1.5\mu m$  et  $H_2O 2$  utilisés dans la Fig. 4.7. Ces indices varient faiblement avec l'âge des sources et peuvent donc être utilisés pour confirmer nos types spectraux.

Le spectre en bande J de GSC8047 B possède un continuum et des raies intermédiaires entre ceux du spectre de 2M0141 et de la naine M9 de Upper Sco. Toutefois, le spectre est bien reproduit par un spectre de naine L2 du champ (2MASS J00154476+3516026, see Kirkpatrick et al. 2000) de la bibliothèque NIRSPEC<sup>19</sup> à notre signal à bruit (voir la Fig. 4.6). Le spectre de la naine du champ semble seul à pouvoir expliquer l'absorption à  $1.62 \mu m$  vue dans le spectre de GSC8047 B. Cependant, je n'exclus pas que cette raie dans notre spectre soit en réalité un ensemble de raies de résidus du ciel (ici OH) non corrigés lors de la réduction (on peut le vérifier en observant la Fig. 1 de Rousselot et al. 2000). Le continuum de la bande K après  $2.15 \mu m$  est mieux reproduit par le spectre 2M0141. Or, cette partie du spectre est directement reliée à la gravité de surface. On peut donc en conclure que GSC8047 B est très probablement une naine  $M9.5 \pm 0.5$  jeune. Cette conclusion est renforcée par l'étude de Torres et al. (2008) qui démontre que GSC8047 A est membre de l'association Colomba âgée de 30 Myr.

Le spectre de Gl 417 B n'a pas la forme triangulaire que l'on retrouve dans le spectre des naines G196-3 B (L3), de 2MASS 0501-0010 (L4 <sub>$\gamma$</sub> , Cruz et al. 2009; Allers et al. 2010) découverte récemment. A l'opposé,

<sup>19</sup><http://www.astro.ucla.edu/~mclean/BDSSarchive/>



**Fig. 4.6: Gauche :** Spectre en bande J du compagnon GSC 08047-00232 comparé au spectre de la naine jeune L0 2MASS J01415823-4633574 (Kirkpatrick et al. 2006) et de la naine du champ L2 2MASS J0015448+351603 (Kirkpatrick et al. 2000). **Droite :** Idem, mais pour la bande H+K.

il est reproduit par les spectres des naines du champ 2MASS J15065441+1321060 (L3, Gizis et al. 2000) et GD 165 B (L4, Kirkpatrick et al. 1999b). Cette conclusion est en bon accord avec les gravités de surfaces élevées dérivées à partir de la comparaison du spectre de Gl 417 B avec des spectres synthétiques (Testi 2009).

Pour conclure, j'ai aussi comparé les spectres de 2M1207A, TWA 5B, OTS 44, KPNO Tau 4, et 2M0141 aux autres spectres de référence. On retrouve des types spectraux en accord avec ceux dérivés dans l'optique (voir la première colonne de la Tab. 4.4). J'ai assigné un type spectral  $L0 \pm 1$  pour Cha 1109 étant donné le bon ajustement par le spectre de 2M0141 et à cause des raies de K I à 1.169 et 1.253  $\mu\text{m}$  qui sont plus profondes que dans le spectre de OTS 44 alors que les deux objets ont un âge proche.

### Indices spectraux

Pour confirmer les types spectraux dérivés, j'ai comparé la valeur de différents indices spectraux calculés sur nos spectres et des spectres de référence dégradés à  $R=350$  et interpolés sur une grille de longueur d'onde homogène. Ces indices sont des rapports entre le flux dans une bande et dans le continuum spectral. Ils mesurent la profondeur de bandes d'absorption larges.

Tous les indices ne sont pas appropriés pour classifier nos objets du fait de l'apparition/disparition des raies spectrales dans certaines gammes de type spectraux et d'âges. A partir de la littérature, j'ai sélectionné trois indices qui permettent d'estimer un type spectral dans l'infrarouge proche corrélé à la classe spectrale optique. Ils ont été définis par Gorlova et al. (2003), Allers et al. (2007) et Slesnick et al. (2004) pour évaluer la profondeur des bandes de l'eau à 1.3  $\mu\text{m}$ , 1.5  $\mu\text{m}$  et 2.0  $\mu\text{m}$ . Les zones utilisées pour les calculer sont reportées dans les Figures 4.4 et 4.5. J'ai légèrement modifié l'indice de A07 (défini comme  $\langle F_{\lambda=1.55-1.56} \rangle / \langle F_{\lambda=1.512-1.522} \rangle$ ) pour ne pas être perturbé par des régions bruitées dans nos spectres autour de 1.48  $\mu\text{m}$ . Les valeurs des indices calculées sur nos spectres sont reportées dans la Table 4.2. Bien que

**Tab. 4.2:** Indices spectraux calculés sur les spectres de la bibliothèque. Les types spectraux associés à chaque valeur d'indice sont reportés entre parenthèses. Une valeur de 5 correspond à un type spectral M5 tandis qu'une valeur de 10 correspond à un type spectral L0.

Objet	H <sub>2</sub> O 1.3 $\mu\text{m}$	H <sub>2</sub> O 1.5 $\mu\text{m}$	H <sub>2</sub> O 2	Na
2M1207 A	0.73 (9.07)	1.08 (8.53)	0.93 (7.94)	1.07
OTS 44	0.69 (10.40)	1.11 (9.70)	0.86 (9.59)	1.12
KPNO Tau 4	0.64 (12.14)	1.11 (10.03)	0.83 (10.41)	1.10
2M0141	0.67 (11.02)	1.13 (10.62)	0.83 (10.44)	1.19
TWA 5B	0.74 (8.70)	1.06 (7.72)	0.92 (8.13)	1.09
Cha 1109	0.68 (10.46)	1.14 (11.25)	0.85 (10.07)	–
Gl417 B	0.55 (15.09)	1.21 (13.84)	0.76 (–)	1.30
ABPic b	0.67 (11.05)	1.10 (9.38)	0.89 (8.96)	1.20
CT Cha b	0.74 (8.67)	1.05 (7.35)	0.92 (8.27)	–
DH Tau B	0.71 (9.73)	1.10 (9.35)	0.91 (8.32)	–
GSC8047 B	0.73 (9.05)	–	–	–
TWA 22A	0.83 (5.60)	1.03 (6.36)	1.02 (5.68)	1.06
TWA 22B	0.83 (5.68)	1.03 (6.60)	1.01 (5.94)	1.07
2M0345	0.69 (10.16)	1.08 (8.72)	0.85 (9.94)	1.17

les raies considérées évoluent avec l'âge des sources, les indices varient linéairement à la transition M–L et peuvent être utilisés pour déterminer le type spectral d'une source avec une précision de deux sous-classes (voir la Figure 4.7). Les types spectraux associés sont reportés dans la table 4.4.

Enfin, j'ai utilisé un quatrième indice créé par A07 qui trace l'évolution de la bande de Na I à 1.138  $\mu\text{m}$  sensible à l'âge des objets (Fig. 4.7). On peut remarquer que AB Pic b et 2M0141 ( $\sim 30$  Myr) et 2M0345 ( $\sim 400$  Myr, Bannister & Jameson 2007) tombent sur la séquence des naines du champ (points bleus). Ce n'est pas le cas pour KPNO Tau 4 et OTS 44 (1–3 Myr) qui ont des valeurs d'indices plus faibles. Utilisé avec les indices de l'eau, cet indice est un outil précieux pour identifier des membres d'amas âgés de 1–3 Myr.

### Largeurs équivalentes

Pour compléter l'étude des spectres, j'ai quantifié les variations des raies de K I et Na I dans les spectres en bande J dégradés à  $R=1700$  en calculant leurs *largeurs équivalentes* ("Equivalent widths" en anglais, souvent noté *EW*). Une largeur équivalente, exprimée en unité de longueur d'onde, est définie comme :

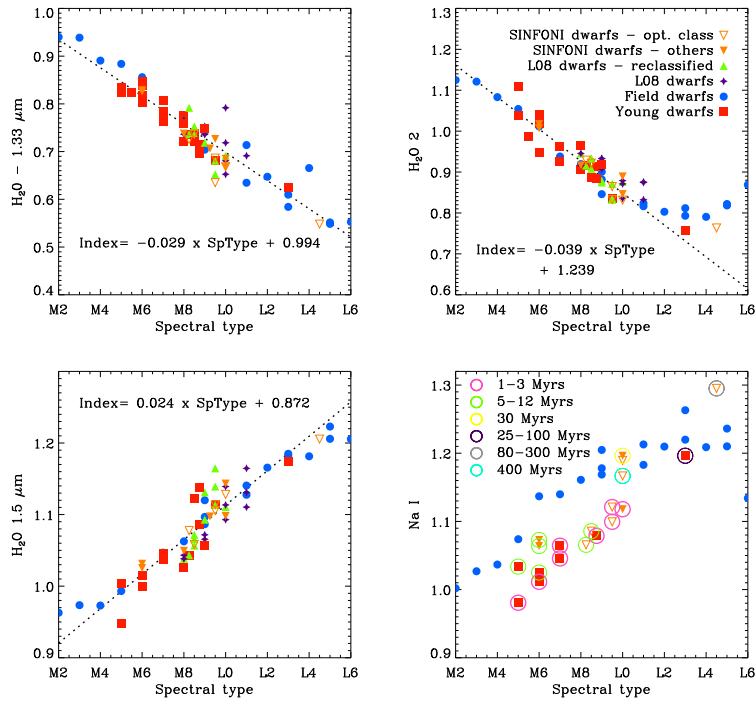
$$W_\lambda = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} [1 - I(\lambda)/I_c(\lambda)] d\lambda \quad (4.1)$$

avec  $I(\lambda)$  et  $I_c(\lambda)$  les flux dans la raie, et dans le continuum, estimés à la longueur d'onde  $\lambda$ . Dans notre cas, nous avons retrouvé les valeurs de  $I_c(\lambda)$  en ajustant un polynôme de Legendre de part et d'autre de la raie spectrale étudiée. Le degré du polynôme, les intervalles de longueur d'onde utilisés pour estimer le continuum, et les longueurs d'ondes  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  ont été optimisés pour chaque raie. Un polynôme de degré 3 fournissait les meilleurs ajustements du continuum. Enfin, l'erreur associée au calcul de la largeur équivalente est déterminée en suivant la méthode proposée par Sembach & Savage (1992).

Les valeurs des différentes largeurs équivalentes sont reportées dans le tableau 4.3 et représentées en fonction du type spectral dans la figure 4.8. On retrouve la diminution des raies étudiées avec l'âge constaté

**Tab. 4.3:** Largeurs équivalentes (EW) des raies de K I.

Objet	EW (Na I)	EW(K I)	EW(K I)	EW(K I)	EW(K I)
	1.138 $\mu\text{m}$ ( $\text{\AA}$ )	1.169 $\mu\text{m}$ ( $\text{\AA}$ )	1.177 $\mu\text{m}$ ( $\text{\AA}$ )	1.243 $\mu\text{m}$ ( $\text{\AA}$ )	1.253 $\mu\text{m}$ ( $\text{\AA}$ )
2M1207 A	5.08 $\pm$ 0.20	1.36 $\pm$ 0.11	2.44 $\pm$ 0.11	1.67 $\pm$ 0.06	0.92 $\pm$ 0.09
OTS 44	3.74 $\pm$ 0.51	0.53 $\pm$ 0.19	2.83 $\pm$ 0.19	1.99 $\pm$ 0.11	0.59 $\pm$ 0.19
KPNO Tau 4	2.88 $\pm$ 0.29	0.30 $\pm$ 0.23	1.54 $\pm$ 0.24	1.71 $\pm$ 0.13	-0.49 $\pm$ 0.19
2M0141	3.47 $\pm$ 0.57	2.62 $\pm$ 0.26	5.19 $\pm$ 0.25	1.78 $\pm$ 0.20	1.88 $\pm$ 0.23
TWA 5B	4.40 $\pm$ 0.28	0.85 $\pm$ 0.16	2.44 $\pm$ 0.20	1.70 $\pm$ 0.10	1.12 $\pm$ 0.11
Cha 1109	1.38 $\pm$ 0.80	0.28 $\pm$ 0.58	3.57 $\pm$ 0.26	1.95 $\pm$ 0.16	2.28 $\pm$ 0.29
Gl417 B	–	7.03 $\pm$ 0.40	11.02 $\pm$ 0.23	4.85 $\pm$ 0.23	7.64 $\pm$ 0.33
AB Pic b	3.46 $\pm$ 0.75	2.84 $\pm$ 0.30	4.74 $\pm$ 0.35	3.00 $\pm$ 0.19	1.50 $\pm$ 0.25
CT Cha b	–	1.36 $\pm$ 0.22	1.38 $\pm$ 0.25	0.95 $\pm$ 0.17	0.62 $\pm$ 0.25
DH Tau B	3.38 $\pm$ 0.76	1.33 $\pm$ 0.24	3.54 $\pm$ 0.25	2.17 $\pm$ 0.13	0.85 $\pm$ 0.20
GSC8047 B	–	2.01 $\pm$ 0.53	2.75 $\pm$ 0.52	3.19 $\pm$ 0.39	3.14 $\pm$ 0.48
TWA 22A	3.73 $\pm$ 0.30	0.88 $\pm$ 0.15	1.88 $\pm$ 0.17	0.97 $\pm$ 0.04	0.95 $\pm$ 0.07
TWA 22B	4.37 $\pm$ 0.27	1.17 $\pm$ 0.15	2.08 $\pm$ 0.16	0.81 $\pm$ 0.10	1.13 $\pm$ 0.09
2M0345	9.67 $\pm$ 0.57	6.09 $\pm$ 0.22	8.67 $\pm$ 0.17	4.59 $\pm$ 0.20	7.02 $\pm$ 0.27



**Fig. 4.7:** Indices spectraux utilisés pour classifier nos objets (diagrammes du haut et en bas à gauche) où estimer leur âge (diagramme à droite en bas).

visuellement en comparant des spectres de même types spectraux jeunes et vieux. Ces largeurs équivalentes confirment donc l'âge jeune de nos sources.

**Tab. 4.4:** Types spectraux déterminés à partir de spectres de référence classifiés dans l'optique (colonne 1) et confirmés à l'aide d'indices spectraux (colonne 2). Les types spectraux adoptés sont reportés dans la colonne de droite.

Objet	Continuum	Indices	Adopté
2M1207 A	M8.5±0.5	M8.5±2	M8.5±0.5
OTS 44	M9.5±0.5	L0±2	M9.5±0.5
KPNO Tau 4	M9.5±0.5	L1±2	M9.5±0.5
2M0141	L0±1	L0.5±2	L0±1
TWA 5B	M8.5±0.5	M8.25±2	M8.5±0.5
Cha 1109	L0±1	L0.5±2	L0±1
Gl417 B	L3.5±0.5	L4.5±2	L4.5±2
AB Pic b	L0±1	L0±2	L0±1
CT Cha b	M8 <sup>+0.5</sup> <sub>-0.75</sub>	M8±2	M8 <sup>+0.5</sup> <sub>-0.75</sub>
DH Tau B	M9.25±0.25	M9.25±2	M9.25±0.25
GSC8047 B	M9.5±0.5	M9±2	M9.5±0.5
TWA 22A	M6±1	M6±2	M6±1
TWA 22B	M6±1	M6±2	M6±1
2M0345	L0±1	M9.5±2	L0±1

### 4.2.3 Comparaison aux spectres synthétiques

#### Bibliothèque BT-SETTL10

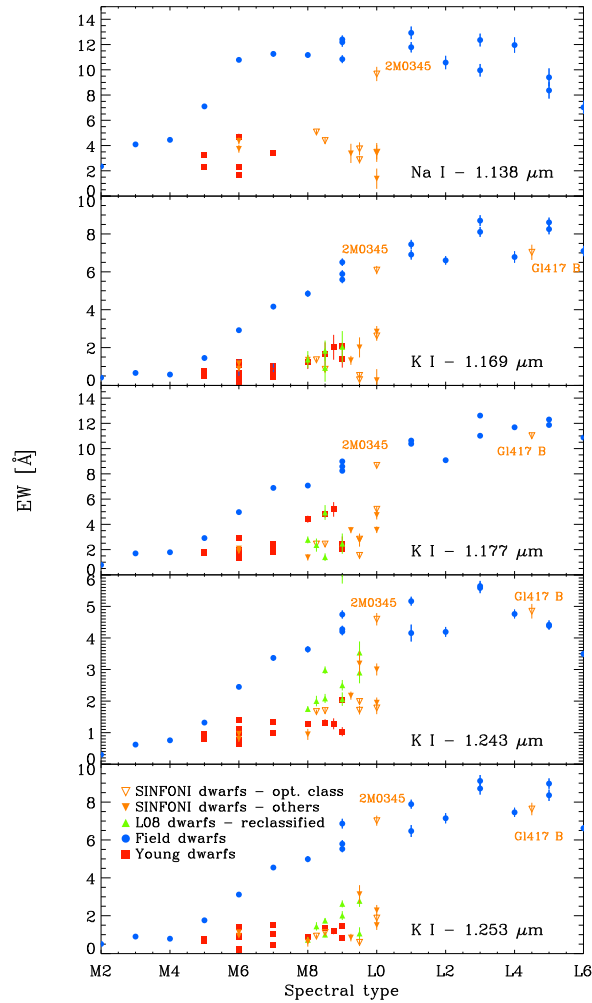
Nous avons vu dans le chapitre dédié à l'étude des spectres de AB Pic b que la version préliminaire de la bibliothèque SETTL (BT-SETTL08) reproduisait d'avantage les spectres du compagnon jeune sans toutefois parvenir à ajuster de manière cohérente toutes nos bandes spectrales à partir d'un seul et même spectre. J'ai utilisé ici la nouvelle version de la bibliothèque BT-SETTL10<sup>20</sup> (Allard et al. 2010) pour dériver de nouvelles estimations des paramètres atmosphériques des différents objets de la bibliothèque SINFONI. Par rapport à BT-SETTL08, la bibliothèque BT-SETTL10 incorpore les dernières listes d'opacités, calcule la supersaturation à partir de tables à l'équilibre chimique (valeur fixe dans BT-SETTL08) et se base sur les nouvelles abondances solaires de Asplund et al. (2009) (Grevesse et al. 1992, dans les BT-SETTL08).

Pour cela, j'ai calculé les moindres carrés entre chaque spectre synthétique et les spectres SINFONI déroulés par leurs valeurs d'extinction en bande J, H+K et JHK et normalisés en utilisant la méthode proposée par Mohanty et al. (2007). Cette méthode détermine le facteur de normalisation qui minimise l'écart quadratique entre le modèle et le spectre étudié. Les meilleurs ajustements ont été vérifiés visuellement. Dans la plupart des cas, la vérification infirme les résultats trouvés de manière automatisée à cause de la présence de bandes d'absorptions/émissions dans les spectres synthétiques à  $T_{eff} < 2000$  K non reproduites dans nos spectres. Les spectres ne sont pas nécessairement ajustés par le même spectre synthétique en fonction de la bande considérée. Mais la dispersion de solutions pour un objet donné n'excède pas 100 K et 0.5 dex.

J'ai restreint l'espace des paramètres couvert par les modèles en considérant que nos objets ont une métallicité solaire. Cette hypothèse est raisonnable pour les objets jeunes de notre échantillon compte tenu des dernières mesures de métallicité dans les associations jeunes et les régions de formation stellaire (James et al. 2006; Santos et al. 2008; Viana Almeida et al. 2009). De même, 2M0345 peut être considéré comme un objet à métallicité solaire si l'on assume qu'il a les mêmes abondances que celles des membres du groupe Ursa Major (Ammler-von Eiff & Guenther 2009) auquel il est rattaché (Bannister & Jameson 2007).

<sup>20</sup><http://phoenix.ens-lyon.fr/Grids/BT-Settl/SPECTRA/>

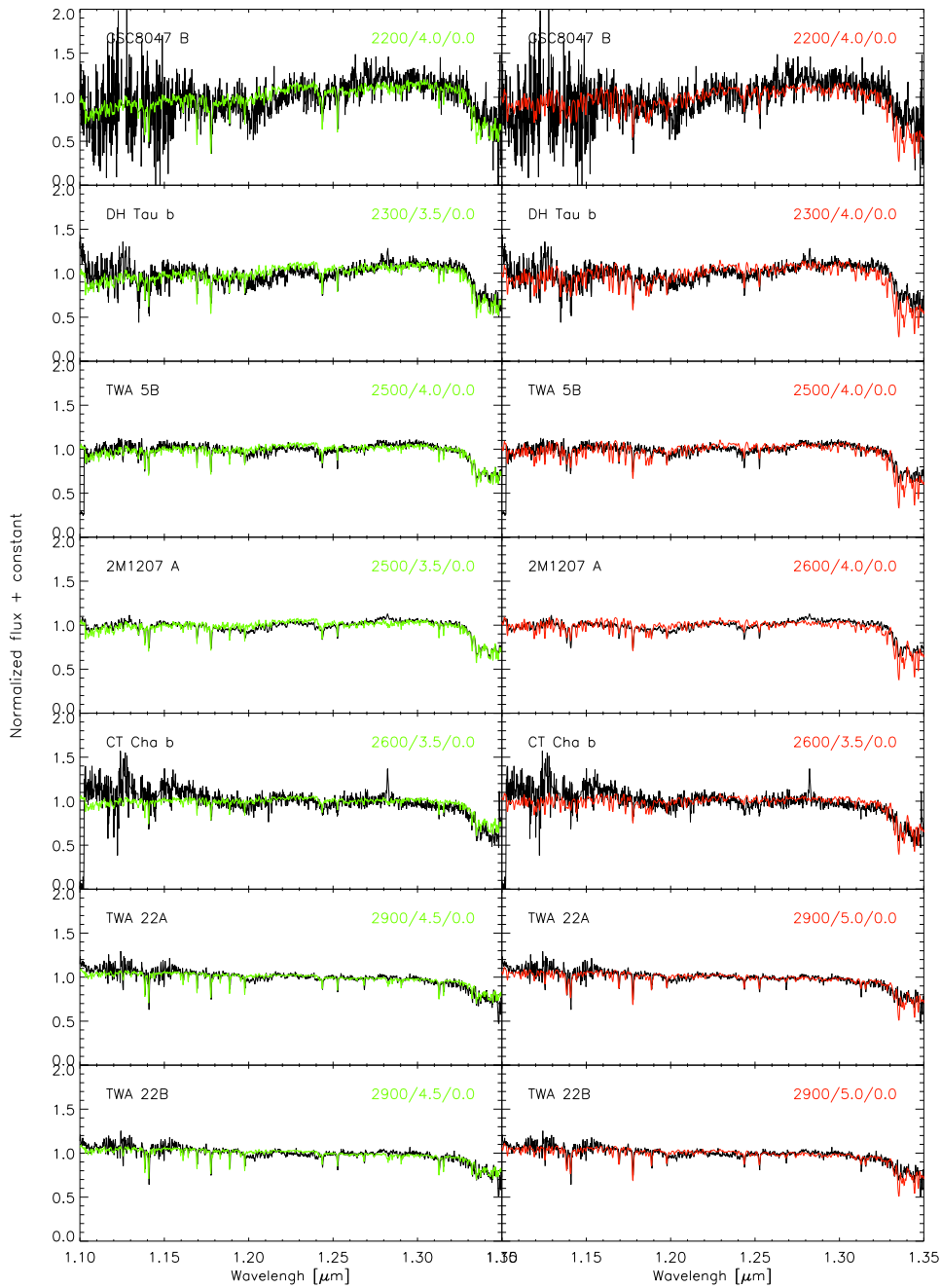




**Fig. 4.8:** Largeurs équivalentes des raies de Na I ( $1.138 \mu\text{m}$ ) et K I ( $1.169 \mu\text{m}$ ,  $1.177 \mu\text{m}$ ,  $1.243 \mu\text{m}$ ,  $1.253 \mu\text{m}$ ) calculées sur des spectres à moyenne résolution ( $R=1700$ ) de naines jeunes classifiées dans l'optique (carrés rouges), de naine du champ de la bibliothèque IRTF (points bleus), des spectres SINFONI de naines jeunes classifiées dans l'optique (triangles oranges) et le proche infrarouge (triangles orange pleins). J'ai aussi reporté les largeurs équivalentes de naines jeunes de Upper Sco ( $\sim 5$  Myr; triangles verts inversés) de Lodieu et al. (2008) reclassifiés à partir de spectres de référence utilisés pour les objets SINFONI.

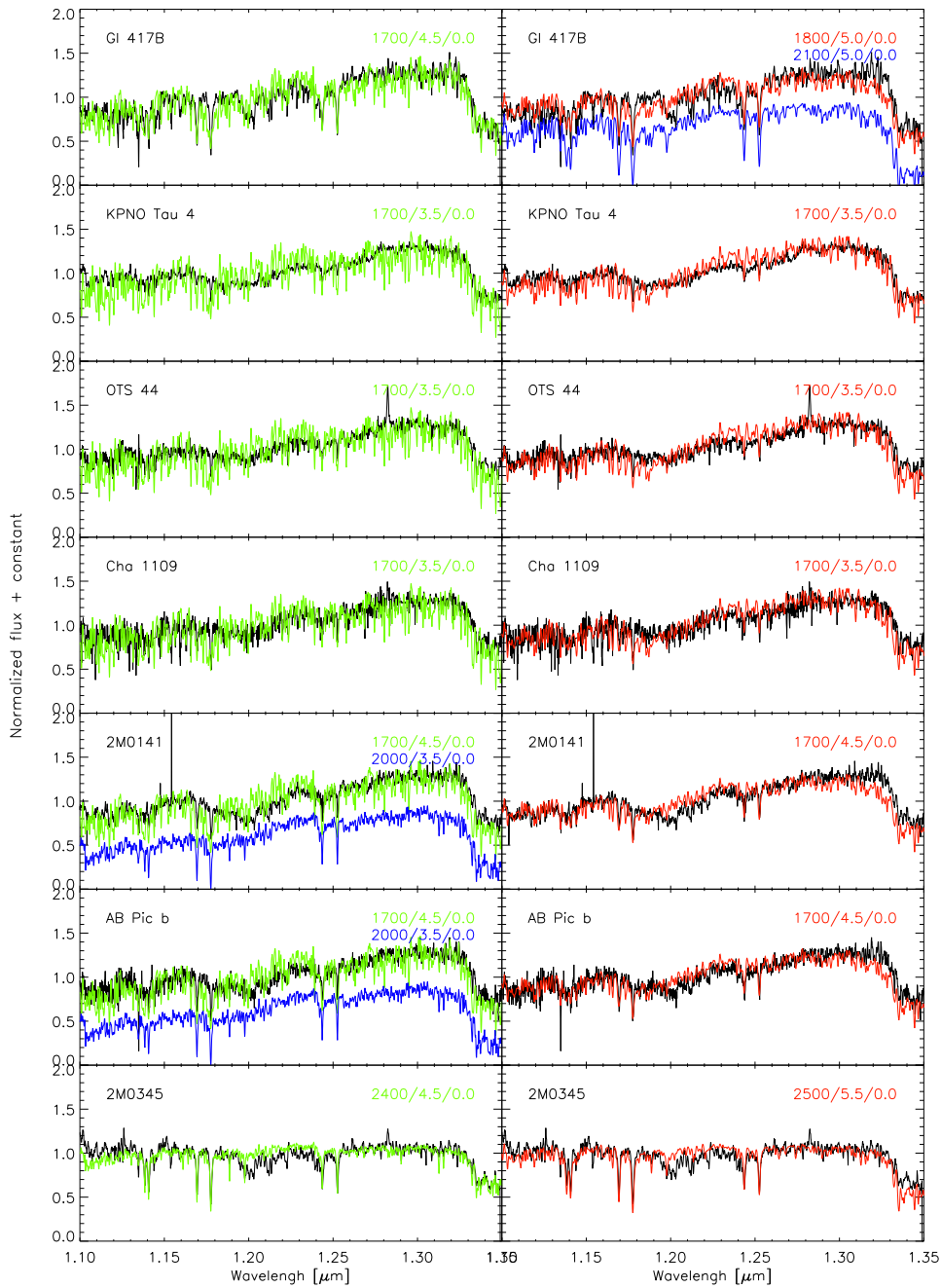
Les spectres ajustés par les modèles sont représentés en bande J dans les figures 4.9 et 4.10, en bande H+K dans les figures 4.11 et 4.12. Je donne aussi un exemple d'ajustement dans la bande JHK pour un objet précoce (2M1207A) et un objet tardif (OTS 44) de notre échantillon dans la Fig. 4.13.

La nouvelle version des modèles BT-SETTL résout la plupart des problèmes rencontrés avec la précédente version lors de l'étude du spectre de AB Pic b. Les spectres synthétiques reproduisent non seulement les continuum spectraux mais aussi les absorptions de l'eau en bande J dans les spectres des sources jeunes. Les conclusions sont similaires en bande H+K hormis pour GSC8047 B. Les spectres en JHK sont ajustés par des modèles avec des températures voisines de celles déterminées en considérant les bandes J et H+K séparément. On peut noter que la température dérivée pour AB Pic b est en accord avec celle estimée à partir de la photométrie absolue et des couleurs dans l'infrarouge par Mohanty et al. (2007), ce qui



**Fig. 4.9:** Meilleurs ajustements des spectres de la bibliothèque SINFONI (en noir) par des spectres de la bibliothèque BT-SETTL10 (en vert) et des spectres de la bibliothèque DRIFT-PHOENIX (en rouge) en bande J. Les valeurs des paramètres atmosphériques associés sont reportées à côté de chaque spectre.  $2900/4.5/0.0$  correspond à un spectre avec  $T_{eff}=2900$  K,  $\log(g)=4.5$  dex et  $M/H=0.0$  dex.

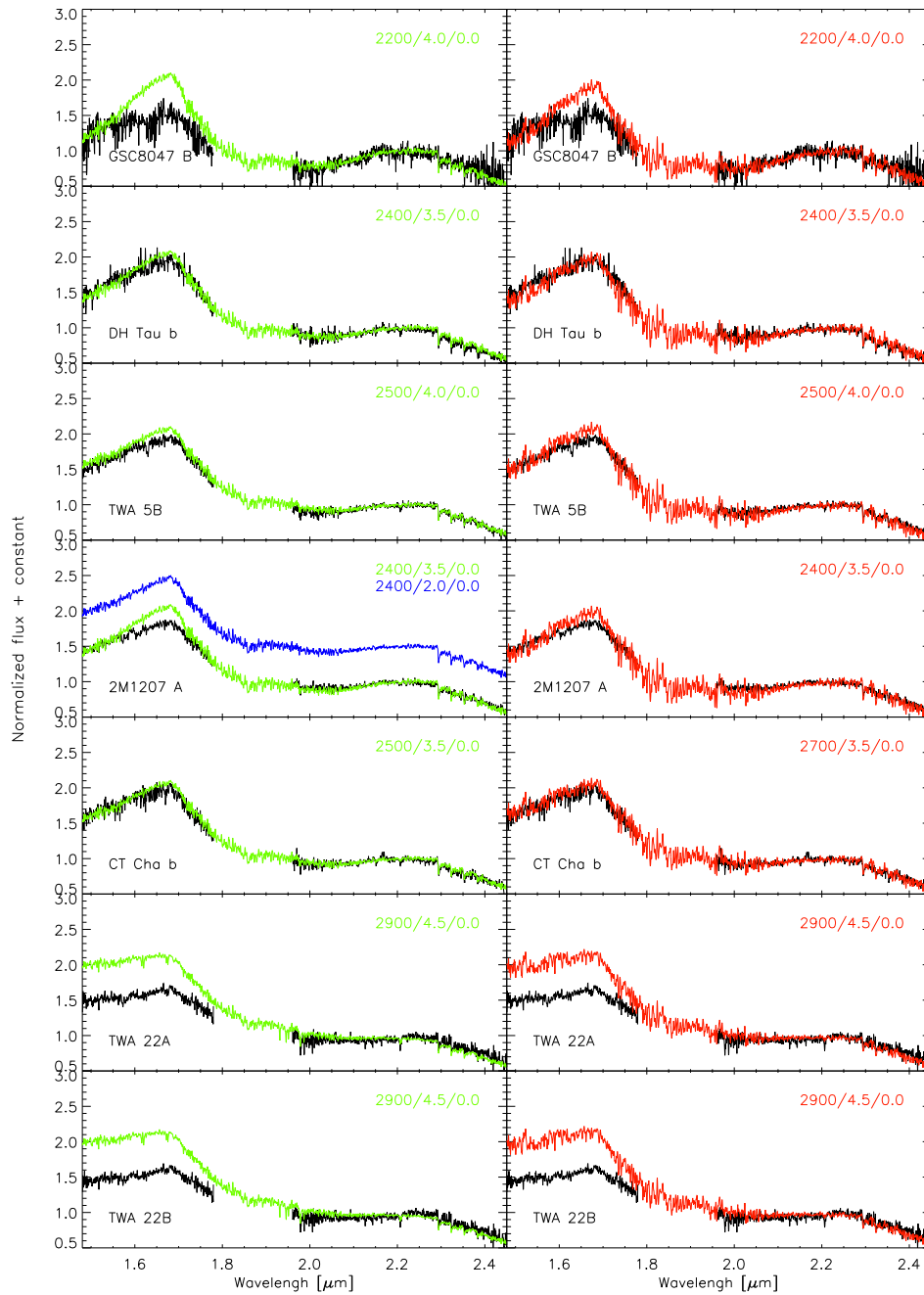
suggère que les spectres synthétiques sont dorénavant plus réalistes. En revanche, les spectres d'objets plus âgés (2M0345, Gl 417 B) ne sont pas ajustés correctement par les modèles en bande H+K où il semble (i) manquer de l'absorption en bande H (ii) ou manquer de l'absorption dans les ailes de la bande K. La détermination des paramètres atmosphériques pour ces objets est donc encore sujet à caution.



**Fig. 4.10:** Même figure que la figure 4.9 mais pour des objets plus tardifs. Les solutions alternatives d'ajustement sont tracées en bleu.

Les spectres de 2M0141 et AB Pic b sont ajustés en bande J et H+K par un spectre à  $T_{eff}=2100$  K et  $\log(g)=3.5$  dex. Mais la gravité de surface trouvée est d'avantage typique des objets des amas jeunes (1–3 Myr). Cette solution alternative ne fonctionne pas en bande JHK pour 2M0141. Elle est finalement exclue à l'aide de la bibliothèque DRIFT-PHOENIX (voir la partie 6.3.2).

Quelque soit la température de surface, les absorptions de FeH à  $1.2 \mu\text{m}$  ne sont pas bien reproduites



**Fig. 4.11:** Figure similaire à la figure 4.10 mais pour la bande H+K.

par les modèles. Cela est vraisemblablement dû à un manque d'opacité, comme relevé par Rice et al. (2010a) (et suggéré par F. Allard et C. Helling). Les absorptions de FeH présentes en bande H dans les spectres de 2M0345 et Gl 417 B sont aussi absentes et pourraient expliquer en partie les problèmes pour reproduire simultanément les bandes H et K dans le détail.

Au dessus de 2000K, les modèles d'atmosphère génèrent les spectres synthétiques sur une grille en longueur d'onde avec un échantillonnage de 0.2 Å. Ces spectres sont convolués à la résolution de SINFONI.

Cette grille devient 10 fois moins fine en dessous de 2000 K. Avec un échantillonnage de 2 Å, certaines absorptions moléculaires ne sont pas présentes dans les spectres finaux. Ce biais se traduit par l'augmentation artificielle du nombre d'absorptions en dessous de 2000 K dans les spectres SETTL10 que l'on remarque en bande J dans la figure 4.10.

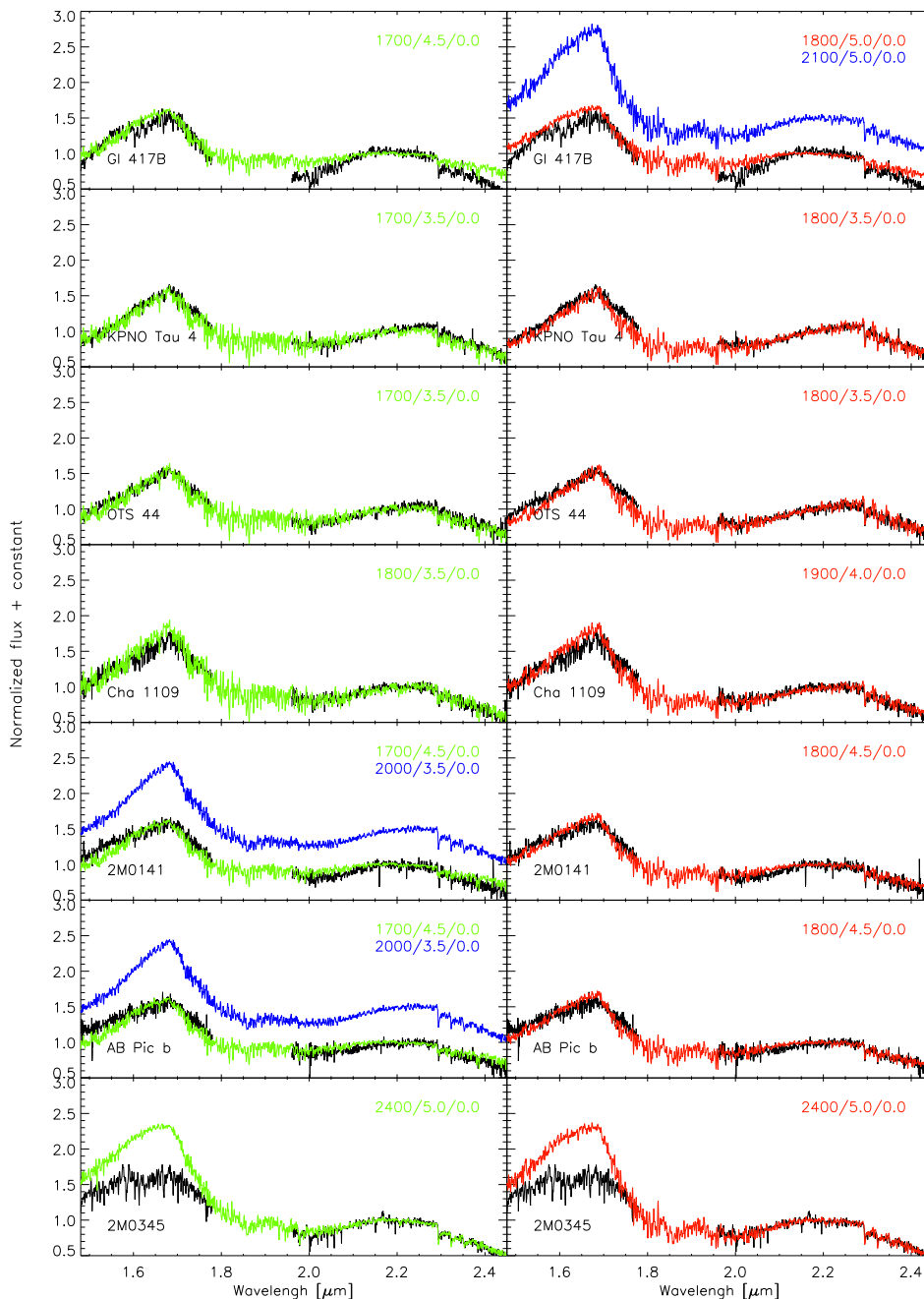
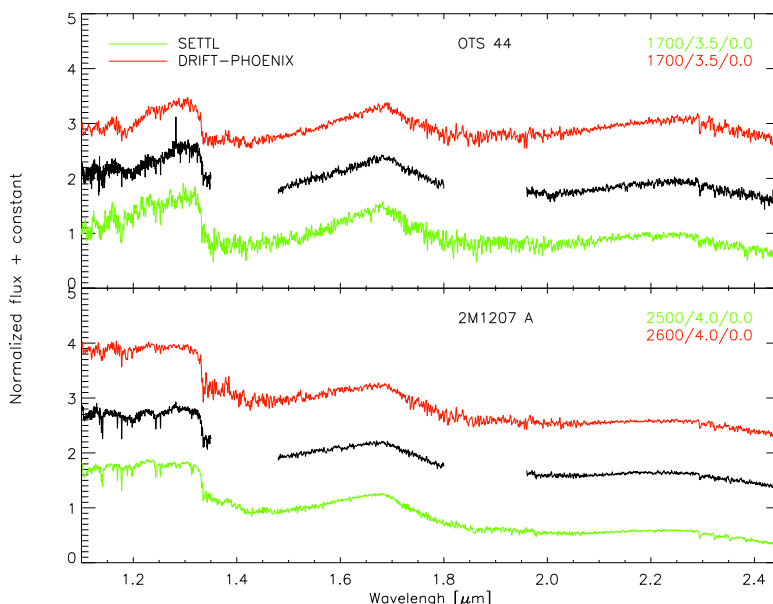


Fig. 4.12: Figure similaire à la figure 4.11 mais pour des objets plus tardifs.

### Bibliothèques DRIFT-PHOENIX

Pour confirmer les résultats issus des modèles BT-SETTL, j'ai aussi décidé d'analyser mes spectres avec la bibliothèque DRIFT-PHOENIX. Les procédures d'ajustement utilisées sont identiques à celles utilisées pour BT-SETTL10.

Cette bibliothèque renvoie des paramètres atmosphériques proches de ceux estimés avec BT-SETTL10 (voir Tab. 4.6). La différence entre les températures effectives n'excède pas 200 K. Les gravités de surfaces dérivées sont en moyenne 0.5 dex plus élevées que celles trouvées avec SETTL10 même si l'écart moyen entre les valeurs n'excède pas l'échantillonnage en gravité de surface des deux grilles. La différence est probablement liée aux modèles de nuages (discussion avec F. Allard). Les spectres de nos objets en bande JHK sont ajustés par un seul et même modèle. On trouve une solution alternative pour Gl 417 B qui n'est pas confirmée par la bibliothèque SETTL10.



**Fig. 4.13:** Meilleurs ajustements des spectres JHK de la bibliothèque SINFONI (en noir) par des spectres synthétiques des bibliothèques BT-SETTL10 (en vert) et DRIFT-PHOENIX (en rouge).

Les zones des spectres BT-SETTL10 non reproduites par les spectres empiriques sont aussi présentes dans les spectres DRIFT-PHOENIX. Les raies de FeH en bande J et H sont absentes.

En comparant les spectres ajustés sur 2M1207 A et TWA 5B, on remarque que les spectres BT-SETTL10 sont seuls capables de reproduire en détail la forme de l'absorption de l'eau à 1.3 microns. Cette différence est encore une fois liée au modèle de nuage.

### Retour sur l'analyse empirique

Tous les objets jeunes de notre échantillon ont une gravité de surface compatible avec leur âge estimé. On peut noter en particulier que 2M0141 à une gravité de surface 0.5 dex plus importante que OTS44 et KPNO Tau 4 alors que leurs températures effectives sont similaires, comme le laissait supposer leur classification spectrale et leur âge. On vérifie aussi que les températures décroissent en fonction du type spectral (voir Fig. 4.14).

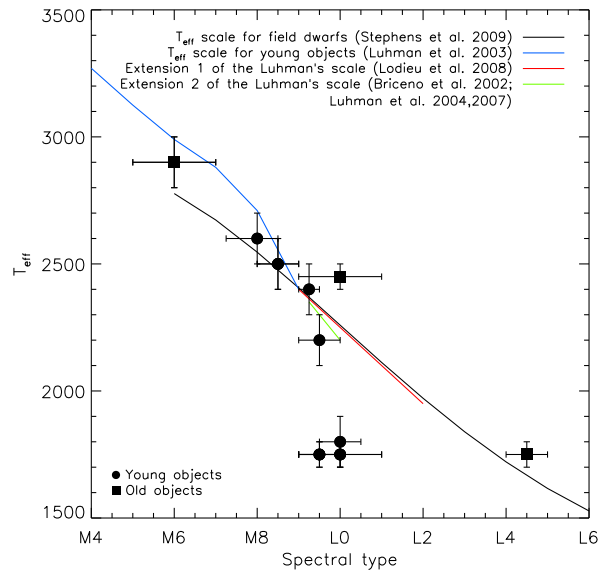
**Tab. 4.5:** Paramètres atmosphériques dérivés à partir de l'ajustement de spectres synthétiques BT-SETTL10 et DRIFT-PHOENIX sur les spectres de la bibliothèque SINFONI.

Objet	BT-SETTL10			DRIFT-PHOENIX			$T_{eff}$ finale (K)	log(g) finale (dex)
	J	H+K	JHK	J	H+K	JHK		
2M1207A	2500/3.5	2400/3.5 2400/2.0	2600/4.0	2600/4.0	2400/3.5	2600/4.0	2500±100	3.5–4.0
OTS 44	1700/3.5	1700/3.5	1700/3.5	1700/3.5	1800/3.5	1700/3.5	1700–1800	3.5 ± 0.5
KPNO Tau 4	1700/3.5	1700/3.5	1700/3.5	1700/3.5	1800/3.5	1700/3.5	1700–1800	3.5 ± 0.5
2M0141	1700/4.5 2000/3.5	1700/3.5 2000/3.5	1700/4.5	1700/4.5	1800/4.5	1700/4.5	1700–1800	4.0 ± 0.5
TWA 5B	2500/4.0	2500/4.0	–	2500/4.0	2500/4.0	–	2500±100	4.0±0.5
Cha 1109	1700/3.5	1800/3.5	1700/3.5	1700/3.5	1900/4.0	1700/3.5	1800±100	3.5–4.0
Gl 417 B	1700/4.5	1700/4.5	1700/4.5	1800/5.0 2100/5.0	1800/5.0 2100/5.0	1800/5.0	1700–1800	4.5–5.0
AB Pic b	1700/4.5 2000/3.5	1700/4.5 2000/3.5	–	1700/4.5	1800/4.5	–	1700–1800	4.5±0.5
CT Cha b	2600/3.5	2500/3.5	–	2600/3.5	2700/3.5	–	2600±100	3.5±0.5
DH Tau b	2300/3.5	2400/3.5	2500/3.5	2300/4.0	2400/3.5	2400/3.5	2400±100	3.5–4.0
GSC8047 B	2200/4.0	2200/4.0	–	2200/4.0	2200/4.0	–	2200±100	4.0±0.5
TWA 22A	2900/4.5	2900/4.5	–	2900/5.0	2900/4.5	–	2900±100	4.5–5.0
TWA 22B	2900/4.5	2900/4.5	–	2900/5.0	2900/4.5	–	2900±100	4.5–5.0
2M0345	2400/4.5	2400/5.0	2400/5.0	2500/5.5	2400/5.0	1800/5.5	2400–2500	5.0±0.5

Pour les objets jeunes plus tardifs que M9, il est intéressant de comparer nos températures estimées à celles des naines du champ à un même type spectral optique. En utilisant l'échelle de Stephens et al. (2009)–S09, on s'aperçoit que les températures de 2M0345 et Gl417 B issues de notre analyse sont compatibles à 2 sigmas près avec les températures attendues. En revanche, on note que les objets jeunes plus tardifs que M9 ont des températures  $\sim 500$  K plus froides que prédites par l'échelle.

Cette différence importante est surprenante. On note que la température de KPNO Tau 4 est 500 K plus faible que celle estimée par Luhman et al. (2005b) en ajustant un spectre de corps noir sur les points de photométrie Spitzer. Je souhaite donc prochainement confirmer pour quelques objets comme KPNO Tau 4 ou Cha1109 que les températures dérivées en JHK sont aussi valables sur toute la distribution spectrale d'énergie (SED) des sources.

Dans l'état actuel de mon analyse, on peut interpréter cette différence en remontant à la méthode de classification des objets jeunes dans l'optique mise en place par Luhman (1999). Cette méthode se base sur la comparaison des spectres avec ceux de naines du champ (gravité de surface supérieure à 4.5), d'étoiles géantes (log(g) typiques de 0–0.5) pris au même type spectral, et de la moyenne des spectres d'étoiles géantes et de naines sensés reproduire un spectre avec une gravité de surface intermédiaire. Elle a tout d'abord été utilisée par les auteurs pour classifier des naines moins tardives que M8.25. Briceño et al. (2002) l'a étendu aux objets plus tardifs pour caractériser KPNO Tau 4 en prenant la moyenne du spectre de IO Virginis (M10+III) d'une géante M9III comme référence de spectres d'étoiles géantes M9.5III. Puisque l'échelle de température n'est pas la même pour les géantes et pour les naines du champ (Luhman 1999), la température des naines jeunes classifiée dans l'optique n'est pas la même que celles de leur analogue du champ. En adoptant le schéma de classification proposé dans notre étude, on choisit de maintenir le découplage entre la classification spectrale (par nature empirique) et les paramètres atmosphériques de l'objet. Pour accéder à la température de l'objet, on utilise une échelle de température intermédiaire entre naines du champ et géantes. Une telle échelle établie par Luhman (1999) puis Luhman et al. (2003b) valide la température de nos objets  $\leq$  M9. Du fait de l'absence d'étoiles géantes plus tardives que IO Virginis, elle ne s'étend pas au delà de M9. L'échelle a cependant été extrapolée pour donner une estimation de la température de nouveaux membres M9.25, M9.5 et L0 du Taureau et de Cham I (Briceño et al. 2002; Luhman et al. 2004; Luhman 2007; Luhman et al. 2008). Allers et al. (2007) et Lodieu et al. (2008) ont



**Fig. 4.14:** Comparaison des températures des objets jeunes ( $< 30$  Myr ; points) et vieux (carrés) estimées à partir des modèles d'atmosphères aux prédictions des échelles de conversion entre températures et types spectraux valables pour les objets jeunes (Luhman et al. 2003b; Lodieu et al. 2008) et vieux (Stephens et al. 2009). TWA 22 est ici considéré comme un objet évolué suite à la détermination d'une gravité de surface élevée pour cet objet. On distingue clairement que les naines jeunes plus tardives que M9 dévient par rapport aux prédictions des échelles de température.

aussi proposés des intervalles de températures pour les naines jeunes L0–L2. Notre analyse montre que ces extensions sur-estiment la température des objets tardifs par rapport à celle dérivée dans le proche infrarouge avec les spectres synthétiques. On note curieusement que l'on résout le problème de localisation des membres tardifs de Cham I dans le diagramme HR de l'amas (Luhman et al. 2008) en associant au type spectral optique M9.5 une température de 1700 K.

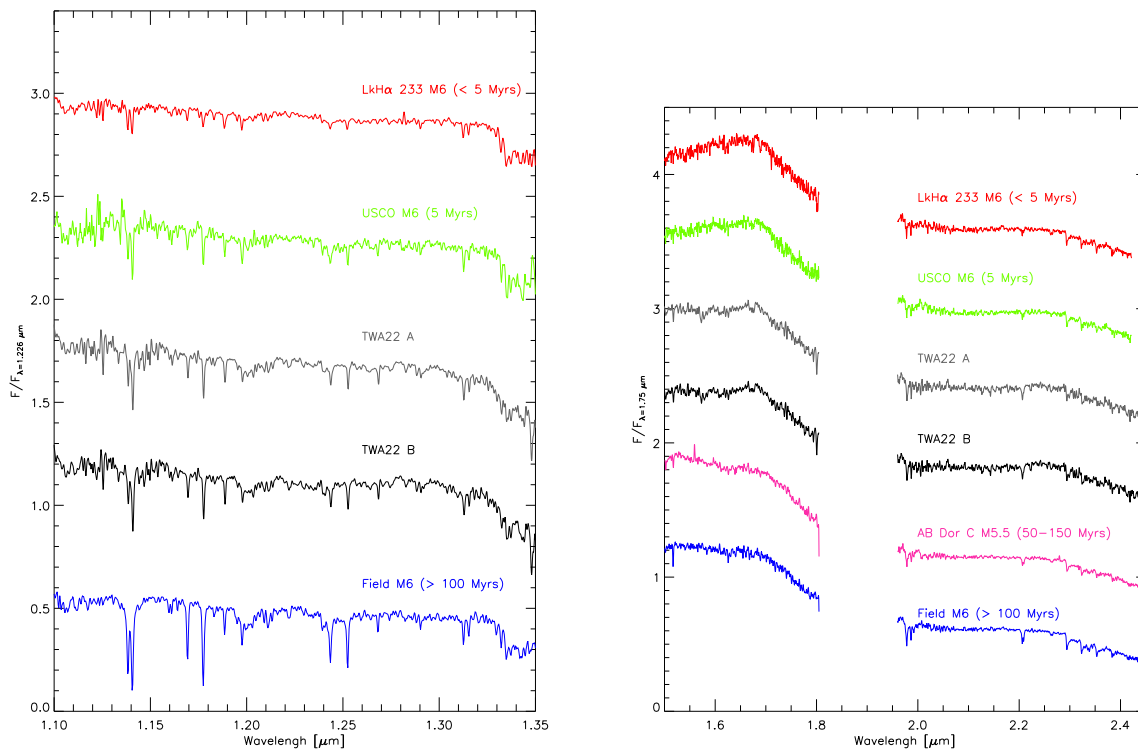
Au lieu de développer des échelles de conversion complexes à mettre en place et valables uniquement à un âge donné, on peut s'interroger sur la nécessité d'adopter un schéma de classification semi-empirique qui tienne compte de la gravité de surface, de la température effective, et de la métallicité. Dans cette optique, Kirkpatrick (2005) propose d'ajouter à la classe spectrale (ex : M0, L4, ... ; directement reliée à la température), un indice de métallicité (esd, sd, d) et de gravité de surface ( $\alpha$  pour élevé, typique du champ ;  $\beta$  pour intermédiaire, amas des pleiades ;  $\gamma$  pour faible, associations jeunes ;  $\delta$  pour très faible, région du Taureau, Chameleon). En suivant cette approche, OTS 44 et KPNO Tau 4 deviennent des  $dL3.5_\delta$ , Cha1109 une  $dL3_\delta$  tandis que AB Pic b et 2M0141 sont des naines  $dL3.5_\gamma$  si l'on convertit leurs  $T_{eff}$  en types spectraux en utilisant l'échelle de S09. De même, GSC8047 B est une  $dL0.5_\gamma$  et 2M0345 une  $dL0_\alpha$ . En comparaison, K06 ont classifiés 2M0141  $dL0_\gamma$ . Pour arriver à un tel résultat, ils ont adjoint au type spectral optique de la source les préfixes et suffixes mentionnés plus haut. K06 avait remarqué que le type spectral estimé pour cette source était en accord au premier ordre avec la température effective qu'il avait estimé. Cependant, ils avaient fondé leur analyse sur la grille AMES-DUSTY (qui ne donne pas d'ajustements cohérents sur la bande JHK) qui leur donnait une température plus élevée. Adopter les types spectraux mentionnés plus haut pour nos sources permettrait d'éliminer le changement brutale de morphologie des spectres proche-infrarouge entre naines M9 et naines M9.5 jeunes expliquée par la variation brutale de la  $T_{eff}$ . Elle rapprocherait les couleurs J-Ks des objets avec celles des naines L4-L5 évoluées (voir la figure 14 Kirkpatrick et al. 2008) dont la différence est actuellement attribuée à l'affaiblissement de la CIA de  $H_2$  en



bande H et K. Cependant, avant de réviser la classification en suivant ces nouvelles règles, il est important d'obtenir d'avantage de spectres d'objets jeunes et de tester les modèles d'atmosphères sur l'ensemble de la SED. Pour terminer, il n'est pas certain que trois paramètres libres ( $T_{eff}$ ,  $\log(g)$ ,  $M/H$ ) soient suffisants pour expliquer les propriétés spectrales des naines plus tardives que  $\sim L5$  (Stephens et al. 2009).

#### 4.2.4 Nouvelle analyse des spectres de TWA 22

L'algorithme présenté dans la partie 3.1 m'a permis d'extraire des nouveaux spectres des composantes du système TWA22, étudié en détail dans le chapitre 5. Les effets systématiques constatés sur la pente des spectres (5.1) ont disparu. Je les ai comparé à des spectres d'objets jeunes et vieux classifiés dans l'optique dans la figure 4.15 ainsi qu'aux spectres synthétiques utilisés dans les sections 4.2.3 et 4.2.3.



**Fig. 4.15:** **Gauche :** Spectres en bande J (1.1–1.35  $\mu\text{m}$ ) de TWA22 A et B comparés à des spectres de naines M6 jeunes (Allers et al. 2009) et à des spectres de naines du champ âgées ( $> 100$  Myr) M5–M6.5 (Cushing et al. 2005). **Droite :** Idem mais pour la bande H+K (1.5–2.45  $\mu\text{m}$ ). J'ai aussi rajouté les spectres de la naine brune M5.5 AB Dor C (Close et al. 2007) dont l'âge est estimé entre 50 et 150 Myr (Close et al. 2005; Nielsen et al. 2005; Luhman et al. 2005c; Boccaletti et al. 2008).

Les continuum spectraux de TWA22 A & B sont dorénavant compatibles avec ceux de naines M6–M7 obtenus à la même résolution spectrale ( $R \sim 2000$ ) et classifiées dans l'optique. Ce résultat est en accord avec la valeur  $M6 \pm 1$  dérivée à partir d'indices spectraux étudiés en section 5.1. J'ai toutefois remarqué que l'ensemble des raies atomiques présentes dans le spectre en bande J étaient plus étroites que celles des spectres de comparaison provenant de l'instrument SpecX (Rayner et al. 2003). On constate en particulier que le doublet de Na I à 1.313  $\mu\text{m}$  est plus profond que dans tous nos spectres de référence alors qu'il décroît dans les spectres de naines M0 à M9 et augmente avec l'âge (voir la figure 3 de Rice et al. 2010a).

Un ajustement gaussien de la largeur des raies révèle que cette inconsistance est levée si l'on considère que les spectres SpecX sont en réalité à une résolution de  $\sim 1500$ . Dans la figure 4.15, j'ai donc convolué les spectres en bande J de TWA22 par une gaussienne pour pouvoir les comparer aux spectres de référence. Les raies de Na I, K I, et FeH de TWA22 A et B sont plus faibles que celles des naines du champ mais demeurent plus fortes que dans le spectre de la naine M6 de Upper Scorpius (5 Myr, Preibisch & Zinnecker 1999). La bande H+K est d'avantage reproduite par des objets jeunes que par des naines du champ. La bande H est plus piquée que celle de AB Dor C ( $M_{5.5} \pm 1$ , 30–150 Myr Close et al. 2007, 2005; Nielsen et al. 2005; Luhman et al. 2005c; Boccaletti et al. 2008). Curieusement, le doublet de Na I à 2.206–2.209  $\mu\text{m}$  est mieux reproduit par les spectres de naines M5–M6 du champ.

Cette nouvelle analyse empirique montre que TWA 22 est constitué de deux naines M6+M6 (voir la Table 4.4) plus âgées que 5 Myr mais qui n'ont pas encore atteint leur rayon de contraction final.

Les spectres sont comparés dans les figures aux spectres synthétiques BT-SETTL10 et DRIFT-PHOENIX. En bande J, le continuum et la bande d'absorption de l'eau sont ajustés à des températures de 2800-3000 K et des gravités de surface de 3.5 à 5.5 dex. En revanche, la bande H+K n'est pas bien reproduite simultanément. J'ai pu vérifier que seule une gravité de surface supérieure ou égale à 4.5 dex peut expliquer la présence du doublet de Na I en bande K alors que la pente est davantage reproduite pour des gravités de surface plus faibles.

Mentuch et al. (2008) trouve  $T_{eff} = 2990 \pm 13\text{K}$  et  $\log(g) = 4.20 \pm 0.05$  dex en comparant un spectre visible à haute résolution spectrale du système<sup>21</sup> à des spectres synthétiques générés à partir du code PHOENIX (Kučinskas et al. 2005, 2006). L'écart en gravité de surface n'est pas encore clair. Il pourrait provenir des bibliothèques de spectres synthétiques utilisés. Les paramètres atmosphériques dérivés par Mentuch et al. (2008) sont compatibles avec un age compris entre 9 et 20 Myr. Notre valeur est d'avantage compatible avec un âge supérieur à 20 Myr (voir Fig. 4.16).

#### 4.2.5 Nouvelles estimations des masses, des luminosités et des rayons

J'ai re-déterminé la masse et le rayon des objets en comparant les paramètres atmosphériques dérivés dans la partie 6.3 aux prédictions des modèles évolutifs de Chabrier et al. (2000). En procédant ainsi, on n'utilise pas directement le flux dans les bandes photométriques prédit par les modèles d'atmosphère AMES-DUSTY. La prédiction est indépendante de la distance à la source et de son âge. Enfin, elle n'est pas influencée directement par les excès infrarouges qui peuvent conduire à une sur-estimation de la masse.

Les estimations sont reportées dans la Table 4.6. La combinaison de la gravité de surface et de la température permet de contraindre simultanément la masse de l'objet et son âge lorsque celui ci n'est pas connu a priori (Fig. 4.16). L'âge de 2M0141 estimé à partir du diagramme est toujours compatible avec celui des associations jeunes et proches. J'ai aussi dérivé sa masse en considérant l'hypothèse que le système soit un membre de Tuc Hor. La localisation de TWA 22AB est d'avantage intrigante. Le système est compatible avec un âge de 30 à 120 Myr incompatible avec une appartenance à l'association  $\beta$  Pictoris ou TW Hydrae, plus jeune. Pour les sources du Taureau, j'ai considéré un intervalle d'âge conservatif de 1 à 10 Myr d'après les mesures de dispersion d'âge de Kenyon & Hartmann (1995), Hartmann (2001) et Luhman et al. (2003a) reprises dans Luhman et al. (2005a) pour estimer la masse de KPNO Tau 4 à partir de sa luminosité. De même, on prend ici un âge de 1 à 6 Myr pour les membres de Cham I (Luhman 2007, à l'exception de CT Cha b pour lequel l'âge de l'étoile primaire est d'avantage contraint.). J'ai considéré

<sup>21</sup>Notons que l'utilisation du spectre *non résolu* pourrait introduire un biais sur l'estimation des paramètres atmosphériques des deux composantes. On fait ici l'hypothèse que ce biais est limité étant donné que les spectres des deux composantes sont très similaires dans le proche infrarouge.

un âge de 7.5–9.1 Myr pour les membres de TW Hydrae, et 10–40 Myr pour les membres de TucHor, Colomba et Carina (Fernández et al. 2008; Torres et al. 2008). L'âge de 2M0345 est dérivé à partir de son appartenance au groupe Ursa Major (entre 300 et 600 Myr, Castellani et al. 2002; King et al. 2003). Les masses dérivées sont en bon accord avec celles déterminées dans des études précédentes à l'exception de KPNO Tau 4 et OTS 44 qui ont des masses plus faibles.

Les modèles évolutifs peuvent fournir une autre estimation de masse de nos objets à partir de leur luminosité estimée. Celle-ci est habituellement calculée en considérant la magnitude dans une bande photométrique donnée et une correction bolométrique (BC) valable pour le type spectral de la source. Par défaut, nous utilisons des corrections bolométriques établies pour les naines du champ (Reid et al. 2001; Golimowski et al. 2004). Comme nous l'avons noté dans Bonnefoy et al. (2010), ces corrections ne sont pas nécessairement identiques lorsque les objets sont jeunes. Elles représentent donc une source d'erreur systématique.

Todorov et al. (2010) a cependant récemment dérivé empiriquement les corrections bolométriques de KPNO Tau 4 ( $BC_K=3.42$  mag) et 2M0141 ( $BC_K=3.39$  mag)<sup>22</sup>. À partir de ces nouvelles valeurs, de la photométrie absolue, et en assumant  $M_{bol\odot} = 4.75$  mag, on peut re-déterminer la luminosité et les masses prédites des sources M9.5 et L0 de notre échantillon dont la distance est connue<sup>23</sup> (voir Tab. 4.7). Le rayon de la source est alors accessible d'après la relation de Stephan-Boltzmann :

$$L = 4\pi R^2 T_{eff}^4 \quad (4.2)$$

en se basant sur les estimations de températures effectives de la Table 4.7.

Cette méthode fournit donc une mesure directement comparable aux prédictions des modèles évolutifs. Les masses de OTS 44 et KPNO Tau prédites pour la luminosité des objets sont plus élevées que les valeurs contraintes par les températures effectives et l'âge. Les rayons semi-empiriques sont aussi 2 à 3 fois plus importants qu'attendu pour les objets les plus jeunes de notre échantillon alors qu'ils sont en bon accord avec les prédictions des modèles pour AB Pic b (10–40 Myr). La différence peut être interprétée comme :

- une sous-estimation de la température effective de 500 à 800 K dérivée à partir des dernières générations de modèles d'atmosphères. L'analyse des SED devrait permettre de tester cette hypothèse.
- un excès de flux dans la bande K. Mais Luhman et al. (2005b) ont montré que KPNO Tau 4 et OTS 44 avaient des excès négligeables.
- des incertitudes dans les prédictions ( $T_{eff}$ , L, R et M) des modèles évolutifs (voir le chapitre 5).

#### 4.2.6 Bilan

Dans cette partie, j'ai présenté une bibliothèque de spectres dans le proche-infrarouge (1.1–2.5  $\mu\text{m}$ ) à moyenne résolution ( $R=1500\text{--}2000$ ) d'objets jeunes (1–30 Myr) et tardifs obtenus avec l'instrument SINFONI. Cette bibliothèque offre une nouvelle opportunité pour étudier les propriétés physiques et chimiques des objets jeunes et froids.

Après avoir identifié en détails les raies spectrales, j'ai dérivé les types spectraux de chaque source de notre échantillon en me basant sur des spectres de référence d'objets classifiés dans l'optique. J'estime pour la première fois un type spectral  $M9.25 \pm 0.25$  pour le compagnon de masse planétaire DH Tau B.

<sup>22</sup>On remarque qu'elles correspondent à celles des naines  $\sim L3$  du champ, ce qui suggère que la SED de nos objets jeunes M9.5–L0 ne diffère pas trop de celles des naines du champ L3.

<sup>23</sup>c'est-à-dire établie à partir de l'appartenance à un amas ou par parallaxe trigonométrique

**Tab. 4.6:** Masses et rayons prédits par les modèles évolutifs de Baraffe et al. (1998) et Chabrier et al. (2000) à partir des estimations d'âge, de températures effectives et de gravités de surface des objets de notre échantillon.

Objet	âge (Myr)	$T_{eff}$ (K)	$\log(g)$ (dex)	Masse ( $M_{Jup}$ )	Rayon ( $R_{Jup}$ )
2M1207A	7.5–9.1	2500±100	3.5–4.0	24±5	2.4 $^{+0.4}_{-0.8}$
OTS 44	1–6	1700–1800	3.5±0.5	6 $^{+3}_{-1}$	1.7 $^{+0.3}_{-0.1}$
KPNO Tau 4	0.5–10	1700–1800	3.5±0.5	4 $^{+8}_{-1}$	2.0 $^{+0.1}_{-0.4}$
2M0141	10–40	1700–1800	4.0±0.5	13 $^{+1}_{-2}$	1.5±0.1
	–	1700–1800	4.0±0.5	11 $^{+12}_{-6}$	1.5 $^{+0.3}_{-0.1}$
TWA 5B	7.5–9.1	2500±100	4.0±0.5	24±5	2.4 $^{+0.4}_{-0.8}$
Cha 1109	1–6	1800±100	3.5–4.0	7 $^{+4}_{-2}$	1.7 $^{+0.4}_{-0.1}$
Gl 417B	80–250	1700–1800	4.5–5.0	30±10	1.2±0.1
	–	1700–1800	4.5–5.0	30 $^{+15}_{-5}$	1.15±0.10
AB Pic b	10–40	1700–1800	4.0±0.5	13 $^{+1}_{-2}$	1.5±0.1
CT Cha b	2±2	2600±100	3.5±0.5	30 $^{+5}_{-11}$	2.6 $^{+1.2}_{-0.2}$
DH Tau B	0.5–10	2400±100	3.5–4.0	15 $^{+7}_{-4}$	2.6 $^{+0.1}_{-0.2}$
GSC8047 B	10–40	2200±100	4.0±0.5	22 $^{+4}_{-7}$	1.6±0.2
TWA22 A	7.5–34	2900±100	4.5–5.0	65 $^{+20}_{-15}$	3.2 $^{+0.1}_{-1.2}$
	–	2900±100	4.5–5.0	75±25	1.8 $^{+0.5}_{-0.3}$
TWA22 B	7.5–34	2900±100	4.5–5.0	65 $^{+20}_{-15}$	3.2 $^{+0.1}_{-1.2}$
	–	2900±100	4.5–5.0	75±25	1.8 $^{+0.5}_{-0.3}$
2M0345	300–600	2400–2500	5.0±0.5	73 $^{+8}_{-9}$	1.11±0.06

L'analyse confirme que le compagnon GSC8047 B est jeune. Enfin, j'affine le type spectral de CT Cha b en me basant sur une nouvelle analyse du spectre de cette source.

Chaque spectre à été comparé à deux bibliothèques de spectres synthétiques de nouvelle génération pour déterminer la gravité de surface et la température effective associée. Les bibliothèques représentent correctement les spectres JHK de nos sources jeunes. Elles contraignent les températures de nos objets avec une précision de 100 K et confirment qu'ils ont une gravité de surface intermédiaire. En revanche, les modèles ne reproduisent pas la forme de la bande H des objets évolués. Cette lacune est probablement reliée à un manque d'absorptions de FeH, aussi constaté en bande J (dans cette étude, et par Rice et al. 2010b).

Les nouvelles températures effectives estimées pour nos objets tardifs ( $\geq M9.5$ ) sont 400 à 600 K plus faibles que celles prédites pour les naines du champ à un même type spectral. Cette différence questionne les extensions des échelles de conversions entre type spectral et températures effectives des objets jeunes qui sont utilisées actuellement. Cependant, je souhaiterais mener une analyse complète des distributions spectrales d'énergie pour valider les températures estimées dans le proche infrarouge.

J'ai ré-estimé la masse et le rayon de nos objets en comparant les températures effectives ainsi que les gravités de surfaces aux prédictions des modèles évolutifs. On confirme que AB Pic b et DH Tau B sont des compagnons de masse planétaire tandis que CT Cha b à une masse typique des naines brunes. De nouvelles corrections bolométriques adaptées aux objets jeunes donnent accès à la luminosité et au rayon de OTS 44, KPNO Tau 4, Cha 1109 et AB Pic b de manière semi-empirique. La comparaison avec les valeurs précédentes pointent une inconsistance entre les rayons prédits et mesurés. Elle peut provenir d'une mauvaise représentation de la SED des objets jeunes par les modèles d'atmosphères, ou d'un problème dans les modèles d'intérieurs aux âges jeunes (1–10 Myr).

**Tab. 4.7:** Luminosité et rayons dérivés pour les objets jeunes M9.5–L0 à partir des nouvelles corrections bolométriques et des températures effectives mesurées. Les masses prédites par les modèles évolutifs pour les luminosités mesurées sont aussi données. Elles peuvent être comparées à celles dérivées à partir de la gravité de surface et de la température effective (Tab. 4.6).

Objet	$T_{eff}$ (K)	$L/L_{\odot}$ (dex)	Masse prédite $M_{Jup}$	Rayon semi-empirique ( $R_{Jup}$ )
KPNO Tau 4	$1750 \pm 50$	$-2.49 \pm 0.01$	20–30	$6.1^{+0.5}_{-0.4}$
OTS 44	$1750 \pm 50$	$-2.90 \pm 0.08$	9–17	$3.8^{+0.6}_{-0.5}$
Cha1109	$1800 \pm 100$	$-3.23 \pm 0.03$	5–13	$2.4^{+0.4}_{-0.3}$
AB Pic b	$1750 \pm 50$	$-3.74 \pm 0.07$	10–14	$1.4 \pm 0.2$

#### 4.2.7 Perspectives

Les spectres de cette bibliothèque constituent la première pierre d'une grille de spectres empiriques d'objets tardifs bien caractérisés. Ils pourront à l'avenir servir de points d'ancrages pour définir un schéma de classification cohérent avec celui des naines du champ. Ils permettront aussi de contraindre les propriétés des compagnons de faibles masses qui seront détectés en nombre dans les prochaines années par les instruments au sol (GPI, SPHERE) et dans l'espace (JWST).

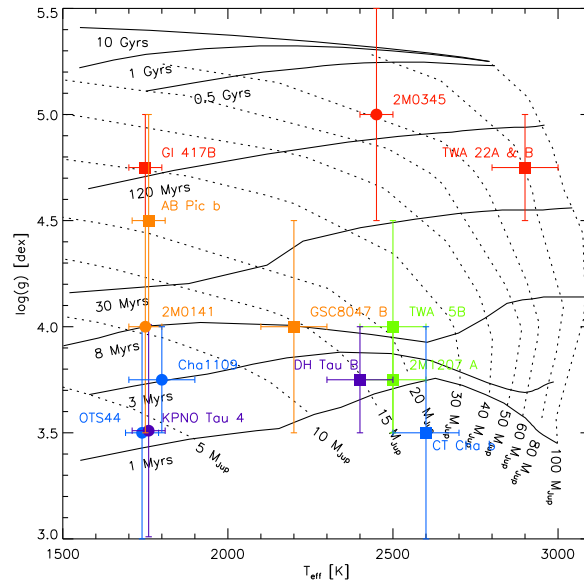
Dans cette perspective, j'ai participé à une étude complémentaire pour déterminer à quelle précision les types spectraux et l'âge des sources peuvent être déterminés à partir de l'information spectroscopique fournie par l'instrument SPHERE. L'instrument sera équipé d'une caméra d'imagerie dans le proche infrarouge (IRDIS ; InfraRed Dual Imaging Spectrograph) munie d'une fente produisant des spectres en bande YJHK à  $R \sim 50$  (mode LRS ; 0.95–2.320  $\mu\text{m}$ ) ou  $R \sim 500$  (mode MRS ; 0.95–1.8  $\mu\text{m}$ ). Dans la partie interne du champ de vue, le spectrographe intégral de champ IRDIFS fournira lui aussi des spectres en bandes Y, J et H (0.95–1.7  $\mu\text{m}$ ) à  $R \sim 50$ . Mon travail a consisté à isoler un ensemble d'indicateurs spectroscopiques reliés au type spectral et à l'âge des sources. Pour cela j'ai étendu le travail fourni pour la bibliothèque SINFONI en appliquant les jeux d'indices spectraux et de largeurs équivalentes valables en bande Y, J et H trouvés dans la littérature<sup>24</sup> sur un ensemble de spectres d'objets jeunes et d'objets du champ dégradé aux résolutions mentionnées plus haut. Parmi les conclusions de l'étude, on peut retenir que les indices mesurant la profondeur des bandes de l'eau sont les plus intéressants pour dériver les types spectraux des naines M et L indépendamment de l'âge des sources et jusqu'à  $R=35$ . Les indices sensibles aux bandes du méthane pourront servir pour classifier les naines T et détecter les objets naines M et L jeunes dont le type spectral aura été estimé par ajustement du continuum ou à l'aide des indices de l'eau. À  $R=400$ , les largeurs équivalentes des bandes de K I et de Na I sont les meilleurs indices pour estimer l'âge des sources.

À terme, les travaux sur les propriétés spectrales des objets jeunes peuvent être étendus dans plusieurs directions :

- *Caractériser des objets jeunes plus tardifs.* Je conduis actuellement un programme avec l'instrument ISAAC pour obtenir le spectre à moyenne résolution ( $R=1700$ ) d'objets jeunes isolés M9.5 à L5. Ces travaux pourraient dans quelques années s'étendre vers des types spectraux encore plus tardifs. Quelques naines T jeunes ont été détectées (par exemple Burgess et al. 2009; Barrado et al. 2009; Haisch et al. 2010) mais leur caractérisation est limitée (Marsh et al. 2010)<sup>25</sup>. Il est cependant probable que les instruments SPHERE et GPI détectent de nouveaux candidats favorables pour être

<sup>24</sup> Les indices en questions sont définis par McLean et al. (2003), Weights et al. (2009), Lucas et al. (2001), Testi et al. (2001), Gorlova et al. (2003), Slesnick et al. (2004), Tokunaga & Kobayashi (1999), Burgasser et al. (2002), Geballe et al. (2002), Allers et al. (2007), Delorme et al. (2008a), Warren et al. (2007) et Burgasser et al. (2006).

<sup>25</sup> J'ai volontairement omis la naine T  $\sigma$  Ori 70 de la liste car son appartenance à l'amas  $\sigma$  Ori est sujet à débats (Burgasser et al. 2004; Zapatero Osorio et al. 2008).



**Fig. 4.16:** Comparaison des gravités de surface et des températures effectives de nos objets compagnons (carrés) ou isolés (point) déterminées à partir des spectres synthétiques avec les prédictions des modèles évolutifs de Chabrier et al. (2000) pour différentes masses (courbes en pointillés) et âges (courbes en traits pleins). Les objets membres de l'amas du Taureau ( $\sim 1$  Myr) sont reportés en violet. Les objets membres de Cha I ( $\sim 3$  Myr) sont tracés en bleu clair. Les objets membres de TW Hydrae ( $\sim 8$  Myr) et de  $\sim 30$  Myr sont annotés en vert et en orange respectivement. Enfin, les objets plus âgés (TWA 22 est estimé comme âgé ici) sont en rouge. Notons que j'ai légèrement décalé les valeurs de  $T_{eff}$  et  $\log(g)$  pour OTS 44, KPNO Tau 4 et AB Pic b pour éviter les recouvrements de points. On voit que la somme des masses de TWA 22 A & B est en accord avec la masse dynamique du système.

étudié à plus haute résolution spectrale.

- *Étendre la couverture en longueur d'onde*, notamment en bande L' où la chimie hors équilibre peut jouer un rôle important (Janson et al. 2010).
- *Obtenir des spectres d'objets jeunes à très haute résolution spectrale dans le proche infrarouge*. À  $R=50\,000$ , la plupart des raies moléculaires qui forment le pseudo-continuum des spectres sont séparées. La variation de ces raies peut donner accès à une mesure précise des paramètres atmosphériques de l'objet. On peut aussi déterminer en détail quelles transitions sont absentes des modèles où si les profils de raies sont correctement reproduits. Les travaux de McLean et al. (2007), Del Burgo et al. (2009) et de Rice et al. (2010b) à  $R=20\,000$  vont dans ce sens. On espère pouvoir mener à terme une étude similaire en utilisant le spectrographe à haute résolution VLT/CRIRES sur des objets brillants (donc proches et précoces ( $< M9$ )).
- *Obtenir des spectres d'objets jeunes sur et sous métalliques*. Les objets sur-métalliques/sous-métalliques peuvent mimer les effets de gravité de surface faibles/fortes respectivement (Mohanty et al. 2004;Looper et al. 2008). Les sur-abondances pourraient être une empreinte des processus de formation des objets étudiés (Fortney et al. 2008b). Il est donc nécessaire de mettre en place des outils empiriques capables de lever cette dégénérescence.



## Chapitre 5

# Calibration dynamique des modèles évolutifs : le cas TWA 22

### 5.1 Caractérisation directe des propriétés physique et chimique du système

Lors d'un relevé des étoiles jeunes du voisinage solaire, Chauvin et collaborateurs ont résolu un objet supposé jeune ( $\sim 8$  Myr) et tardif (type spectral M5 dans l'optique) nommé TWA 22 à l'aide de l'instrument NaCo. Avec une séparation projetée de  $\sim 0.8$  UA, ce système proche (17.5 pc, voir la section 5.2.2) constitue une des meilleures opportunités pour calibrer les modèles évolutifs à la frontière substellaire.

J'ai suivi avec NaCo le mouvement de la binaire pendant 4 ans pour dériver ses paramètres orbitaux et trouver sa masse dynamique. Afin d'estimer précisément la température effective et la gravité de surface des deux composantes, nous avons mené des observations complémentaires avec l'instrument SINFONI. L'article qui suit présente les résultats de l'étude.



# The young, tight, and low-mass binary TWA22AB: a new calibrator for evolutionary models ?<sup>★</sup>

## Orbit, spectral types, and temperature

M. Bonnefoy<sup>1</sup>, G. Chauvin<sup>1</sup>, C. Dumas<sup>2</sup>, A-M. Lagrange<sup>1</sup>, H. Beust<sup>1</sup>, M. Desort<sup>1</sup>, R. Teixeira<sup>3</sup>, C. Ducourant<sup>4</sup>, J-L. Beuzit<sup>1</sup>, and I. Song<sup>5</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble, BP 53, F-38041 GRENOBLE Cédex 9, France.  
e-mail: mickael.bonnefoy@obs.ujf-grenoble.fr

<sup>2</sup> ESO, Alonso de Cordova 3107, Vitacura, Casilla 19001, Santiago 19, Chile.

<sup>3</sup> Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas, Universidade de São Paulo, Rua do Matão, 1226 - Cidade Universitária, 05508-900 São Paulo - SP, Brazil.

<sup>4</sup> Observatoire Aquitain des Sciences de l'Univers, CNRS-UMR 5804, BP 89, 33270 Floirac, France.

<sup>5</sup> Department of Physics and Astronomy, University of Georgia, Athens, GA 30602, USA.

Received September 08, 2008; Accepted May 17, 2009

### ABSTRACT

**Context.** Tight binaries discovered in young, nearby associations are ideal targets for providing dynamical mass measurements to test the physics of evolutionary models at young ages and very low masses.

**Aims.** We report the binarity of TWA22 for the first time. We aim at monitoring the orbit of this young and tight system to determine its total dynamical mass using an accurate distance determination. We also intend to characterize the physical properties (luminosity, effective temperature, and surface gravity) of each component based on near-infrared photometric and spectroscopic observations.

**Methods.** We used the adaptive-optics assisted imager NACO to resolve the components, to monitor the complete orbit and to obtain the relative near-infrared photometry of TWA22 AB. The adaptive-optics assisted integral field spectrometer SINFONI was also used to obtain medium-resolution ( $R_\lambda = 1500 - 2000$ ) spectra in JHK bands. Comparison with empirical and synthetic libraries were necessary for deriving the spectral type, the effective temperature, and the surface gravity for each component of the system.

**Results.** Based on an accurate trigonometric distance ( $17.5 \pm 0.2$  pc) determination, we infer a total dynamical mass of  $220 \pm 21 M_{Jup}$  for the system. From the complete set of spectra, we find an effective temperature  $T_{eff} = 2900^{+200}_{-200}$  K for TWA22 A and  $T_{eff} = 2900^{+200}_{-100}$  K for TWA22 B and surface gravities between 4.0 and 5.5 dex. From our photometry and an M6  $\pm 1$  spectral type for both components, we find luminosities of  $\log(L/L_\odot) = -2.11 \pm 0.13$  dex and  $\log(L/L_\odot) = -2.30 \pm 0.16$  dex for TWA22 A and B, respectively. By comparing these parameters with evolutionary models, we question the age and the multiplicity of this system. We also discuss a possible underestimation of the mass predicted by evolutionary models for young stars close to the substellar boundary.

**Key words.** Stars: fundamental parameters, low-mass, brown dwarfs, binary (TWA22 AB): close, formation – Instrumentation: adaptive optics, spectrographs

## 1. Introduction

Mass and age are fundamental parameters of stars and brown dwarfs that determine their luminosity, effective temperature, atmospheric composition, and surface gravity as commonly derived through photometric and spectroscopic observations. Evolutionary models are currently widely used in the community to infer masses of stars and brown dwarfs, but they rely on equations of states and atmospheric models that are not calibrated at young ages and at very low masses. However, direct mass measurements can be obtained by the means of different observing techniques such as the astrometric follow-up of double-lined spectroscopic tight binaries, the measurement of the Keplerian motion of circumstellar disks or the joint use of light curve and radial velocity on eclipsing binaries. In recent years, direct mass measurements for 23 pre-main sequence

stars with masses ranging from 0.5 to  $2 M_\odot$  showed discrepancies with predictions by up to a factor of 2 in mass and 10 in ages (Mathieu et al. 2007). Such measurements are rare for lower masses ( $\leq 0.5 M_\odot$ ) systems. Hillenbrand & White (2004) show that the models tend to underestimate the mass of the companion UZ Tau Eb ( $M=0.294 \pm 0.027 M_\odot$ , age  $\sim 5$  Myr, see Prato et al. 2002). Close et al. (2005) derived similar conclusions, but the age and the luminosity of the companion AB Dor C ( $M=0.090 \pm 0.005 M_\odot$ , age  $\sim 75$  Myr) is still under debate (Boccaletti et al. 2008). And recently, the surprising discovery of the unpredicted temperature reversal (Stassun et al. 2007) between 2M035 A ( $M=0.0541 \pm 0.0046 M_\odot$ , age  $\sim 1$  Myr) and its companion ( $M=0.0340 \pm 0.0027 M_\odot$ , age  $\sim 1$  Myr) has proven the necessity for finding more calibrators. The challenge is to unambiguously determine their physical properties (mass,  $L$ ,  $T_{eff}$ ,  $g$ , and age) and to explore the parameter space covered by evolutionary models as much as possible. The influence of other parameters such as metallicity also needs investigation (Boden et al. 2005; Burgasser 2007).

<sup>★</sup> Based on service-mode observations (072.C-0644, 073.C-0469, 075.C-0521, 076.C-0554, 078.C-0510, 080.C-0581) collected at the European Organisation for Astronomical Research in the Southern Hemisphere, Chile.

**Table 1.** Observing log.

UT Date	Name	Instrument	Mode	Filter (Grism)	Camera	Airmass	Seeing (arcsec)	EC <sup>a</sup> (%)	Exp. Time (s)	Note
2004/03/05	TWA22AB	NACO	imaging	<i>NB_2.17</i>	S27	1.16	1.23	16.5	20	
2004/03/05	TWA22AB	NACO	imaging	<i>NB_1.24</i>	S13	1.15	1.40	27.7	120	
2004/04/27	TWA22AB	NACO	imaging	<i>NB_1.75</i>	S27	1.16	0.84	48.2	6	
2005/05/06	TWA22AB	NACO	imaging	<i>H</i>	S13	1.15	0.72	12.5	5	
2006/01/08	TWA22AB	NACO	imaging	<i>J</i>	S13	1.16	0.84	17.5	50	
2006/01/08	TWA22AB	NACO	imaging	<i>H</i>	S13	1.17	0.65	17.4	50	
2006/02/26	TWA22AB	NACO	imaging	<i>H</i>	S13	1.15	1.10	32.1	150	
2006/02/26	TWA22AB	NACO	imaging	<i>K<sub>s</sub></i>	S27	1.15	1.50	10.2	50	
2007/03/06	TWA22AB	NACO	imaging	<i>H</i>	S13	1.15	0.60	45.7	103.5	
2007/12/04	TWA22AB	NACO	imaging	<i>H</i>	S13	1.28	1.00	34.4	150	
2007/12/26	TWA22AB	NACO	imaging	<i>H</i>	S13	1.16	0.90	39.9	150	
2007/02/12	TWA22AB	SINFONI	spectroscopy	<i>J</i> (2000)	25	1.18	1.56	12.1	1080	
2007/02/13	TWA22AB	SINFONI	spectroscopy	<i>J</i> (2000)	25	1.16	0.98	18.5	1080	
2007/02/13	HIP049201	SINFONI	spectroscopy	<i>J</i> (2000)	25	1.13	0.86	27.0	20	Telluric Std
2007/02/13	HIP038858	SINFONI	spectroscopy	<i>J</i> (2000)	25	1.14	0.78	28.5	20	Telluric Std
2007/02/12	HIP035208	SINFONI	spectroscopy	<i>J</i> (2000)	25	1.17	1.17	15.2	60	Telluric Std
2007/02/11	TWA22AB	SINFONI	spectroscopy	<i>H+K</i> (1500)	25	1.16	0.89	29.5	960	
2007/02/09	TWA22AB	SINFONI	spectroscopy	<i>H+K</i> (1500)	25	1.52	1.00	17.2	960	
2007/02/11	HIP052202	SINFONI	spectroscopy	<i>H+K</i> (1500)	25	1.19	0.93	24.7	20	Telluric Std
2007/02/09	HIP052202	SINFONI	spectroscopy	<i>H+K</i> (1500)	25	1.55	1.22	14.0	40	Telluric Std

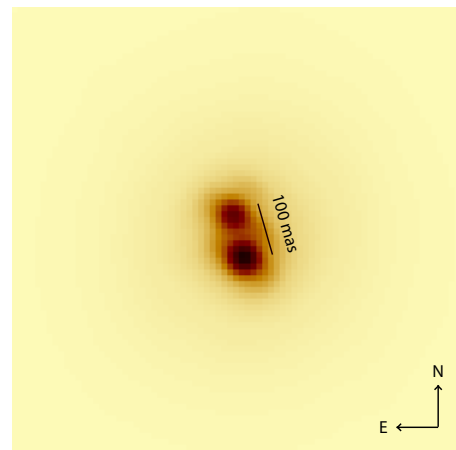
<sup>a</sup> Corresponds to the mean strehl ratio for the spectroscopic observations.

The TW Hydrae association (TWA) is the first co-moving group of young ( $\leq 100$  Myr), nearby ( $\leq 100$  pc) stars, to be identified near the Sun (Kastner et al. 1997). Ideal observational niche for studying stellar and planetary formation, TWA was actually the tip of an iceberg composed of hundreds of young stars, spread in different groups, which were identified during the last decade (Zuckerman & Song 2004; Torres et al. 2008). TWA counts now 27 members covering a mass regime from intermediate-mass stars to planetary mass objects (Chauvin et al. 2005). Its  $8.3 \pm 0.8$  Myr dynamical age was found by a convergence method (de la Reza et al. 2006). Independently, Barrado Y Navascués (2006) estimated an age of  $10^{+10}_{-7}$  Myr from the photometry, the activity, and the lithium depletion. Scholz et al. (2007) show that the association is  $9^{+8}_{-2}$  Myr old by comparing rotational velocities with published rotation periods for a subset of stars. Finally, Mentuch et al. (2008) estimate an age of  $12 \pm 8$  Myr studying lithium depletion in five nearby young associations (hereafter M08).

Song et al. (2003), hereafter S03, identify TWA22 as an M5 member of TWA. The strong Li  $\lambda 6708 \text{ \AA}$  feature supported the extreme youth of this member. Later, Mamajek (2005) questioned the membership of TWA22 from a kinematic study of TW Hydrae members. Finally, Song et al. (2006) discuss the Mamajek (2005) results that appeared to disagree with the very strong lithium line of the source. The proximity ( $17.5 \pm 0.2$  pc, see Teixeira et al. 2009) and the reported youth of TWA22 by S03 made it consequently a potential target for detecting companions at small orbital radii.

In our program for detecting companions in young associations using the adaptive-optic (AO) assisted imager NACO, we resolved TWA22 as a tight ( $\sim 100$  mas) binary. With a projected physical separation of  $1.76 \pm 0.10$  AU (see Fig. 1), this system offered a unique opportunity to measure its dynamical mass and to possibly test the evolutionary model predictions at young ages using combined photometric and spectroscopic observations.

We report here the discovery of the TWA22 binarity and the results of a dedicated 4 years observing program, using com-



**Fig. 1.** VLT/NACO image of TWA22 AB obtained in H-band with the S13 camera on 2007 December 26. North is up and east is left. The field of view is  $1'' \times 1''$ .

bined imaging and 3D-spectroscopy with AO. The purpose was to measure the dynamical mass of TWA22 AB and to characterize the physical properties of the individual components. In §2, we describe our AO observations with the VLT/NACO imager and with the VLT/SINFONI integral field spectrograph. The associated data reduction and spectral extraction techniques are explained in §3. In §4, we present our orbital solutions and our spectral analysis. In §5 we compare and discuss the evolutionary model predictions associated to our dynamical mass measurement with the physical properties (surface gravity, temperature, and luminosity) derived from our photometric and spectroscopic observations. This leads us to discuss the membership of TWA22 AB to the TW Hydrae association, the multiplicity of the system, and a possible underestimation of the mass predicted by evolutionary models for young stars close to the substellar boundary.

## 2. Observations

### 2.1. VLT/NACO Observations

TWA22 AB was observed at the 8.2 m VLT UT4 Yepun with the Nasmyth Adaptive Optics (AO) System NAOS (Rousset et al. 2000) coupled to the high-resolution near-IR camera CONICA (Lenzen et al. 1998). NAOS and CONICA (NACO) resolved the system as a tight binary for the first time on March 5, 2004. Follow-up observations were conducted during four years from early 2004 to end 2007. To image TWA22 AB, we used the narrow band filters: *NB\_1.24* ( $\lambda_0=1.237 \mu\text{m}$ , FWHM=0.015  $\mu\text{m}$ ), *NB\_1.75* ( $\lambda_0=1.748 \mu\text{m}$ , FWHM=0.026  $\mu\text{m}$ ), and *NB\_2.17* ( $\lambda_0=2.166 \mu\text{m}$ , FWHM=0.023  $\mu\text{m}$ ). The broad band filters *J* ( $\lambda_0=1.27 \mu\text{m}$ , FWHM=0.25  $\mu\text{m}$ ), *H* ( $\lambda_0=1.66 \mu\text{m}$ , FWHM=0.33  $\mu\text{m}$ ) and *K<sub>s</sub>* ( $\lambda_0=2.18 \mu\text{m}$ , FWHM=0.35  $\mu\text{m}$ ) were also used coupled to a neutral density (attenuation factor of 80). CONICA was used with the S13 and S27 cameras to Nyquist-sample the PSF depending on the selected filter. The data were recorded under seeing that ranged from 0.6'' to 1.5'' (see Table 1). TWA22 AB was bright enough in the visible to be used by NAOS for wave-front analysis. For each observation period, dithering around the object in *J*, *H*, and *K<sub>s</sub>* bands combined with nodding were needed to run a good sky estimation during the data reduction process (see part 2.2). PSF references were observed at different airmasses with identical setups. The  $\Theta_1$  Ori C astrometric field (McCaughrean & Stauffer 1994) was observed at each epoch to calibrate the detector platescale and orientation whenever necessary. The results are reported in Table 2.

**Table 2.** Mean plate scale and detector orientation for our different observing NACO runs.

UT Date	Camera	Plate Scale (mas/pixel)	Orientation of true north east of the vertical ( $^\circ$ )
2004/03/05	S27	27.01 $\pm$ 0.05	-0.18 $\pm$ 0.19
2004/04/27	S27	27.01 $\pm$ 0.10	0.08 $\pm$ 0.20
2005/05/06	S13	13.25 $\pm$ 0.08	-0.02 $\pm$ 0.10
2006/01/08	S13	13.26 $\pm$ 0.08	0.18 $\pm$ 0.10
2006/02/26	S13	13.25 $\pm$ 0.06	0.19 $\pm$ 0.11
2007/03/06	S13	13.28 $\pm$ 0.10	0.08 $\pm$ 0.15
2007/12/04	S13	13.29 $\pm$ 0.12	-0.21 $\pm$ 0.17
2007/12/26	S13	13.29 $\pm$ 0.12	-0.21 $\pm$ 0.17

### 2.2. VLT/SINFONI observations

The SINFONI instrument (Spectrograph for INtegral Field Observations in the Near Infrared), located at the Cassegrain focus of the VLT UT4 Yepun, was used to observe TWA22 AB between February 9 and 13, 2007. SINFONI includes an integral field spectrometer SPIFFI (SPectrograph for Infrared Faint Field Imaging, Eisenhauer et al. 2003), operating in the near-infrared (1.1 - 2.45  $\mu\text{m}$ ). SPIFFI is assisted with the 60 actuators Multi-Applications Curvature Adaptive Optic system MACAO (Bonnet et al. 2003). We used the small SPIFFI field of view of 0.8''  $\times$  0.8'' corresponding to a plate scale of 25 mas per pixel to Nyquist-sample the SINFONI AO corrected PSF. The field of view is optically sliced into 32 horizontal slitlets that sample the horizontal spatial direction and that are rearranged to form a pseudo-long slit. Once dispersed by the grating on the 2048  $\times$  2048 SPIFFI detector, each slitlet of 64 pixels width (spatial direction) corresponds to 64 spectra of 2048 pixels long (spec-

tral direction). The 2048 independent spectra on the detector are reorganized during the reduction process in a datacube that contains the spatial (X, Y) and the spectral (Z) information. The cube is resampled in the vertical dimension (Y) to have the same number of pixels as in X.

To cover the full spectral range between 1.1 to 2.45  $\mu\text{m}$ , individual integrations times of 90 s were necessary for imaging the system in the *J* band (1.1 - 1.4  $\mu\text{m}$ , R=2000) and 20 s in the *H+K* band (1.45 - 2.45  $\mu\text{m}$ , R=1500). For each band, dithering around the object was used to increase the field of view and to suppress residual bad pixels, leading to a total observing time on target of  $\sim$  5 min. An additional frame was acquired on the sky to improve our correction. The adaptive optic loop was locked on TWA22 AB itself. Standard stars HIP038858 (B3V), HIP049201 (B2V), HIP035208 (B3V), and HIP052202 (B4V) were observed at similar airmasses to remove the telluric lines (see Table 1).

## 3. Data reduction and analysis

### 3.1. High-contrast imaging

For each observation period, the ESO *eclipse* reduction software (Devillard 1997) dedicated to AO image processing was used on the complete set of raw images. Eclipse computes bad-pixel detection and interpolation, flat-field correction, and averaging pairs of shifted images with sub-pixel accuracy. The software run sky estimation on object-dithered frames using median filtering through the frame sequence.

A deconvolution algorithm dedicated to the stellar field blurred by the adaptive-optics corrected point spread functions (Veran & Rigaut 1998) was applied to TWA22 AB images to accurately find the position and the photometry of the companion relative to the primary. The algorithm is based on the minimization in the Fourier domain of a regularized least square objective function using the Levenberg-Marquardt method. We used Nyquist-sampled unsaturated images of standard stars obtained the same night as TWA22 observations with identical setups under various atmospheric conditions. These frames captured the variation in AO corrections. They were used as input point spread functions (PSF) to estimate the deconvolution process error. The IDL *Starfinder*<sup>1</sup> PSF fitting package (Diolaiti et al. 2000) confirmed these results.

<sup>1</sup> IDL procedures can be downloaded at <http://www.bo.astro.it/~giangi/StarFinder/index.htm>

**Table 3.** Relative positions and contrasts of TWA22 A and B, with magnitude differences given in the NACO photometric system.

UT Date	Filter	Camera	$\Delta\alpha_{J2000}$ (mas)	$\Delta\delta_{J2000}$ (mas)	$\Delta m$ (mag)
2004/03/05	NB2.17	S27	99 $\pm$ 3	-17 $\pm$ 3	0.33 $\pm$ 0.12
	NB1.24	S13			0.37 $\pm$ 0.10
2004/04/27	NB1.75	S13	98 $\pm$ 6	-36 $\pm$ 6	0.41 $\pm$ 0.10
2005/05/06	H-ND	S13	15 $\pm$ 3	-89 $\pm$ 3	0.66 $\pm$ 0.05
2006/01/08	J	S13			0.40 $\pm$ 0.04
	H	S13	-68 $\pm$ 2	-49 $\pm$ 2	0.54 $\pm$ 0.05
2006/02/26	H	S13	-74 $\pm$ 3	-30 $\pm$ 3	0.54 $\pm$ 0.05
	K <sub>s</sub>	S27			0.46 $\pm$ 0.18
2007/03/06	H	S13	-57 $\pm$ 4	80 $\pm$ 2	0.49 $\pm$ 0.03
2007/12/04	H	S13	19 $\pm$ 3	98 $\pm$ 3	0.52 $\pm$ 0.10
2007/12/26	H	S13	26 $\pm$ 3	97 $\pm$ 3	0.53 $\pm$ 0.10

### 3.2. Integral field spectroscopy

We used the SINFONI data reduction pipeline (1.7.1 version, see Modigliani et al. 2007) for raw data processing. The pipeline carries out cube reconstruction from raw detector images. The flagging of hot and non linear pixels is executed in a similar way to NACO images. The distortion and wavelength scale are calibrated on the entire detector using arc-lamp frames. Slitlet distances are accurately measured with north-south scanning of the detector illuminated with an optical fiber. In the case of standard stars observation, object-sky frame pairs are subtracted, flat-fielded, and corrected from bad pixels and distortions. Datacubes are finally reconstructed from clean science images and merged in a master cube. Spectra of standard stars cleaned from stellar lines are finally used to correct the TWA22 AB spectra from telluric absorptions.

TWA22 A and B are centered and oriented horizontally in the  $J$  and  $H+K$  master cubes with a field of view of  $1.1'' \times 1.1''$ . Atmospheric refraction induces different sources positions for different wavelengths within the instrument field of view and increases with airmass. Combined with the small SINFONI field of view, this produces differential flux losses that were noticed in the bright standard-star datacubes. This effect remains limited for TWA22. The cubes of February 11, 2007 appear to have some spectra contaminated by flux oscillations of a few ADUs. These oscillations were not negligible and blurred CO bands at  $2.3 \mu\text{m}$ . They are present along the dispersion axis in the raw detector images of both HIP052202 and TWA22. Their amplitudes do not remain constant in time but follow a 15.3 pixel period. We then filtered partially this contribution on each individual image in the Fourier space using a pass-band function. The origin of the problem is likely to be related to 50 Hz pick-up noise.

We used a modified version (Dumas et al. 2001) of the CLEAN algorithm (Högbom 1974; Schwartz 1978) to extract the flux of TWA22 A and B separately in each monochromatic image contained in the datacubes. The standard star is used for initial PSF-references. Once scaled to match the TWA22 A maximum at the primary position and for all wavelengths, the PSF is subtracted from the TWA22 AB datacube. The sequence is repeated to model the secondary contribution, cleaned from the primary wings, and to provide a new PSF-reference. After a few iterations minimizing the final quadratic residual datacube, the spectra of each individual component are extracted.

The algorithm was first adapted to work on cube images. Unfortunately, the difference of sampling between the X and Y directions limited the subpixel shift accuracy. We therefore collapsed the cube along the Y-axis to obtain the flux profile along the X direction. We chose to duplicate the primary flux profile for the PSF model. The algorithm converged in a few iterations and produced extracted spectra in  $J$  and  $H+K$  with an extraction error less than 5%. The extracted spectra were divided by standard star spectra corrected from intrinsic features and multiplied by a black body spectrum at the standard star temperature. The SINFONI pipeline coefficients were used for wavelength calibration.

## 4. Results

### 4.1. Astrometry, orbit and dynamical mass

The relative positions of TWA 22 A and B (B with respect to A) at all observation epochs are reported in Table 3. The data allows determination of the mutual orbit of the binary. We define a cartesian referential frame ( $O, X, Y, Z$ ) where  $X$  points towards the north,  $Y$  toward the east, and  $Z$  toward the Earth. The

( $OXY$ ) plane thus corresponds to the plane of the sky. Then in a Keplerian formalism, the projected position ( $x \equiv \Delta\delta, y \equiv \Delta\alpha$ ) of the binary onto the plane of the sky reads

$$x = \frac{a}{d} (\cos u - e) (\cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \cos i \sin \Omega) + \frac{a}{d} \sqrt{1 - e^2} \sin u (-\sin \omega \cos \Omega - \cos \omega \cos i \sin \Omega), \quad (1)$$

$$y = \frac{a}{d} (\cos u - e) (\cos \omega \sin \Omega + \sin \omega \cos i \cos \Omega) + \frac{a}{d} \sqrt{1 - e^2} \sin u (-\sin \omega \sin \Omega + \cos \omega \cos i \cos \Omega), \quad (2)$$

where  $a$  is the semi-major axis of the orbit (in AU),  $d$  the distance of the binary (in pc),  $e$  the eccentricity,  $i$  the inclination,  $\Omega$  the longitude of ascending node (counted from north towards east),  $\omega$  the argument of periastron, and  $u$  is the eccentric anomaly that describes the current location of the binary along its orbit. The value of  $u$  is related to the time  $t$  by the classical Kepler's equation

$$\frac{2\pi}{T}(t - t_p) = u - e \sin u, \quad (3)$$

where  $T$  is the orbital period and  $t_p$  the time reference for periastron passage. Once the distance  $d$  is known (17.5 pc, Teixeira et al. 2009), the fit of the observational data allows determining the 7 parameters  $T, a, e, i, \Omega, \omega$ , and  $t_p$ . Then Kepler's third law leads to the total mass  $M$ .

The fit is performed via a Levenberg-Marquardt  $\chi^2$  minimizing algorithm. In practice, instead of ( $e, i, \Omega, \omega$ ), the equations are solved for the classical variables

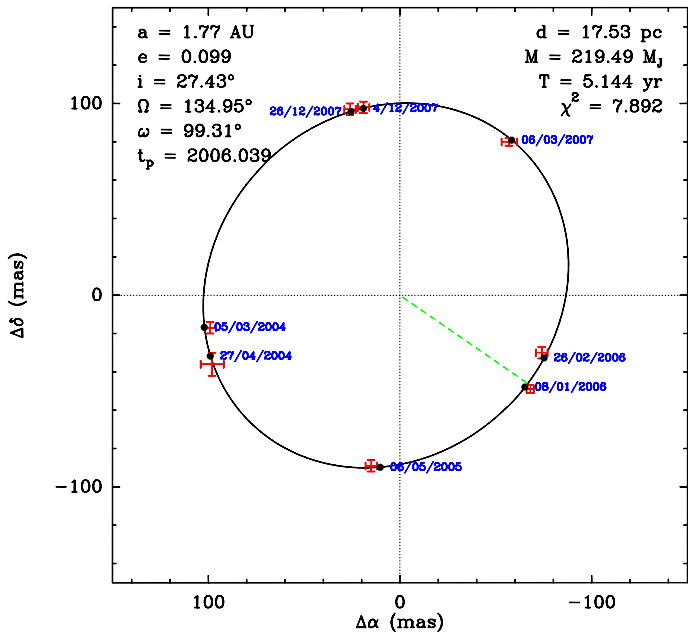
$$\begin{aligned} k &= e \cos(\Omega + \omega) & q &= \sin \frac{i}{2} \cos \Omega \\ h &= e \sin(\Omega + \omega) & p &= \sin \frac{i}{2} \sin \Omega, \end{aligned} \quad (4)$$

which avoids singularities towards small eccentricities and inclinations. The uncertainties on the fitted parameters are estimated from the resulting covariance matrix at the end of the fit procedure.

Levenberg-Marquardt is an iterative gradient method for converging towards a minimum of the  $\chi^2$  function. Depending on the starting guess point, many local minima can be found. In the present case, *all* the attempts we made (by letting the starting point vary) converge towards the *same* solution that is listed in Table 4 and viewed in projection onto the plane of the sky in Fig. 2. The available astrometric data set appears to cover almost one complete orbital period with a good sampling of the periastron passage. We are thus confident in our fitted solution. The orbit then appears slightly eccentric ( $e \simeq 0.1$ ) and viewed close to pole-on  $i \simeq 27^\circ$  from the Earth.

### 4.2. Photometry

Table 3 summarizes the magnitude differences between TWA22 A and B, measured with NACO at different wavelengths. Taking the filter transformations between NACO and 2MASS and the photometry of the unresolved system given from the 2MASS Survey (Cutri et al. 2003) into account, we derived the apparent JHK magnitudes of each component (see Table 5). Observations under bad seeing conditions were excluded. Based on an accurate distance ( $17.5 \pm 0.2$  pc) determination (Teixeira et al. 2009), the absolute magnitudes were also derived. Since TWA22 is a young mid-M system, we monitored its photometric variations



**Fig. 2.** Orbital fit of the relative positions of TWA22 AB observed from March 2004 to December 2007, as projected onto the plane of the sky. The crosses represent the observational data with their error bars, the solid line is the fitted projected orbit, and the dots correspond to the predicted positions of the model at the times of the observations. The dashed line sketches the projected direction of the periastron of the orbit. On January 8, 2006, the binary was actually very close to periastron.

**Table 4.** TWA22 B orbital parameters as determined from the fit of the astrometric data (see text for the definition of the parameters) with the reduced  $\chi^2$  of the fit.

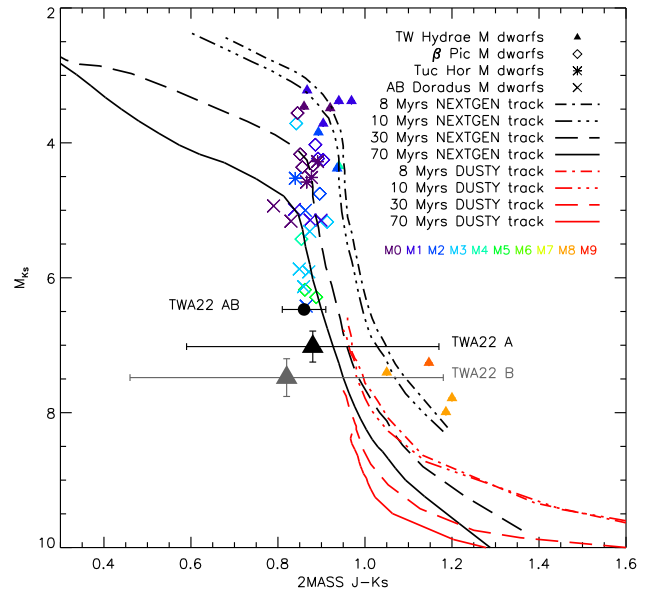
Reduced $\chi^2$	1.127
a (AU)	$1.77 \pm 0.04$
e	$9.95 \times 10^{-2} \pm 0.32 \times 10^{-2}$
i (degrees)	$27.43 \pm 4.40$
$\Omega$ (degrees)	$134.95 \pm 0.40$
$\omega$ (degrees)	$100 \pm 10$
$T_p$ (years)	$2006.039 \pm 0.010$
T (years)	$5.15 \pm 0.09$
M ( $M_{Jup}$ )	$220 \pm 21$

in the H band. We only noticed a 0.05 variation of the total magnitude of the system over time. This variation is reported in the error bars on our photometry in Table 5.

Reported in a color ( $J - K$ ) - magnitude ( $M_{K_s}$ ) diagram, the TWA22 A and B photometry can be compared with the photometry of M dwarfs (see Fig. 3) of the young, nearby associations TW Hydrae ( $\sim 8$  Myr),  $\beta$  Pictoris ( $\sim 12$  Myr), Tucana-Horologium ( $\sim 30$  Myr) and AB Doradus ( $\sim 70$  Myr). At a given age, early-type M dwarfs are bluer and more luminous than late-type M dwarfs in the K band. At a given spectral type (i.e. temperature), the objects go fainter with age. Although age-dependent, the near-infrared photometry of TWA22 A and B appears compatible for both components with what is expected for young mid-M dwarfs but does not allow an age estimation for the binary. Predictions of evolutionary models of (Baraffe et al. 1998, named NEXTGEN) are also given at these young ages. The NEXTGEN tracks appears bluer than 10 Myr old mid-M dwarfs by  $\sim 0.2$  mag, which might be related to a partial representation of their spectral energy distribution. At relatively warm temperatures, the remaining incompleteness in the AMES

**Table 5.** TWA22 A and B individual magnitudes converted into the 2MASS system.

Band	$m_A$ (mag)	$m_B$ (mag)	$M_A$ (mag)	$M_B$ (mag)
J	$9.12 \pm 0.10$	$9.52 \pm 0.11$	$7.90 \pm 0.13$	$8.30 \pm 0.14$
H	$8.61 \pm 0.15$	$9.12 \pm 0.15$	$7.39 \pm 0.18$	$7.90 \pm 0.18$
$K_s$	$8.24 \pm 0.19$	$8.70 \pm 0.25$	$7.02 \pm 0.23$	$7.48 \pm 0.28$



**Fig. 3.** Color ( $J - K$ ) - magnitude ( $M_{K_s}$ ) diagram of TWA22 A and B compared with the photometry of young M dwarfs members of the TW Hydrae (age=8 Myr, filled triangles),  $\beta$  Pictoris (age=10 Myr, diamonds), Tuc-Hor (age=30 Myr, stars), and AB Dor (age=70 Myr, crosses) associations. Distances and spectral types were taken from Torres et al. (2008) except for the members of the TW Hydrae moving group (Mamajek 2005). Typical error bars are 0.03 for  $M_K$  and 0.08 for  $J-K_s$ . NEXTGEN (Baraffe et al. 1998) 8 Myr (dashed-dotted black line), 10 Myr (long-dashed-dotted black line), 30 Myr (long-dashed black line) and 70 Myr isochrones (full black line) are overplotted. DUSTY tracks (Chabrier et al. 2000) at identical ages were added (red lines). These tracks were shifted by 0.2 mag to redder J-Ks. This artificially compensates for the remaining incompleteness, at relatively warm temperatures, in the AMES linelists used in DUSTY atmospheric models (Mohanty et al. 2007). The NEXTGEN tracks also appear bluer than 10 Myrs old mid-M dwarfs by  $\sim 0.2$  mag, which might be related to a partial representation of their spectral energy distribution. At a given age, early-type M dwarfs (violet to green points) are bluer and more luminous than late-type M dwarfs (green to red points) in the K band. At a given spectral type (i.e. temperature), the objects go fainter with age. The photometry is compatible with the one of young mid-M dwarfs. The unresolved 2MASS photometry is plotted for comparison (black dot).

linelists used in DUSTY atmospheric models (Mohanty et al. 2007) lead to J-Ks colors redder than those observed for late-M dwarfs. The DUSTY evolutionary tracks were then shifted by 0.2 mag to redder J-Ks. We provide in the following an improved estimation of the spectral type of our targets, using our spectroscopic data.



### 4.3. Spectroscopic analysis

#### 4.3.1. Line identification

To identify the numerous spectral features in the TWA22 A and B spectra between 1.10 to 2.45  $\mu\text{m}$ , the spectra were compared with an homogeneous medium resolution ( $R_\lambda \sim 2000$ ) sequence of field dwarfs from Cushing et al. (2005) (hereafter C05; see Fig. 4, 5 and 6). The TWA22 A and B spectra appear very similar.

In *J*-band, both TWA22 A and B spectra are dominated by the strong Na I doublet at 1.138  $\mu\text{m}$ , the deep K I lines at 1.169, 1.177, 1.243, and 1.253  $\mu\text{m}$ , and the presence of a broad  $\text{H}_2\text{O}$  absorption from 1.32 to 1.35  $\mu\text{m}$ . Fe I absorptions are also detected around 1.170  $\mu\text{m}$ . One is blended with the 1.177  $\mu\text{m}$  K I line. We notice additional broad FeH absorptions around 1.20  $\mu\text{m}$  and 1.24  $\mu\text{m}$  compatible with what is expected for mid-M dwarfs as well as the presence of the weak Q-branch at 1.22  $\mu\text{m}$ . Finally, the Al I doublet at 1.313  $\mu\text{m}$  is detected. This doublet is expected to disappear at the M-L transition.

In the *H*-band, the spectra are affected by  $\text{H}_2\text{O}$  absorptions from 1.45 to 1.52  $\mu\text{m}$  and from 1.75 to 1.8  $\mu\text{m}$ . They exhibit pronounced K I atomic lines at 1.517  $\mu\text{m}$ , as well as weak doublets of Mg I at 1.503  $\mu\text{m}$  and Al I at 1.675  $\mu\text{m}$ . Weak FeH absorptions are also present. They increase from M5 to the M-L transition Cushing et al. (2003) and their depths are compatible here with those expected for M5 to M7 field dwarfs.

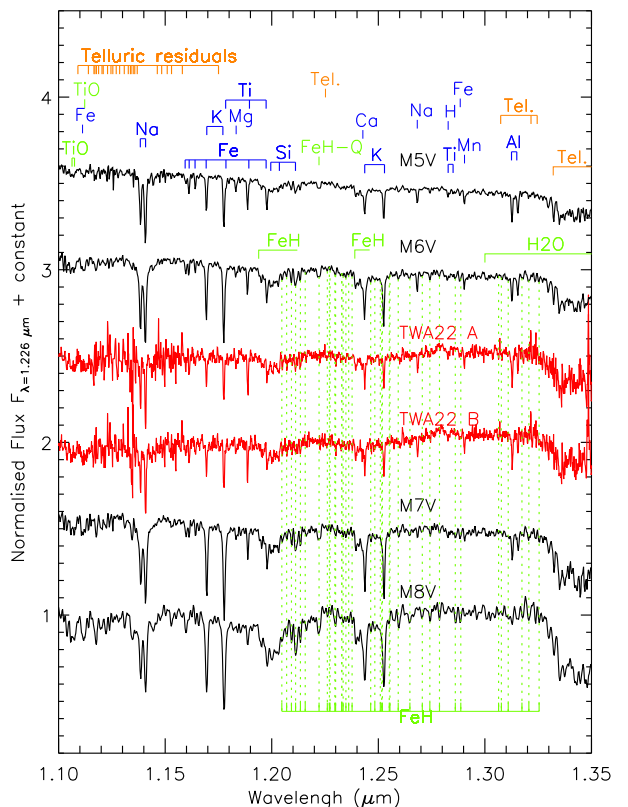
In *K*-band, strong  $\text{H}_2\text{O}$  absorptions appear from 1.95 to 2.04  $\mu\text{m}$  and from 2.3 to 2.45  $\mu\text{m}$ . They are typical of mid-M to mid-L dwarfs. Strong Ca I features are present from 1.9 to 2.0  $\mu\text{m}$ . They tend to disappear in the spectra of field dwarfs at the M-L transition. We firmly identify the first overtone of CO near 2.3  $\mu\text{m}$ , the rest being affected by the 50 Hz pick-up noise oscillations mentioned earlier. Additional weak Mn I, Ti I, Mg I and Si I absorptions are spread over the J, H, and K bands. These lines are expected to be rapidly replaced by molecular absorptions for dwarfs later than M5. The 1.106  $\mu\text{m}$  band seems to be overlapping  $\text{H}_2\text{O}$  and TiO absorptions with increasing depths from early to late M dwarfs. Finally, the 1.626  $\mu\text{m}$  feature corresponds to close OH lines, as noted in Leggett et al. (1996).

To conclude, the features detected over the spectra of TWA22 A and B between 1.1 and 2.45  $\mu\text{m}$  suggest that both components have a cool atmosphere, typical of mid to late-M dwarfs.

#### 4.3.2. Continuum-fitting and spectral indexes

The continuum of both TWA22 A and B spectra were compared to spectra of field M dwarfs obtained by C05 and McLean et al. (2003), hereafter ML03. Least squares were computed on parts of the spectra free from telluric correction residuals. From 1.10  $\mu\text{m}$  to 1.27  $\mu\text{m}$ , the TWA22 A and B continuums are reproduced by  $M6 \pm 1$  dwarfs. The *H*-band spectra are poorly reproduced visually. Least squares are minimized for M9 dwarfs but with 2 subclasses of uncertainty. Finally, our *K*-band spectra are well-fitted by M5 to M7 dwarfs. From these comparisons, we assign a spectral type  $M6 \pm 1$  to both TWA22 AB components.

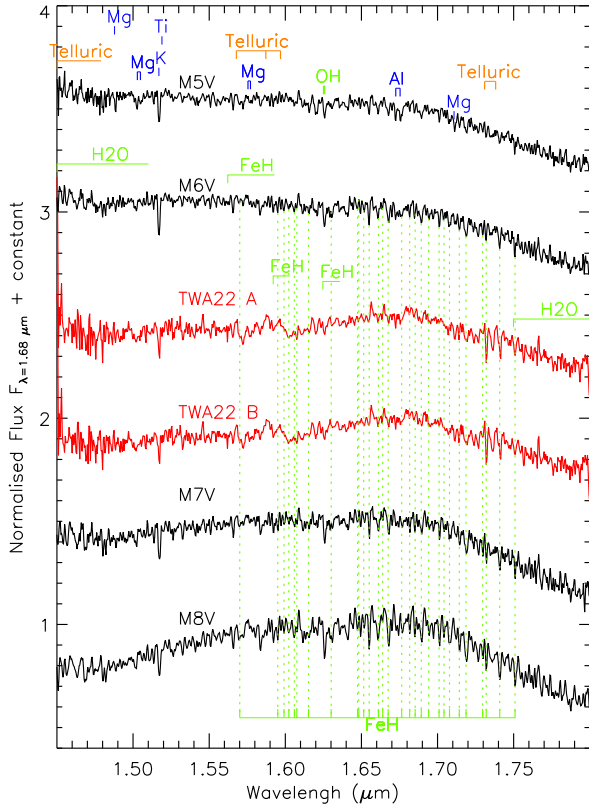
Because TWA22 AB is a young system, we tested whether using high surface gravity spectra of old field dwarfs might affect our spectral analysis. Intermediate surface gravity reduces the strength of alkali lines (Lucas et al. 2001; Gorlova et al. 2003; McGovern et al. 2004; Kirkpatrick et al. 2006) and produces triangular shape in *H*-band interpreted as collision-induced absorptions (CIA) of  $\text{H}_2$ . Our spectra were then compared with young (age  $\lesssim 8$  Myr) dwarf spectra (Gorlova et al. 2003; Slesnick et al.



**Fig. 4.** TWA22 A and B spectra compared to spectra of M5 to M8 dwarfs. The M6 dwarf spectrum reproduces the J bands of TWA22 A and B. However, our spectra seem to have a slightly redder slope. We report identified atomic features (blue). Molecular absorptions (FeH bands were identified by Cushing et al. 2003) are flagged in green and telluric residuals in orange. Atomic absorptions are indicated in blue.

2004; Lodieu et al. 2008) at identical resolution (spectra were convolved with a Gaussian if necessary) in the *J* and *K* bands (see Figs. 7 and 8). They are mostly similar to M5, M5.5, M6, and M7 dwarf spectra, and consistent with the continuum fit obtained with field dwarfs. In both cases, our *J*-band spectra are slightly redder than young and old mid-M dwarfs. Our *H*-band spectra are visually still poorly reproduced by our spectral templates. This could arise from low gravity or flux losses introduced either in the standard star datacube and during the extraction process.

To complete this spectral type determination, spectral indexes developed by ML03 (from  $\text{H}_2\text{O}$  bands at 1.34  $\mu\text{m}$  ( $\text{H}_2\text{OA}$ ), 1.79  $\mu\text{m}$  ( $\text{H}_2\text{OC}$ ), 1.96  $\mu\text{m}$  ( $\text{H}_2\text{OD}$ ), and at 1.2  $\mu\text{m}$  from the FeH band) were derived for TWA22 A and B (see Fig. 9). The results were compared to the values computed from the ML03 and C05 spectral libraries of field dwarfs. They were also compared to values derived for young dwarfs (Slesnick et al. 2004; Lodieu et al. 2008, hereafter S04 and L08), to test the sensitivity of these indexes to surface gravity (age). In fact, The  $\text{H}_2\text{O}$  D and FeH indexes values tend to change with age for M5-L2 dwarf, and could disturb our analysis. We then used a mean weight of the individual spectral type estimations from  $\text{H}_2\text{OA}$ ,  $\text{H}_2\text{OC}$  and the recently defined Allers  $\text{H}_2\text{O}$  index at 1.55  $\mu\text{m}$  (see Allers et al. 2007) to infer  $M5 \pm 1$  and  $M5.1 \pm 1$  spectral types for TWA22 A and B respectively. These results match the  $M6 \pm 1.5$  and  $M5 \pm 1$  values derived for TWA22 A and B from the  $\text{H}_2\text{OD}$  and FeH index for the 2 objects. Based on the *K*-band photometry



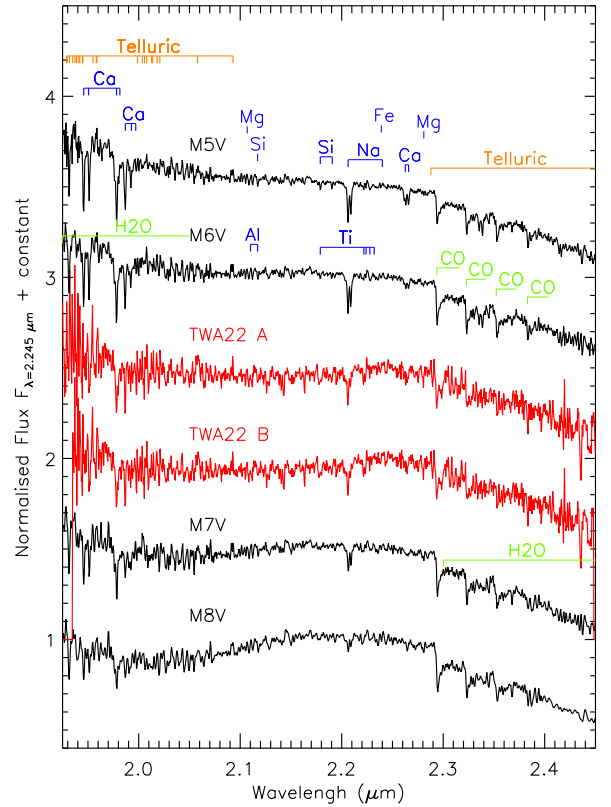
**Fig. 5.** Same as Fig. 4 but for H band. In this case, differences between M6V field dwarf spectrum and TWA22 spectra are important. This could arise from low gravity or flux losses introduced either in the standard star datacube and during the extraction process.

and the associated bolometric corrections of Golimowski et al. (2004), we derived a luminosity of  $\log(L/L_{\odot}) = -2.11 \pm 0.13$  dex for TWA22 A and  $\log(L/L_{\odot}) = -2.30 \pm 0.16$  dex for TWA22 B. Using the  $T_{\text{eff}}$ -spectral type conversion scales for intermediate-gravity objects (Luhman et al. 2003), we find an initial estimation of  $T_{\text{eff}} = 2990^{+135}_{-190}$  K for both components.

#### 4.3.3. Study of narrow lines

Depths of many narrow lines were studied to provide additional information on the surface gravity of TWA22 AB, particularly on its age. Following the Sembach & Savage (1992) method for measuring pseudo-equivalent widths and their associated uncertainties, we derived the equivalent widths of strong atomic lines over the *J*, *H*, and *K* bands. They were computed for narrow lines at  $1.106 \mu\text{m}$  (TiO and  $H_2O$ ),  $1.220 \mu\text{m}$  (FeH - Q branch),  $1.313 \mu\text{m}$  (Al I), and  $1.626 \mu\text{m}$  (OH), and for the K I doublets at  $1.169$ ,  $1.177$ ,  $1.243$  and  $1.253 \mu\text{m}$ . The results were compared with pseudo-equivalent widths of old field dwarfs (C05, ML03) and young Upper Sco dwarfs (S04, L08). The use of both libraries confirmed the strong surface gravity dependency of the K I lines, more moderate for the Al I, FeH, and OH lines. Due to the degeneracy in terms of effective temperature and surface gravity, pseudo-equivalent widths alone are not sufficient for a precise spectral type determination of TWA22 AB. They remain, however, compatible with narrow lines depths of young and old dwarfs of spectral types later than M4.

If we now assume a spectral type  $M6 \pm 1$  for both components, pseudo-equivalent widths in the K I lines of TWA22 AB



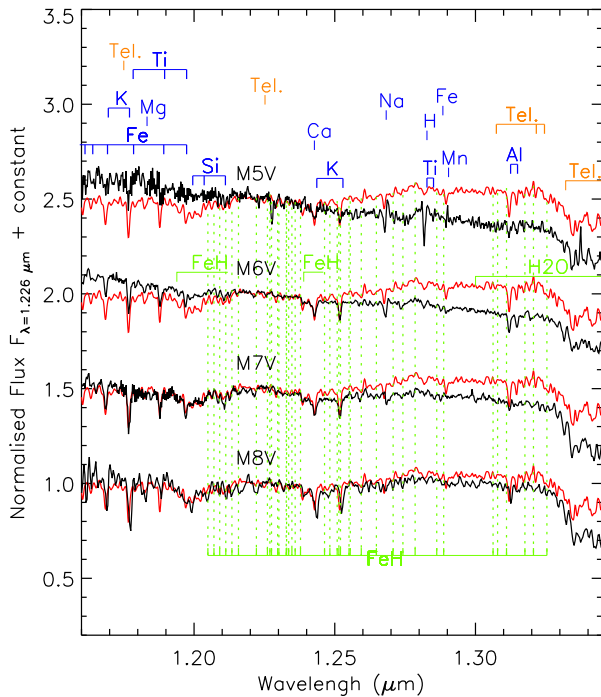
**Fig. 6.** Same as Fig. 4 but for the K band. Spectra look like an M6V field dwarf.

appear intermediate between values found for young and field dwarfs (see Fig. 10). This is confirmed using a visual comparison with an evolutionary sequence of M6 dwarfs composed of the old field dwarf GL 406, the intermediate old companion AB Doc C (Age 75 Myr, M5.5, Close et al. 2007), and a young M5.5 dwarf from the Orion nebulae (age  $\sim 1-2$  Myr, S04). Together with the other age indicators, these intermediate surface gravity features confirm that TWA22 AB is likely to be a young binary system. However, their uncertainties remain large enough not to assign a precise age.

#### 4.4. Gravity and effective temperature from atmospheric models

For a fine determination of the effective temperatures and surface gravities of TWA22 A and B, we compared our observed spectra with theoretical templates from the GAIA model v2.6.1 (Brott & Hauschildt 2005). This library is updated from Allard et al. (2001). It benefits from improved molecular dissociation constants, additional dust species with opacities, spherical symmetry, and a mixing length parameter  $2.0 \times H_p$ . The temperature ranges in the templates from 2000 to 10 000 K and the gravity from  $-0.5$  to  $5.5$ , but we limited our analysis to  $2000\text{K} \leq T_{\text{eff}} \leq 4000\text{K}$  and  $3.5 \leq \log(g) \leq 5.5$ . Theoretical spectra were convolved with a Gaussian to match the SINFONI spectral resolution and interpolated to the TWA22 AB wavelength grid. Least squares minimization was applied to find templates that fit the TWA22 A and B continuum avoiding zones polluted by remaining oscillations.

The TWA22 A least-square map in the *J* band constrains the temperature between 2800 to 3100 K and is minimized for



**Fig. 7.** Comparison of the TWA22 B J band spectrum (red) to spectra (black) of young Upper Sco and Orion nebulae cluster objects (Slesnick et al. 2004; Lodieu et al. 2008). We clearly notice that the TWA22 B spectral slope is redder than that for reference spectra. The TWA22 B spectrum is very similar to those of young M6 and M7 dwarfs. We report identified atomic features (flagged in blue). Molecular absorptions (FeH bands were identified by Cushing et al. 2003) are flagged in green and telluric residuals in orange.

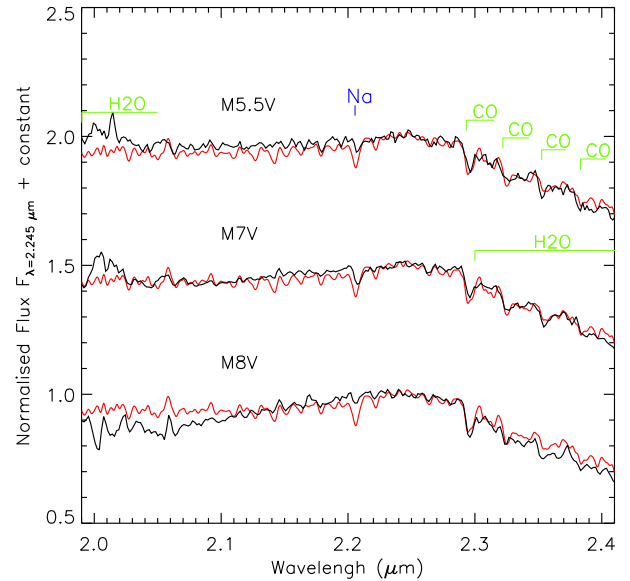
$\log(g)=4.5$  and  $T_{eff}=2900$  K. In  $H+K$  band, our minimization failed to reproduce the TWA22 A spectra faithfully and makes us suspect the existence of a constant flux loss in the H band during the spectral extraction process. To limit this systematic effect, the minimization was applied separately in  $H$  and  $K$  bands. In  $H$ -band, the effective temperature is minimized between 2600 K to 3000 K in the full space of surface gravities explored. The minimum is located at 2800 K and  $\log(g)=4.5$ . The  $K$  band is reproduced by 2900 and 3000 K templates irrespective of gravity. Summing the three bands, we estimate an effective temperature  $T_{eff}=2900^{+200}_{-200}$  K for TWA22 A. Conducting a similar analysis for the component TWA22 B, we derive an effective temperature  $T_{eff}=2900^{+200}_{-100}$  K. Using the Luhman et al. (2003) scale, these temperatures estimations respectively correspond to  $M7^{+1}_{-2}$  and  $M7^{+0.5}_{-2}$  spectral types for TWA22 A and B. This is also consistent with spectral types estimated in section 4.3.2.

For a fine determination of the surface gravity from synthetic spectra, we computed the equivalent widths of K I lines in the J band on each spectra of TWA22 A and B. We then compared the values to TWA22 A and B to restrain the acceptable gravity domain (see Fig. 11). We then estimated that the surface gravity is located between  $\log(g)=4.0$  and 5.5 for TWA22 A and B.

## 5. Discussion

### 5.1. Evolutionary models predictions

The membership of TWA22 AB to TW Hydrae constrains the age of the system to 3-20 Myr (Barrado Y Navascués 2006;



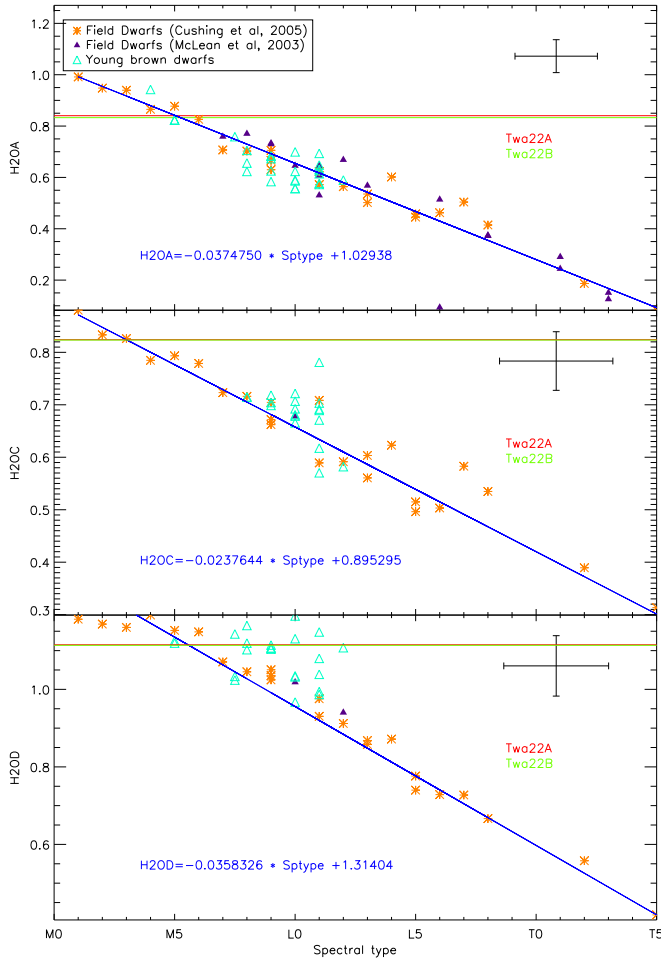
**Fig. 8.** Comparison of the TWA22 B K band spectrum (red) to spectra of young Upper Sco standards (black) at  $R=350$  (Gorlova et al. 2003). The TWA22 B spectrum was convolved with a Gaussian to match the resolution of standard star spectra. Our spectrum is reproduced by spectra of young M5.5 and M7 dwarfs.

Scholz et al. 2007; de la Reza et al. 2006). Based on our astrometric observations combined with an accurate distance determination, we were able to derive the dynamical mass of this tight binary. From photometry and spectroscopy, we derived near-IR fluxes, luminosity, spectral type, effective temperatures, and the surface gravity of each component. Finally, spectroscopy tends to indicate that both components have intermediate surface gravity features in their spectra, supporting a young age for TWA22 AB. Assuming the TWA age for this system, we can now compare the measured total dynamical mass of the binary with the total mass predicted by evolutionary models of Baraffe et al. (1998; hereafter BCAH98). Model predictions are based on the JHK photometry, the luminosity and the effective temperature of both components (see Fig. 12). At 8 Myr, BCAH98 models systematically underestimate the total mass by a factor of  $\sim 2$ . This factor varies from 3 to 1.3 between 3-5 Myr and 20 Myr. The mass is still strongly under-estimated using other evolutionary models of very low-mass stars (D'Antona & Mazzitelli 1994, 1997). Alternatively, if we artificially change the system age to 30 Myr, the model predictions match our observations relatively well.

The apparent discrepancy between our observations and the model predictions at the age of TWA leads us to consider four explanations:

1. Remaining uncertainties are present in our data reduction and interpretation related to the astrometry, photometry, and spectroscopy extraction process, the atmosphere model used or the assumption on the system itself.
2. The system has higher multiplicity than observed.
3. Evolutionary model predictions are correct and the age estimate of TWA22 AB is currently incorrect. TWA22 AB would then be slightly older and aged of 30 Myr.
4. Finally, the TWA22 AB age is 8 Myr and evolutionary models themselves do not correctly predict the physical properties of very low-mass stars at young ages.





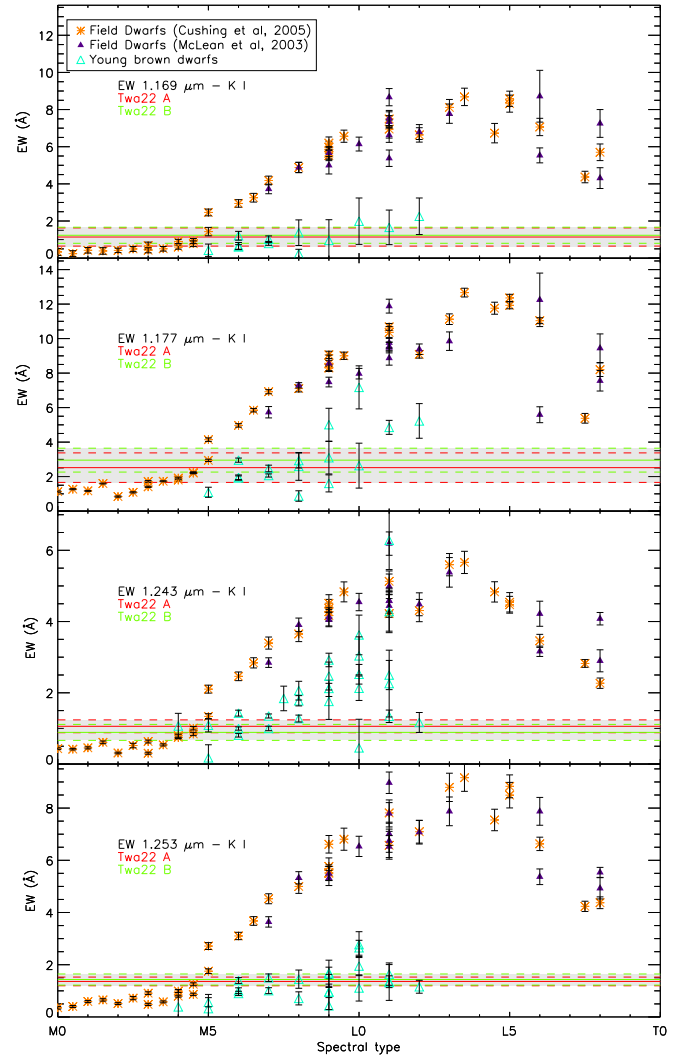
**Fig. 9.**  $H_2O$  spectral indexes computed on libraries of field (McLean et al. 2003; Cushing et al. 2005) and young dwarfs spectra (Slesnick et al. 2004; Lodieu et al. 2008). Redundancies between libraries have been checked. Young dwarfs M4-L2 dwarfs follow trends of the field dwarfs except for  $H_2O$  D. Using  $H_2OA$ ,  $H_2OC$ , and the recently defined Allers  $H_2O$  index at  $1.55 \mu\text{m}$  (see Allers et al. (2007)), we infer  $M5 \pm 1$  and  $M5.1 \pm 1$  spectral types for TWA22 A and B respectively. In the upper right corner of each plot are reported the  $1\sigma$  errors derived from the residuals to the linear fit.

Before drawing important conclusions on the validity of evolutionary models at young ages and very low masses, we consider below the first three explanations.

### 5.2. Data reduction and interpretation uncertainties

Systematics on the estimation of the relative position and near-IR fluxes of TWA22 A and B seems very unlikely. Our analysis relies on several imaging analysis techniques (aperture photometry, PSF fitting, deconvolution), already used and tested in various contexts. The tight binary TWA22 AB does not itself represent a difficult case. In addition, at each epoch, consistent results were found on several observing sequences obtained during the night.

Systematics in the spectroscopic observation and extraction seem more probable for determining effective temperature and surface gravity. Differential flux losses over the  $J$  or  $H + K$  spectral range may have occurred because of the limited size of the SINFONI field of view. The impact of this effect can be simulated by adding a linear slope in our spectral minimization over

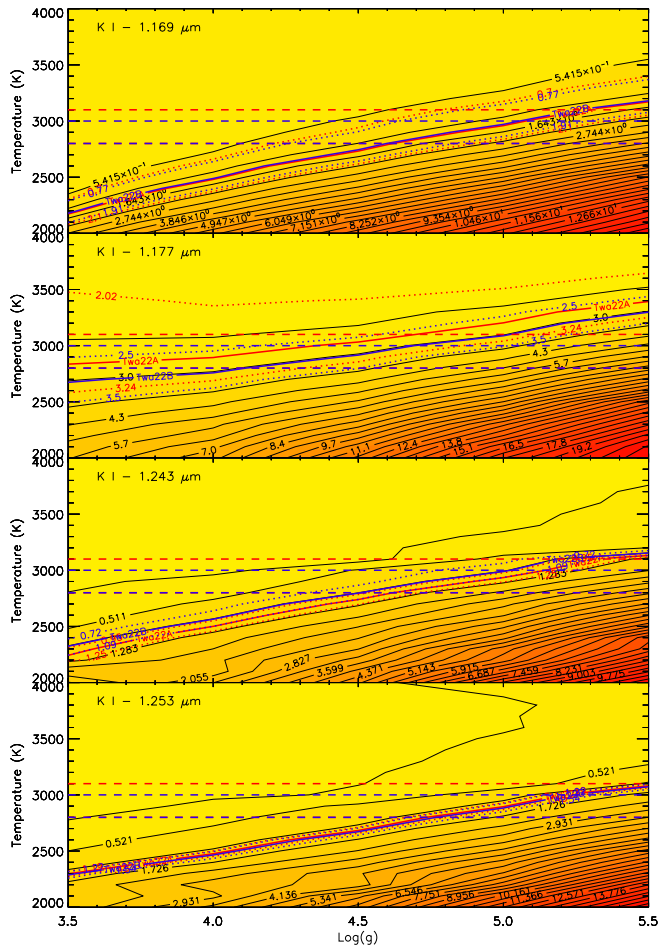


**Fig. 10.** Equivalent widths in the K I lines computed on libraries of young and field dwarf spectra. Young dwarf spectra have weak K I lines and therefore low equivalent widths compared to field dwarfs as a consequence of their low surface gravity. TWA22 A and B values are reported as red and green lines, respectively, with their associated uncertainties (dashed lines). If we assume a spectral type  $M6 \pm 1$  for both components, the pseudo-equivalent widths of TWA22 AB appear intermediate between values found for young and field dwarfs

the different spectral bands. The results do not change our analysis significantly based on continuum fitting or spectral indexes. It does not affect the study of narrow lines and our surface gravity estimation at all. A nonlinear differential flux loss could be responsible for our failure to faithfully reproduce the TWA22 A and B spectra in H-band using either empirical or synthetic libraries. Finally, the atmosphere models were also used in various conditions (metallicity, mixing length, different opacity tables) without drastically changing our results.

### 5.3. Higher multiplicity hypothesis

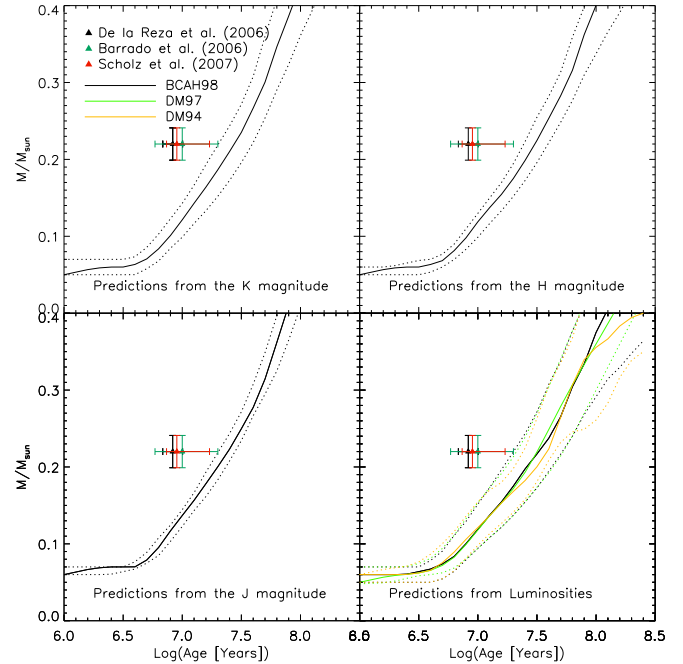
Considering that our data reduction and analysis are robust, we may wonder whether our basic assumptions concerning the system itself are correct. Actually, we cannot exclude from our observations that TWA22 AB is a multiple system of a higher order. One or even both components could be in fact unresolved bina-



**Fig. 11.** Iso-contours plots of K I lines equivalent widths computed on each spectral template of the GAIA library v2.6.1 Red color indicates high values. The contours for TWA22 A (red) and B (blue) pseudo-equivalents widths values are overlotted. The long-dashed lines represent limits on TWA22 A (red) and TWA22 B (blue) temperatures. Gravity is estimated inside these temperatures boxes.

ries. In such a case, the derived effective temperatures, as well as the estimated spectral types, would not be strongly modified.

Dynamically speaking, the stability of the system would require the separation of the individual subcomponents to be significantly less than the size of the main orbit, typically by a factor 3-4 (Artymowicz & Lubow 1994). To refine this estimate in the present case, we performed 3-body simulations using the symplectic code HJS (Beust 2003) dedicated to hierarchical systems. We assumed the fitted orbit and split one of the two components into 2 equal mass bodies, with a coplanar orbit with respect to the wide orbit and a given semi-major axis, and assumed initial zero eccentricity. We find that the system remains stable up to a separation of  $\sim 0.4$  AU between the two subcomponents. This is a priori the most stable configuration, because a split into unequal masses would lead to less stability for the lighter component. We also checked that highly inclined relative configurations are physically unstable: they inevitably lead to a strong Kozai resonance characteristic for triple systems (Kozai 1962; Beust et al. 1997) that cause the eccentricity of the inner orbit to be pumped up to  $\sim 1$ , leading to a physical collision between the two individual components. Because of this, 0.4 AU can be considered as the widest possible separation for hypothetical sub-components. This agrees with Artymowicz & Lubow (1994).



**Fig. 12.** **Top-Left:** Comparison of the binary direct mass measurement for different TW Hydrae age estimations (de la Reza et al. 2006; Barrado Y Navascués 2006; Scholz et al. 2007) with the predicted masses of the BCAH98 tracks derived from  $M_K$ . Errors on the photometry are propagated on predictions (dotted lines). **Bottom-Left:** Same as top-left but for predictions from  $M_H$ . **Top-right:** Same as top-left but for predictions from  $M_J$ . **Bottom-right:** Same as top-left but for predictions from our estimated TWA22 A/B luminosities. In this plan, predictions from BCAH98, D’Antona & Mazzitelli (1994), and D’Antona & Mazzitelli (1997) models are nearly the same within our uncertainties.

A separation of 0.4 AU ( $\sim 22$  mas) remains below the PSF of the VLT/NACO images ( $\sim 1$  AU given the distance of TWA22). This would explain why the inner binary would not be resolved. However, we did not notice any PSF-lengthening in the images. With a separation of 0.4 AU, we could expect to see one. Does it suggest that the actual separation is significantly smaller ?

An orbit with 0.4 AU separation would correspond to an orbital period of 0.8 yr and a radial velocity wobble of  $\pm 7$  km s $^{-1}$  if we take the  $27^\circ$  inclination into account with respect to the plane of the sky. Even though unlikely, this modulation could not have been detected during the monitoring (split up into two periods of 6 and 1 months). But if we assume a separation of  $\sim 0.1$  AU to be compatible with the absence of PSF-lengthening, now the radial velocity wobble jumps to  $\pm 14$  km s $^{-1}$  over a 0.1 yr period. Such a variation was not detected in the radial velocity dataset (see Teixeira et al. 2009). Finally, no photocenter scatter is present around our two-body orbital solution. A motion of  $\sim 5$  mas is expected along the orbital period for a separation of  $\sim 0.1$  AU between the subcomponents.

Ultimately, we cannot definitely rule out the possibility that at least one of the two components of TWA22 is itself a binary, consisting of two nearly equal mass bodies. But combined dynamical and observational constraints show that the range of possible separations is fairly narrow, typically 0.1–0.2 AU. Also the system needs to be at least roughly coplanar.

#### 5.4. Age and membership of TWA22 AB

Given the good agreement between observations and model predictions at 30 Myr, we can consider that the current age estimate of TWA22 AB is possibly incorrect. This age is currently inferred from the membership to TWA. Since the age of TWA is well established at 8 Myr from various age diagnostics, a reliable explanation concerns the membership to TWA itself.

S03 identified TWA22 as a new member of TWA mainly from the observed Li absorption line at 6708 Å and H $\alpha$  emission line. The Li line is stronger (EW=510 mÅ) than those of early-M dwarfs members of  $\beta$  Pic, which led S03 to suggest an age  $\leq 10$  Myr (see Fig. 8 of S03). They derived in addition a photometric distance of 22 pc for TWA22, confirming the proximity of this young system. More recently, Mamajek (2005) has discussed the membership of TWA22 AB to TWA based on its kinematics properties and estimates a probability of 2% for TWA22 to be a member of TWA from an implemented convergence point technique (de Bruijne 1999). However, Song et al. (2006) mentioned that the strong Li line of TWA22 AB is observed only for young active M dwarfs in the direction of TWA with the exception of a very few M-type members of the  $\beta$  Pictoris moving group (BPMG). Finally, Mentuch et al. (2008) obtained a new visible high-resolution spectrum of TWA22 AB. They confirm the strong equivalent line of the 6708 Å lithium absorption (EW=616  $\pm$  21 mÅ, the strongest measured in their sample composed of young association members). They estimate  $T_{eff}$  of 2990  $\pm$  13 K (compatible with the individual  $T_{eff}$  derived in Part 4.4) and  $\log(g)$ =4.2  $\pm$  0.05 dex for the unresolved system. These new elements tend to confirm that TWA22 is a young system (age  $\leq 30$  Myr; see BCAH98 predictions).

To reconcile past and present results, we can consider the possibility that TWA22 AB is a member of the BPMG. With an M6  $\pm$  1 spectral type, TWA22 AB is probably close to the Li-depletion boundary (LDB) of TWA or  $\beta$  Pic, which could possibly explain a significantly stronger EW(Li) than those observed for early-M dwarfs of these two associations. We also notice that the  $\lambda$  6708 Å line shows some variations between the S03 and M08 measurements. In addition, the observed EW(H $\alpha$ ) of TWA22, used as a second indicator of youth, is compatible with those of GJ799 A and B, M4.5 members of  $\beta$  Pic (Jayawardhana et al. 2006).

Finally, the projected position of TWA22 AB reveals that the system is isolated from other members of TWA. Its distance is more compatible with the mean distance of the BPMG members. Teixeira et al. (2009) have recently measured the proper motion, the trigonometric parallax, and the mean radial velocity of TWA22 AB. They determined for the first time the heliocentric space motion of TWA22 AB. From a detailed kinematic analysis they did not rule out TWA22 from TW Hydrae but demonstrated that it was a more probable member of the BPMG.

## 6. Conclusions

NACO resolved for the first time the young object TWA 22 as a tight binary with a projected separation of 1.76 AU. 80 % of the binary orbit was covered during a 4-year observation program conducted with this instrument. We inferred a 220  $\pm$  21  $M_{Jup}$  total mass for the system and obtained the individual magnitudes of each component in the near infrared. This places TWA22 A and B at the substellar boundary. We complete the characterization of the system components with medium resolution individual SINFONI spectra in the *J*, *H*, and *K* bands. Our spectra were compared with the empirical library of young and field M

dwarfs. We derived an M6  $\pm$  1 spectral type from continuum fitting, spectral indexes and equivalent widths. Spectral templates were also used to estimate  $T_{eff}$ =2900  $\pm$  200 K for TWA22 A and  $T_{eff}$ =2900 $^{+200}_{-100}$  K for TWA22 B, and the surface gravity was constrained to 4.0 <  $\log(g)$  < 5.5 dex. These fundamental properties can be directly compared with commonly used evolutionary tracks provided that the age of the system is known accurately.

The age of TWA22 was still a matter of debate at the beginning of our study. TWA22 was reported as a member of the young association TW Hydrae, and alternatively as a possible member of the BPMG. At the age of TW Hydrae and BPMG, the new and precious benchmark brought by this system seems to point to an underestimation of the predicted mass from our photometry. However, the dynamical mass appears correctly estimated by the models if we consider a 30 Myr old system. This led us to reconsider the membership of TWA22.

While the spectroscopy tends to confirm the youth of this system, a recent kinematic study rejected TWA22 as a member of the TW Hydrae and of the 30 Myr old Tucana-Horologium associations. It did not exclude the membership of TWA22 to the BPMG. Also, we cannot rule out the possibility that TWA22 is not associated with any of these moving groups.

Finally, we do not firmly exclude that the TWA22 AB component could in fact be unresolved binaries with coplanar inner orbits characterized by semi-major axis lower than 0.4 AU. The model predictions would match the measured dynamical mass of a triple or quadruple system. In this context, future monitoring of TWA22 AB with improved angular resolution could allow the resolution of the hypothetical inner binaries.

*Acknowledgements.* We thank the referee for an excellent and thorough review, which helped to improve our manuscript considerably. We thank the ESO Paranal staff for performing the service mode observations. We also acknowledge partial financial support from the *Agence Nationale de la Recherche* and the *Programmes Nationaux de Planétologie et de Physique Stellaire* (PNP & PNPS), in France. We are grateful to Andreas Seifahrt, Laird Close, Eric Nielsen, Catherine L. Slesnick, Nadya Gorlova, Katelyne N. Allers, and Nicolas Lodieu for providing their spectra. This work would have not been possible without the NIRSPEC and UKIRT libraries provided by Ian S. McLean, Michael C. Cushing, and John T. Rayner. We also would like to thank Peter H. Hauschildt, France Allard, and Isabelle Baraffe for their input on evolutionary models and synthetic spectral libraries. Finally, we thank Carlos Torres, Michael Sterzik, and Ben Zuckerman, who gave us precious insights into the discussion.

## References

- Allard, F., Hauschildt, P. H., Alexander, D. R., Tamanai, A., & Schweitzer, A. 2001, *ApJ*, 556, 357
- Allers, K. N., Jaffe, D. T., Luhman, K. L., et al. 2007, *ApJ*, 657, 511
- Artymowicz, P. & Lubow, S. H. 1994, *ApJ*, 421, 651
- Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 1998, *A&A*, 337, 403
- Barrado Y Navascués, D. 2006, *A&A*, 459, 511
- Beust, H. 2003, *A&A*, 400, 1129
- Beust, H., Corporon, P., Siess, L., Forestini, M., & Lagrange, A.-M. 1997, *A&A*, 320, 478
- Boccaletti, A., Chauvin, G., Baudoz, P., & Beuzit, J.-L. 2008, *A&A*, 482, 939
- Boden, A. F., Sargent, A. I., Akeson, R. L., et al. 2005, *ApJ*, 635, 442
- Bonnet, H., Ströbele, S., Biancat-Marchet, F., et al. 2003, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 4839, Adaptive Optical System Technologies II. Edited by Wizinowich, Peter L.; Bonaccini, Domenico. Proceedings of the SPIE, Volume 4839, pp. 329–343 (2003), ed. P. L. Wizinowich & D. Bonaccini, 329–343
- Brott, I. & Hauschildt, P. H. 2005, in ESA Special Publication, Vol. 576, The Three-Dimensional Universe with Gaia, ed. C. Turon, K. S. O’Flaherty, & M. A. C. Perryman, 565–+
- Burgasser, A. J. 2007, *AJ*, 134, 1330
- Chabrier, G., Baraffe, I., Allard, F., & Hauschildt, P. 2000, *ApJ*, 542, 464
- Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Dumas, C., et al. 2005, *A&A*, 438, L25
- Close, L. M., Lenzen, R., Guirado, J. C., et al. 2005, *Nature*, 433, 286

- Close, L. M., Thatte, N., Nielsen, E. L., et al. 2007, *ApJ*, 665, 736
- Cushing, M. C., Rayner, J. T., Davis, S. P., & Vacca, W. D. 2003, *ApJ*, 582, 1066
- Cushing, M. C., Rayner, J. T., & Vacca, W. D. 2005, *ApJ*, 623, 1115
- Cutri, R. M., Skrutskie, M. F., van Dyk, S., et al. 2003, 2MASS All Sky Catalog of point sources. (The IRSA 2MASS All-Sky Point Source Catalog, NASA/IPAC Infrared Science Archive. <http://irsa.ipac.caltech.edu/applications/Gator/>)
- D'Antona, F. & Mazzitelli, I. 1994, *ApJS*, 90, 467
- D'Antona, F. & Mazzitelli, I. 1997, *Memorie della Societa Astronomica Italiana*, 68, 807
- de Bruijne, J. H. J. 1999, *MNRAS*, 306, 381
- de la Reza, R., Jilinski, E., & Ortega, V. G. 2006, *AJ*, 131, 2609
- Devillard, N. 1997, *The Messenger*, 87, 19
- Diolaiti, E., Bendinelli, O., Bonaccini, D., et al. 2000, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 4007, Proc. SPIE Vol. 4007, p. 879-888, Adaptive Optical Systems Technology, Peter L. Wizinowich; Ed., ed. P. L. Wizinowich, 879-888
- Dumas, C., Terrile, R. J., Brown, R. H., Schneider, G., & Smith, B. A. 2001, *AJ*, 121, 1163
- Eisenhauer, F., Abuter, R., Bickert, K., et al. 2003, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 4841, Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes. Edited by Iye, Masanori; Moorwood, Alan F. M. Proceedings of the SPIE, Volume 4841, pp. 1548-1561 (2003), ed. M. Iye & A. F. M. Moorwood, 1548-1561
- Golimowski, D. A., Leggett, S. K., Marley, M. S., et al. 2004, *AJ*, 127, 3516
- Gorlova, N. I., Meyer, M. R., Rieke, G. H., & Liebert, J. 2003, *ApJ*, 593, 1074
- Hillenbrand, L. A. & White, R. J. 2004, *ApJ*, 604, 741
- Högbom, J. A. 1974, *A&AS*, 15, 417
- Jayawardhana, R., Coffey, J., Scholz, A., Brandeker, A., & van Kerkwijk, M. H. 2006, *ApJ*, 648, 1206
- Kastner, J. H., Zuckerman, B., Weintraub, D. A., & Forveille, T. 1997, *Science*, 277, 67
- Kirkpatrick, J. D., Barman, T. S., Burgasser, A. J., et al. 2006, *ApJ*, 639, 1120
- Kozai, Y. 1962, *AJ*, 67, 591
- Leggett, S. K., Allard, F., Berriman, G., Dahn, C. C., & Hauschildt, P. H. 1996, *ApJS*, 104, 117
- Lenzen, R., Hofmann, R., Bizenberger, P., & Tusche, A. 1998, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 3354, Proc. SPIE Vol. 3354, p. 606-614, Infrared Astronomical Instrumentation, Albert M. Fowler; Ed., ed. A. M. Fowler, 606-614
- Lodieu, N., Hambly, N. C., Jameson, R. F., & Hodgkin, S. T. 2008, *MNRAS*, 383, 1385
- Lucas, P. W., Roche, P. F., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 2001, *MNRAS*, 326, 695
- Luhman, K. L., Stauffer, J. R., Muench, A. A., et al. 2003, *ApJ*, 593, 1093
- Mamajek, E. E. 2005, *ApJ*, 634, 1385
- Mathieu, R. D., Baraffe, I., Simon, M., Stassun, K. G., & White, R. 2007, in Protostars and Planets V, ed. B. Reipurth, D. Jewitt, & K. Keil, 411-425
- McCaughrean, M. J. & Stauffer, J. R. 1994, *AJ*, 108, 1382
- McGovern, M. R., Kirkpatrick, J. D., McLean, I. S., et al. 2004, *ApJ*, 600, 1020
- McLean, I. S., McGovern, M. R., Burgasser, A. J., et al. 2003, *ApJ*, 596, 561
- Mentuch, E., Brandeker, A., van Kerkwijk, M. H., Jayawardhana, R., & Hauschildt, P. H. 2008, *ApJ*, 689, 1127
- Modigliani, A., Hummel, W., Abuter, R., et al. 2007, *ArXiv Astrophysics e-prints*
- Mohanty, S., Jayawardhana, R., Huélamo, N., & Mamajek, E. 2007, *ApJ*, 657, 1064
- Prato, L., Simon, M., Mazeh, T., Zucker, S., & McLean, I. S. 2002, *ApJL*, 579, L99
- Rousset, G., Lacombe, F., Puget, P., et al. 2000, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 4007, Proc. SPIE Vol. 4007, p. 72-81, Adaptive Optical Systems Technology, Peter L. Wizinowich; Ed., ed. P. L. Wizinowich, 72-81
- Scholz, A., Coffey, J., Brandeker, A., & Jayawardhana, R. 2007, *ApJ*, 662, 1254
- Schwartz, U. J. 1978, *A&A*, 65, 345
- Sembach, K. R. & Savage, B. D. 1992, *ApJS*, 83, 147
- Slesnick, C. L., Hillenbrand, L. A., & Carpenter, J. M. 2004, *ApJ*, 610, 1045
- Song, I., Schneider, G., Zuckerman, B., et al. 2006, *ApJ*, 652, 724
- Song, I., Zuckerman, B., & Bessell, M. S. 2003, *ApJ*, 599, 342
- Stassun, K. G., Mathieu, R. D., & Valenti, J. A. 2007, *ApJ*, 664, 1154
- Teixeira, R., Ducourant, C., Chauvin, G., et al. 2009, *ArXiv e-prints*
- Torres, C. A. O., Quast, G. R., Melo, C. H. F., & Sterzik, M. F. 2008, *ArXiv e-prints*, 808
- Veran, J.-P. & Rigaut, F. J. 1998, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 3353, Proc. SPIE Vol. 3353, p. 426-437, Adaptive Optical System Technologies, Domenico Bonaccini; Robert K. Tyson; Eds., ed. D. Bonaccini & R. K. Tyson, 426-437
- Zuckerman, B. & Song, I. 2004, *ARA&A*, 42, 685

## 5.2 Contrainte de l'âge du système

Les conclusions de l'étude sur TWA 22 dépendent radicalement de l'estimation de l'âge du système. Notre meilleure opportunité pour contraindre ce paramètre repose sur l'étude de l'appartenance du système aux associations jeunes et proches. Ce chapitre décrit le travail que j'ai mené dans ce sens.

### 5.2.1 Etudes passées

TWA22 a été identifiée comme un membre de l'association TW Hydrae ( $\sim 8$  Myr) par Song et al. (2003) sur la base de la présence d'une absorption forte du Lithium à  $\lambda = 6708 \text{ \AA}$ , une forte raie d'émission de  $H_\alpha$ , du positionnement de l'objet dans des diagrammes  $M_K$  vs V-K, sa luminosité en X ( $L/L_X$ ), et de ses mouvements propres (PM) sur le ciel. En 2005 (soit 1 an après le début du suivi de l'orbite), Mamajek (2005) annonce que TWA 22 a une probabilité inférieure à 2% d'être membre de l'association en se basant sur les mouvements propres de l'objet et une technique de convergence cinématique. Song et al. (2006) remet en cause les conclusions de l'étude de Mamajek (2005) sur la base d'erreurs introduites dans les parallaxes *Hipparcos* des membres de l'association inclus dans l'étude cinématique. Etant donné la forte raie du Lithium, il conclut que l'objet est très probablement un membre de TW Hydrae ou de l'association  $\beta$  Pictoris ( $\sim 12$  Myr). L'analyse spectroscopique de Mentuch et al. (2008) ainsi que celle présentée dans la partie 4.2.4 n'apportent pas de conclusions définitives sur l'âge du système. Parmi tous les indicateurs d'âge, la raie du lithium permet de distinguer un objet de  $\sim 10$  Myr d'un objet 20 Myr plus vieux. Cependant, cet estimateur devient moins précis lorsque l'objet est tardif (donc froid) du fait du ralentissement de la combustion du lithium avec la température. Cela est bien illustré en suivant l'évolution des largeurs équivalentes de la raie à  $6708 \text{ \AA}$  en fonction du type spectral dans les figures 9 et 13 de Torres et al. (2008). On voit cependant que la raie est beaucoup plus forte que celle des objets tardifs de AB Dor (50–150 Myr), ce qui indique que le système est plus jeune.

Pour valider/exclure TWA 22 de l'association TW Hydrae, nous avons donc mené une étude cinématique complémentaire. Elle repose sur la mesure de la parallaxe trigonométrique du système et sur la première détermination de la vitesse radiale projetée du système par rapport à l'observateur. Les résultats sont présentés dans la partie 6.0.4.

### 5.2.2 Article A&A : Parallaxe trigonométrique de TWA 22AB et analyse cinématique de son appartenance aux associations d'étoiles proches

# Kinematic analysis and membership status of TWA22 AB<sup>★</sup>

R. Teixeira<sup>1,2</sup>, C. Ducourant<sup>2</sup>, G. Chauvin<sup>3</sup>, A. Krone-Martins<sup>1,2</sup>, M. Bonnefoy<sup>3</sup>, and I. Song<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas, Universidade de São Paulo, Rua do Matão, 1226 - Cidade Universitária, 05508-900 São Paulo - SP, Brazil.

<sup>2</sup> Observatoire Aquitaine des Sciences de l'Univers, CNRS-UMR 5804, BP 89, 33270 Floirac, France.

<sup>3</sup> Laboratoire d'Astrophysique, Observatoire de Grenoble, 414, Rue de la piscine, 38400 Saint-Martin d'Hères, France.

<sup>4</sup> Department of Physics & Astronomy, the University of Georgia, Athens, GA 30605 USA.

Received / Accepted

## ABSTRACT

**Context.** TWA22 was initially regarded as a member of the TW Hydrae association (TWA). In addition to being one of the youngest ( $\approx 8$  Myr) and nearest ( $\approx 20$  pc) stars to Earth, TWA22 has proven to be very interesting after being resolved as a tight, very low-mass binary. This binary can serve as a very useful dynamical calibrator for pre-main sequence evolutionary models. However, its membership in the TWA has been recently questioned despite due to the lack of accurate kinematic measurements.

**Aims.** Based on proper motion, radial velocity, and trigonometric parallax measurements, we aim here to re-analyze the membership of TWA22 to young, nearby associations.

**Methods.** Using the ESO NTT/SUSI2 telescope, we observed TWA22 AB during 5 different observing runs over 1.2 years to measure its trigonometric parallax and proper motion. This is a part of a larger project measuring trigonometric parallaxes and proper motions of most known TWA members at a sub-milliarcsec level. HARPS at the ESO 3.6m telescope was also used to measure the system's radial velocity over 2 years.

**Results.** We report an absolute trigonometric parallax of TWA22 AB,  $\pi = 57.0 \pm 0.7$  mas, corresponding to a distance  $17.5 \pm 0.2$  pc from Earth. Measured proper motions of TWA 22AB are  $\mu_{\alpha} \cos(\delta) = -175.8 \pm 0.8$  mas/yr and  $\mu_{\delta} = -21.3 \pm 0.8$  mas/yr. Finally, from HARPS measurements, we obtain a radial velocity  $V_{rad} = 14.8 \pm 2.1$  km/s.

**Conclusions.** A kinematic analysis of TWA22 AB space motion and position implies that a membership of TWA22 AB to known young, nearby associations can be excluded except for the  $\beta$  Pictoris and TW Hydrae associations. Membership probabilities based on the system's Galactic space motion and/or the trace-back technique support a higher chance of being a member to the  $\beta$  Pictoris association. Membership of TWA22 in the TWA cannot be fully excluded because of large uncertainties in parallax measurements and radial velocities and to the uncertain internal velocity dispersion of its members.

**Key words.** Astrometry: trigonometric parallaxes – Techniques: radial velocities – Stars: binaries, distances, fundamental parameters – Galaxy: open cluster and association

## 1. Introduction

Over the past decade, various coeval moving groups of stars have been discovered in the solar neighborhood, including three well-known associations, TW Hydrae (hereafter TWA, Kastner et al. 1997),  $\beta$  Pictoris (hereafter  $\beta$  Pic, Barrado y Navascués et al. 1999), and Tucana/Horologium (hereafter Tuc-Hor, Zuckerman & Webb 2000, Torres et al. 2000). These groups occupy an important astrophysical niche thanks to their proximity ( $\leq 100$  pc) and youth ( $\leq 100$  Myr). They offer the best targets for various studies, such as imaging searches for young brown dwarf and planetary mass companions, proto-planetary or debris disk-related programs, etc. Any young (sub)stellar binary members in tight orbits in these moving groups can serve as valuable calibrators for evolutionary models.

Song et al. (2003) identified the TWA22 system as a new member of TWA based essentially on the presence of a strong Li  $\lambda 6708$  absorption feature and its close proximity to TWA in the sky. A further proper motion analysis led Scholz et al. (2005) to conclude that TWA22 could indeed be the nearest TWA

member to Earth. However, more recently, Mamajek (2005) has performed a convergent point analysis using several TWA members. He found that TWA22 has a low probability of membership in the TWA. This conclusion was refuted by Song et al. (2006) arguing a lack of reliable distance determinations for most TWA members to firmly reject TWA22's membership. Song et al. (2006) argued instead that the strong lithium line seen at TWA22, rarely seen among other stars with similar spectral types, implies a probable membership to TWA or  $\beta$  Pic.

During a VLT/NACO deep-imaging survey for close companions to stars in young associations, TWA22 was resolved as a tight ( $\approx 100$  mas) binary with a projected physical separation of  $1.76 \pm 0.10$  AU (see Bonnefoy et al. 2009).

Regardless of TWA22's membership in TWA or  $\beta$  Pic, TWA22 AB is a precious dynamical mass calibrator because of its young age ( $\approx 10$  Myr) and the low masses of its components. A well-known age and a distance are crucial to the validity of calibrating evolutionary model calculations. Therefore, there is need for accurate observational data, such as the trigonometric parallax, proper motions, and radial velocity.

As a part of a larger project for the trigonometric parallax determination of all TWA members, we performed astrometric and photometric observations of TWA22 AB at ESO NTT/SUSI2 (La Silla - Chile). Radial velocity measurements were also ob-

Send offprint requests to: teixeira@astro.iag.usp.br

<sup>★</sup> Based on observations performed at the European Southern Observatory, Chile (76.C-0543, 077.C-0112, 078.C-0158, 079.C-0229).



tained to complete the kinematic analysis of TWA22 AB. Using these new data, we performed a kinematic analysis to test the membership of TWA22 AB in TWA,  $\beta$  Pic, and Tuc-Hor. Our analysis uses only moving- group members with Hipparcos measured distances. In addition to Hipparcos moving-group members, we used 2M1207A whose accurate trigonometric distance was obtained from ground-based measurement (Ducourant et al. 2008). The possibility of TWA22 AB being a member of other nearby groups was investigated and discarded by more evident incompatibilities.

We present observation and data reduction in Sect. 2, and in Sect. 3, we discuss the membership of TWA22 in TWA,  $\beta$  Pic, and Tuc-Hor. The conclusion is provided in Sect. 4.

## 2. Observations and data treatment

### 2.1. Trigonometric parallax and proper motion

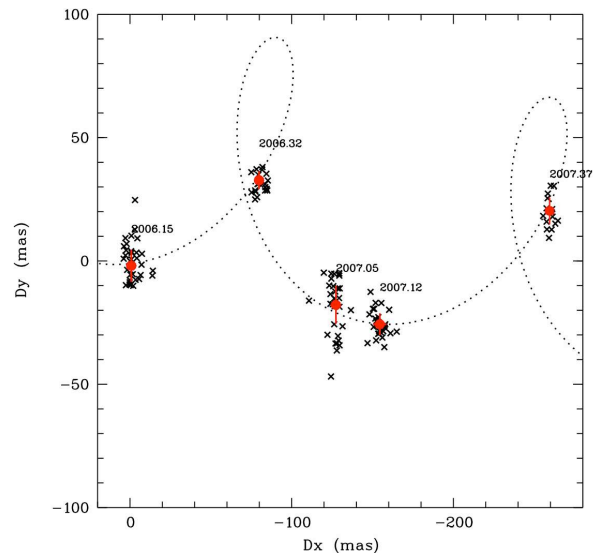
We used ESO NTT-SUSI2 which provides a good compromise between a large field of view ( $5.5' \times 5.5'$ ) for a sufficient sampling of background stars and a small pixel size (80.5 mas) necessary for sub-milli arcsecond astrometry. Data were acquired over five observational epochs, and all observations were obtained around the meridian transit (hour angle  $\leq 0.5$ h). In our imaging, we used an I-band filter to minimize the differential color refraction effects (DCR). Residual DCR effects were removed from single observations following the method described in Ducourant et al. (2007). Multiple images were obtained at each epoch to reduce astrometric errors. The image of highest quality is selected as a master frame that will be used for cross-identification, alignment and scaling. The alignment of CCD axes and the plate scale were estimated using 2MASS catalog sources (Cutri et al. 2003).

A stellar point-spread function for each frame was fitted using the DAOPHOT II package (Stetson 1987). Then, we created catalogs of measured positions ( $x, y$ ), internal magnitudes, and associated errors for all stars on each frame. Observational data were processed through a global treatment, as described in Ducourant et al. (2007, 2008), and a solution was derived for TWA22 AB relative to background stars ( $14.5 \leq I \leq 18.5$  mag). In our astrometry data reduction and analysis, we ignore any influence of binarity. But, we assessed the effect of binarity in Sect. 2.2. Then, a statistical conversion from relative to absolute parallax and proper motions, based on the Besançon Galaxy model (Robin et al. 2003, 2004), was derived ( $\Delta\pi = 0.35 \pm 0.01$  mas,  $\Delta\mu_\alpha \cos(\delta) = -5.43 \pm 0.02$  mas/yr,  $\Delta\mu_\delta = +2.98 \pm 0.02$  mas/yr). Both the final estimated TWA22 AB ( $\alpha = 10^h 17^m 26.79^s$ ,  $\delta = -53^\circ 54' 26.5''$ , epoch = 2006.763 yr) proper motion and trigonometric parallax are given in Table 1. In a separate table (Table 2), apparent and absolute Bessel (V, R, I) and 2MASS (J, H, K) magnitudes (Cutri et al. 2003) are listed.

Figure 1 presents the apparent displacement of TWA22 AB relative to the background stars due to the parallax and proper motion.

**Table 1.** Absolute astrometric parameters for TWA22 AB and radial velocity derived in this work.

$\pi$	$d$	$\mu_\alpha \cos(\delta)$	$\mu_\delta$	$V_{rad}$
mas	pc	mas/yr	mas/yr	km/s
$57.0 \pm 0.7$	$17.5 \pm 0.2$	$-175.8 \pm 0.8$	$-21.3 \pm 0.8$	$14.8 \pm 2.1$



**Fig. 1.** Apparent astrometric displacement of TWA22 AB together with the best parallax and proper motion fit of the data. Blue dots correspond to weighted mean positions at each observational epoch.

**Table 2.** Apparent and absolute magnitudes of TWA22 AB: V, R, I Bessel filter data from this work and J, H, and K<sub>s</sub> data from 2MASS.

	m	M
	(mag)	
V	$13.99 \pm 0.02$	$12.77 \pm 0.19$
R	$12.50 \pm 0.14$	$11.28 \pm 0.19$
I	$11.13 \pm 0.23$	$9.91 \pm 0.18$
J	$8.55 \pm 0.01$	$7.33 \pm 0.07$
H	$8.09 \pm 0.04$	$6.87 \pm 0.10$
K	$7.69 \pm 0.02$	$6.47 \pm 0.07$

### 2.2. Impact of binarity onto the parallax determination.

With ESO NTT/SUSI2, it is not possible to resolve two components of TWA22 AB. Therefore, with our astrometric observations we are measuring the photocenter of the system. This photocenter may not coincide with the center of mass because these two different positions depend on the ratio of mass and luminosity of the components. A photocenter of a binary should be affected by an elliptic, periodic movement with the same period as the binary orbit. The amplitude of this variation depends on the orbital parameters, mass, and luminosity ratios.

Following Van de Kamp (1967), our condition equations for TWA22 AB were modified to include the photocentric movement. The condition equations are written for each star on each of the N frames considered (including the master frame). These equations relate the measured coordinates to the stellar astrometric parameters:

$$X_0 + \Delta X_0 + \mu_X(t - t_0) + \pi F_X(t) + \alpha Q_\alpha = a_1 x(t) + a_2 y(t) + a_3 \quad (1)$$

$$Y_0 + \Delta Y_0 + \mu_Y(t - t_0) + \pi F_Y(t) + \alpha Q_\delta = b_1 x(t) + b_2 y(t) + b_3 \quad (2)$$

where  $(X_0, Y_0)$  are the known standard coordinate of the star at the central epoch  $t_0$  and  $(x(t), y(t))$  are the measured coordinates on the frame (epoch  $t$ ) that need to be transformed into the master frame system.  $\Delta X_0, \Delta Y_0, \mu_X, \mu_Y, \pi$ , and  $\alpha$  are the unknown stellar astrometric parameters. Both  $\Delta X_0$  and  $\Delta Y_0$  yield corrections of the standard coordinates of the star on the master frame,  $\mu_X$  and  $\mu_Y$  are projected proper motions in right ascension and

**Table 3.** Heliocentric coordinates (X, Y, Z) and Galactic velocities (U, V, W) of TWA22 AB together with mean values for TWA,  $\beta$  Pic and Tuc-Hor.

Name	X	Y	Z	U	V	W	Age	d	
		pc				km/s		Myr	pc
TWA22	3.5 ± 0.2	-17.2 ± 0.2	0.7 ± 0.2	-8.0 ± 0.4	-17.1 ± 2.1	-9.0 ± 0.2	≤ 10(1)	17.5 ± 0.2	
TWA	14.4 ± 8.7	-46.9 ± 5.3	22.5 ± 2.5	-10.0 ± 2.0	-17.6 ± 1.4	-4.8 ± 1.1	8(2)	55 ± 7	
$\beta$ Pic	9.2 ± 28.9	-7.5 ± 13.0	-13.2 ± 6.5	-10.9 ± 1.9	-16.1 ± 1.0	-9.0 ± 1.2	12 (3)	34 ± 14	
Tuc-Hor	14.1 ± 17.7	-19.4 ± 8.0	-34.9 ± 3.5	-9.5 ± 1.7	-20.6 ± 1.7	-0.6 ± 2.6	27 (4)	46 ± 5	

declination,  $\pi$  is the parallax, and  $\alpha$  is a semi-major axis of the photocentric trajectory relative to a barycenter. Coefficients ( $a_i$ ,  $b_i$ ) are unknown frame parameters that describe the transformation to the master frame system, ( $F_\alpha$ ,  $F_\delta$ ) are the parallax factors, and ( $Q_\alpha$ ,  $Q_\delta$ ) are known orbital factors (based on Bonnefoy et al. (2009) orbital data). The unknown coefficient  $\alpha$  is given by  $\alpha = a(R - \beta)$  where  $a$  is the semi-major axis of TWA22 B's orbit around TWA22 A,  $R$  is a fractional mass,  $R = \frac{M_B}{M_A + M_B}$ ,  $\beta$  is the fractional distance of the primary to the photocenter  $\beta = \frac{1}{1 + 10^{-0.4\Delta m}}$  where  $\Delta m$  is the magnitude difference between A and B.

Although it is impossible to include the parameter  $\alpha$  formally as a variable in our equations, we could externally determine its value to correct  $X_0$ ,  $Y_0$  for the orbital motion of photocenter around barycenter. For this, we assumed the mass-luminosity relations as:  $M \propto (L)^{-2.5}$  and used the extrapolated magnitudes in the I-band adapted from Bonnefoy et al. (2009):  $\Delta m_I = 0.46 - 0.87$  mag to determine  $\alpha Q_\alpha$  and  $\alpha Q_\delta$  and correct  $X_0$ ,  $Y_0$  from these quantities. The resulting astrometric parameters for TWA22 AB are then:  $\pi = 56.4 \pm 0.7$  mas,  $\mu_\alpha \cos(\delta) = -178.2 \pm 0.7$  mas/yr, and  $\mu_\delta = -9.4 \pm 0.8$  mas/yr.

We note that the parallax value obtained from this study is within  $1\sigma_\pi$  of the one given in Table 1 where it did not consider the effect of photocenter's periodic movement. On the other hand, we observe a large variation in the proper motion in declination. This suggests that our astrometric data may not cover a long enough time interval to properly account for the 5.144 yr, orbital periodic signal from Bonnefoy et al. (2009). The influence of this signal over 1.2 yr (duration of the observational program of TWA22 AB) is mainly equivalent to an offset of the proper motion in declination. We therefore conservatively stick to the values given in Table 1 as the best fit to our data.

### 2.3. Radial velocity

TWA22 AB was observed with HARPS (Mayor et al. 2003) over 2 years. HARPS is a high-resolution (R=115,000) fibered cross-dispersed echelle spectrograph functioning on the ESO/3.6m telescope. For TWA22 AB ( $V = 13.99$ ), we used 15 min exposures to obtain 60 spectra with SNR ranging from 6 to 10. The standard HARPS reduction pipeline was used to derive radial velocities from the cross-correlation of spectra with a mask for an M2 star. The instrument is generally stable over one night (nightly instrumental drifts  $\leq 1$  m.s<sup>-1</sup>), and we performed a precise nightly wavelength calibration from ThAr spectra (Lovis & Pepe 2007). Out of these measurements, we estimated a heliocentric radial velocity  $V_r = 14.8 \pm 2.1$  km.s<sup>-1</sup> for the system. This radial velocity is likely to be affected by the SB1 status of TWA22 AB. We took the binary nature into account in our uncertainty value by simulating expected amplitudes from the binary orbital motion based on the parameters from Bonnefoy et al. (2009).

## 3. Kinematic analysis

Based on new trigonometric parallax, proper motion, and radial velocity, we re-examine below the membership of TWA22 AB to TWA,  $\beta$  Pic, and Tuc-Hor. Membership in other young, nearby associations was rejected by more evident discrepancies in age, distances, etc.

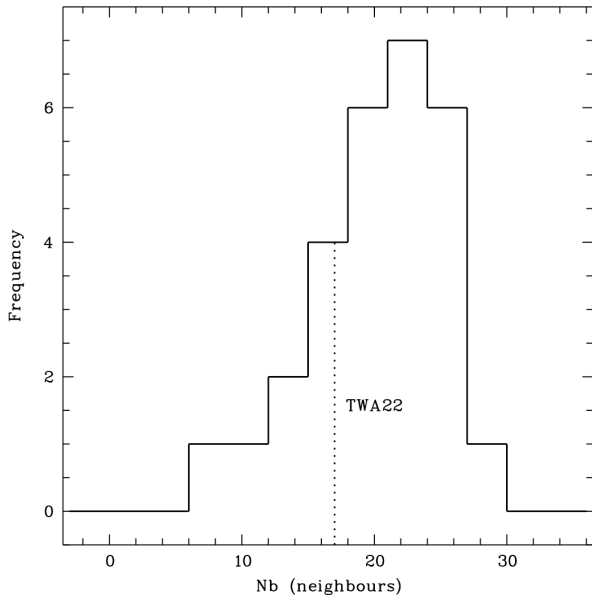
### 3.1. Space motion

To test the membership of TWA22 AB, our first approach is to statistically compare its galactic space motion with the mean UVW values for TWA,  $\beta$  Pic, and Tuc-Hor members. Only stars with known trigonometric parallaxes were considered here because accurate distances are crucial in the UVW calculation. For TWA, our sample set includes TWA 01, TWA 04, TWA 09, and TWA 11 with trigonometric parallaxes from the Hipparcos catalog (ESA 1997) and 2M1207A from Ducourant et al. (2008). Although TWA19 has a Hipparcos parallax, we did not consider it here because Mamajek (2005) classified it as non TWA member. SSSPMJ1102-3431 TWA member (Teixeira et al. 2008) has also been excluded from our study because no radial velocity was available. Their radial velocities were extracted from Table 1 of Mamajek (2005) (Torres et al. 2003 data for TWA 01 and TWA9A; Torres et al. 1995 for TWA4; Reid 2003 for TWA11; and Mohanty et al. 2003 for 2M1207A). For  $\beta$  Pic, we used the list of suggested members by Torres et al. (2006). Astrometric measurements and radial velocities were respectively obtained from the Hipparcos catalog (ESA 1997) and the Table 6 of Torres et al. (2006). Finally, for Tuc-Hor, astrometric measurements and radial velocities were respectively obtained from the Hipparcos catalog (ESA 1997) and Kharchenko et al. (2007) for suggested members by Zuckerman & Song (2004) and Torres et al. (2008). The selection of stars and the original data used in our analysis are presented in Table 4. Calculated mean space motions of TWA,  $\beta$  Pic, and Tuc-Hor are reported in Table 3, together with their spatial heliocentric coordinates and velocities for TWA22 AB. In this Table positive X(U) points to the Galactic center, Y(V) is positive in the direction of Galactic rotation and Z(W) is positive toward the north Galactic pole. Ages are from (1) Song et al. (2003), (2) De la Reza et al. (2006), (3) Ortega et al. (2004), (4) Makarov (2007).

The mean values derived here (Table 3) for TWA,  $\beta$  Pic, and Tuc-Hor are in good agreement with published values: (-11, -18, -5), (-11, -16, -9), and (-11, -21, 0) from Table 7 of Zuckerman & Song (2004) and (-10.5 ± 0.9, -18.0 ± 1.5, -4.9 ± 0.9), (-10.1 ± 2.1, -15.9 ± 0.8, -9.2 ± 1.0), and (-9.9 ± 1.5, -20.9 ± 0.0, -1.4 ± 0.9) from Table 1 of Torres et al. (2008).

Since Hipparcos proper motions were derived from observations covering only a small time interval, we also calculated mean spatial motions of these associations using Tycho-2 proper motions (Hoeg et al. 2000) and we obtained nearly the same re-





**Fig. 2.** Number of  $\beta$  Pic members in a sphere of  $2\sigma$  radius in the UVW space around each member. Sigma is the velocity dispersion for this association.

sults:  $(-10.1, -17.3, -5.0)$ ,  $(-10.8, -16.0, -9.1)$ , and  $(-9.6, -20.8, -0.5)$ , respectively, for TWA,  $\beta$  Pic, and Tuc-Hor.

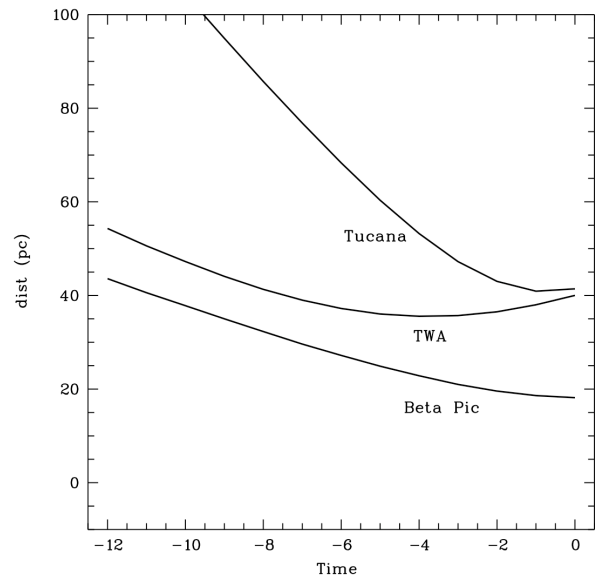
To test the membership of TWA22 AB to TWA,  $\beta$  Pic, and Tuc-Hor, based on its space motion, we applied a  $\chi^2$  test with 3 degrees of freedom using their space motion measurements. We find the probabilities that TWA22 AB space motion be compatible with the mean space motion of  $\beta$  Pic, TWA and Tuc-Hor are 50%, 1% and 0.5% respectively. An alternative approach is to perform a k-NN analysis in the UVW space (implemented by Venables & Ripley 2002, R Development Core Team 2008) where we computed the distance of TWA22 to all members of these associations. Among the k nearest neighbors to TWA22, the fraction of members for a given association gives the membership probability for that group. This k-NN analysis corroborates that TWA22 is more likely a member of  $\beta$  Pic than TWA and Tuc-Hor. Both calculations tend to reject TWA and Tuc-Hor as a host association for TWA22 AB.

Our final approach is to count the number of  $\beta$  Pic, TWA, and Tuc-Hor members (or neighbors) within a sphere of fixed radius in the UVW space, centered at TWA22's value and at each individual member of these associations. Radii are selected proportional to the velocity dispersions of the associations. We found that UVW spatial densities of TWA and Tuc-Hor members around TWA22 are significantly lower than the averaged one found in both associations. In contrary, the UVW spatial density of  $\beta$  Pic members around TWA22 (within  $2\sigma$ ) is similar to the average density in  $\beta$  Pic (see Fig. 2).

Membership probabilities and association member density around TWA22 support a possible membership in the  $\beta$  Pic association. The membership of TWA22 in TWA cannot be firmly evaluated because of the paucity of high-quality kinematic data for most of its members.

### 3.2. Trace-back

Another way to test the membership of TWA22 AB to TWA,  $\beta$  Pic, and Tuc-Hor is to use the trace-back technique to compare the Galactic space position of TWA22 AB and TWA,  $\beta$  Pic,



**Fig. 3.** Distances between TWA22 AB and three moving groups (TWA,  $\beta$  Pictoris, and Tucana-Horologium moving groups) for the past 12 Myrs.

and Tuc-Hor backward in time. To avoid using any uncertain values for the solar peculiar motion (Mihalas & Binney 1981; Dehnen & Binney 1998; Makarov 2007) by transforming heliocentric velocities into LSR velocities, we decided to work in a reference system centered, along time, on TWA22 AB instead. We present, in Figure 3, the distance between TWA22 AB and the center of each association in time. We note that TWA22 is always closer to  $\beta$  Pic than to TWA and Tuc-Hor. Since the mean motions of the associations derived here are in good agreement with values from the literature, the few TWA members considered here may not have seriously affected the result.

## 4. Conclusions

Motivated by the importance of the young, very low-mass astrometric binary TWA22 AB as an important calibration point for stellar theoretical calculations, we measured its precise trigonometric parallax ( $57.0 \pm 0.7$  mas), proper motions ( $-175.8 \pm 0.8$  mas/yr,  $-21.3 \pm 0.8$  mas/yr), and radial velocity ( $V_{rad} = 14.8 \pm 2.1$  km/s). These parameters are fundamentals for determining the physical properties of the tight binary system (Bonney et al. 2009).

Our high-quality astrometric measurements along with HARPS radial velocity measurement allow us to discuss the membership of TWA22 AB to nearby associations. Our kinematical study shows that membership by TWA22 AB in known young, nearby associations can be excluded except for the  $\beta$  Pictoris and TW Hydrae associations. Membership probabilities based on the system space motion or the use of trace-back technique also support possible membership of TWA22 AB in the  $\beta$  Pictoris association. Membership in the TWA cannot be fully excluded because of the current lack of precise parallax measurements for most of its members. Our results are, to some extent, inconclusive about the membership of TWA22 AB in TWA or  $\beta$  Pic, but they are consistent with that from an age analysis. The location of TWA22 AB on a color-magnitude diagram supports its age being about 10 Myr but cannot be determined precisely enough to distinguish from 8 (TWA age) and 12 Myr ( $\beta$  Pic moving group age). Precisely known trigonometric distances

of many more TWA members, an aim of our larger astrometric program of observing all known TWA members, should improve the situation soon.

*Acknowledgements.* We thank Michel Rapaport for helpful comments. We also acknowledge partial financial support from the *Programmes Nationaux de Planétologie et de Physique Stellaire* (PNP & PNPS) (in France), the Brazilian organization FAPESP and CAPES, and the French organization COFECUB.

## References

- Barrado y Navascués D., Stauffer J.R., Song I. & Caillault J.P. 1999, *ApJ*, 520, L123
- Bonnefoy M., Chauvin G., Dumas C., et al. 2009, to be published in *A&A*
- de Bruijne, J. H. J. 1999, *MNRAS*, 306, 381
- Dehnen, W., & Binney, J., J. 1998, *MNRAS*, 298, 387
- Cutri R.M., Skrutskie M.F., Van Dyk S. et al. 2003, *2MASS All Sky Catalog of Point Sources* (Pasadena:IPAC/Caltech)
- De la Reza R., Jilinski E. & Ortega V.G. 2006, *AJ*, 131, 2609-2614
- Ducourant C., Teixeira R., Chauvin G. et al. 2008, *A&A*, 477, L1-L4
- Ducourant C., Teixeira R., Hambly N. et al. 2007, *A&A*, 470, 387-394
- ESA 1997, *HIPPARCOS and Tycho catalogues*, ESA-SP-1200
- Fernández D., Figueras F. & Torra, J. 2008, *A&A*, 480, 735
- Hoeg E., Fabricius C., Makarov V. V. et al. 2000, *A&A*, 363, 385
- Kharchenko N.V., Scholz R.D., Piskunov A.E. et al. 2007, *AN*, 328, 889-896
- Kastner J.H., Zuckerman B., Weintraub D.A. & Forveille T. 1997, *Science*, 277, 67
- Lovis C. & Pepe F. 2007, *A&A*, 468, 1115
- Mamajek E. 2005, *ApJ*, 634, 1385
- Makarov V.V. 2007, *ApJS*, 169, 105
- Mayor M., Pepe F., Queloz D., et al. 2003, *The Messenger*, 114, 20
- Mihalas, D., Binney, J., *Galactic Astronomy, Structure and Kinematics*
- Mohanty S., Jayawardhana R. & Barrado y Navascués 2003, *ApJ*, 593, L109
- Mohanty S., Jayawardhana R., Huélamo N. & Mamajek E. 2007, *ApJ*, 657, 1064
- Ortega V. G., de la Reza R., Jilinski E. & Bazzanella B. 2004, *ApJ*, 609, 243
- Ortega V. G., de la Reza R., Jilinski E. & Bazzanella, B. 2002, *ApJ*, 575L, 75
- Robin A. C., Reyle C., Derriere S. & Picaud S. 2003, *A&A* 409, 523
- R Development Core Team, 2008. R: A language and environment for statistical computing, reference index version 2.6.2, R Foundation for Statistical Computing, Vienna, Austria. ISBN 3-900051-07-0, URL <http://www.R-project.org>.
- Reid, N. 2003, *MNRAS*, 342, 837
- Robin A. C., Reyle C., Derriere S. & Picaud S. 2004, *A&A* 416, 157
- Scholz R. D., McCaughrean M. J., Zinnecker H. & Lodieu N. 2005, *A&A*, 430, L49-L52
- Setiawan J., Henning Th., Launhardt R. et al. 2008, *Nature*, 451, 7174, 38-41
- Sterzik M.F., Pascucci I., Apai D., van der Blik N. & Dullemond C. P. 2004, *A&A*, 427, 245
- Stetson P.B. 1987, *PASP*, 99, 191
- Song I., Schneider G., Zuckerman B. et al. 2006, *ApJ*, 652, 1, 724-729
- Song I., Zuckerman B. & Bessel M.S. 2003, *AJ*, 599, 342
- Teixeira R., Ducourant C., Chauvin G. et al. 2008, *A&A*, 489, 825
- Torres G., Stefanik R.P., Lathan D.W. & Mazeh T. 1995, *ApJ*, 452, 870
- Torres C.A.O., da Silva L., Quast G.R., de la Reza R., & Jilinski E. 2000, *AJ*, 120, 2, 1410
- Torres G., Guenther E.W., Marschall L. A. et al. 2003, *AJ*, 125, 2, 825-841
- Torres C. A. O., Quast G. R., da Silva L. et al., 2006, *A&A*, 460, 695
- Torres C.A.O., Quast G.R., Melo C.H.F. & Sterzik M.F. 2008, arXiv:0808.3362
- Venables W. N. & Ripley B. D. 2002, *Modern Applied Statistics with S*. Fourth Edition. Springer, New York. ISBN 0-387-95457-0
- Van de Kamp P., 1967, *Principle of Astrometry*, Ed. R. A. Rosenbaum, G. Philip Johnson
- Webb R. A., Zuckerman B., Platais I. et al. 1999, *ApJ*, 512, L63
- Zuckerman B. & Webb, R.A. 2000, *ApJ*, 535, 959
- Zuckerman B. & Song I. 2004, *ARA&A*, 42, 685

**Table 4.** Original data for  $\beta$  Pictoris, TWA and Tucana/Horologium members used in our kinematical analysis from ESA 1997, Mamajek (2005), Torres et al. (2006) and Ducourant et al. (2008) together with the derived heliocentric spatial coordinates and velocities derived in this work.

ident	alpha (hms)	delta ( $^{\circ}$ ''')	V mag	$\pi$ (mas)	$\mu_{\alpha} \cos(\delta)$ (mas/yr)	$\mu_{\delta}$	Vr (Km/s)	X	Y (pc)	Z	U	V (Km/s)	W
HIP10679	02 17 24.68	+28 44 31.0	7.75	29.40±5.39	98.15±6.96	-67.41±5.77	5.0±0.4	-24.0	16.9	-17.2	-12.6± 1.9	-14.0± 3.2	-6.0± 1.1
HD 14082	02 17 25.23	+28 44 42.8	6.99	25.37±2.84	94.34±3.00	-72.17±2.83	4.6±0.3	-27.8	19.6	-20.0	-13.2± 1.2	-16.9± 2.2	-7.3± 0.7
AG Tri	02 27 29.20	+30 58 25.2	10.12	23.66±2.04	79.50±2.26	-70.09±1.54	7.0±1.1	-31.1	20.9	-19.5	-14.0± 1.2	-15.0± 1.7	-8.8± 0.8
BD+05 378	02 41 25.84	+05 59 18.9	10.28	24.67±2.41	82.32±4.30	-55.14±2.72	10.0±0.0	-26.5	6.7	-29.9	-12.1± 0.8	-16.5± 1.9	-6.6± 0.4
HD 29391	04 37 36.11	-02 28 24.2	5.22	33.60±0.91	43.32±0.81	-64.23±0.61	21.0±0.0	-24.3	-8.2	-15.2	-14.0± 0.1	-16.2± 0.3	-10.1± 0.1
GJ 3305*	04 37 36.11	-02 28 24.2	5.22	33.60±0.91	43.32±0.81	-64.23±0.61	20.1±0.0	-24.3	-8.2	-15.2	-13.2± 0.1	-16.0± 0.3	-9.6± 0.1
V1005 Ori	04 59 34.81	+01 47 01.5	10.05	37.50±2.56	37.15±2.18	-93.94±1.48	18.7±0.0	-23.3	-7.4	-10.7	-11.7± 0.3	-16.9± 0.8	-9.4± 0.3
CD-57 1054	05 00 47.09	-57 15 26.1	10.02	38.08±1.07	35.64±1.09	72.80±0.98	19.4±0.3	-1.5	-20.8	-15.9	-10.8± 0.3	-16.7± 0.3	-9.2± 0.2
HIP23418	05 01 58.79	+09 58 59.9	11.45	31.20±8.56	17.18±8.75	-81.96±5.42	17.3±0.0	-29.8	-5.5	-10.4	-12.4± 1.1	-14.4± 3.3	-10.0± 1.7
HD 35850	05 27 04.75	-11 54 03.0	6.30	37.26±0.84	17.19±0.69	-49.30±0.64	22.8±0.0	-20.2	-13.8	-10.9	-13.2± 0.1	-17.1± 0.1	-9.9± 0.1
Beta Pic	05 47 17.08	-51 04 00.2	3.85	51.87±0.51	4.65±0.53	81.96±0.61	20.2±0.4	-3.3	-16.3	-9.8	-10.9± 0.1	-16.2± 0.3	-9.2± 0.2
AO Men	06 18 28.22	-72 02 42.1	9.95	25.99±1.02	-8.14±0.98	71.42±1.15	16.3±0.0	7.4	-33.1	-18.2	-9.7± 0.5	-16.3± 0.1	-8.8± 0.2
HD 139084B	15 38 57.60	-57 42 26.4	8.14	25.15±1.09	-52.87±1.11	-105.99±1.03	0.1±2.0	32.1	-23.5	-1.3	-11.9± 1.7	-15.9± 1.4	-10.1± 0.5
V343 Nor*	15 38 57.60	-57 42 26.4	8.14	25.15±1.09	-52.87±1.11	-105.99±1.03	4.2±1.4	32.1	-23.5	-1.3	-8.6± 1.2	-18.3± 1.1	-10.3± 0.5
V824 Ara	17 17 25.54	-66 57 02.5	6.87	31.83±0.74	-21.84±0.58	-136.47±0.64	5.9±0.0	24.7	-17.3	-8.8	-8.1± 0.3	-17.5± 0.3	-9.3± 0.2
HD 155555C*	17 17 25.54	-66 57 02.5	6.87	31.83±0.74	-21.84±0.58	-136.47±0.64	2.7±1.8	24.7	-17.3	-8.8	-10.6± 1.4	-15.8± 1.1	-8.4± 0.5
HD 164249	18 03 03.41	-51 38 55.7	7.01	21.34±0.86	3.46±0.86	-86.46±0.56	0.5±0.4	43.2	-14.3	-11.3	-7.0± 0.5	-15.5± 0.6	-9.0± 0.4
HD 164249B*	18 03 03.41	-51 38 55.7	7.01	21.34±0.86	3.46±0.86	-86.46±0.56	-2.4±1.3	43.2	-14.3	-11.3	-9.6± 1.2	-14.6± 0.7	-8.3± 0.5
HD 168210	18 19 52.21	-29 16 32.4	8.72	13.25±1.41	2.84±1.83	-47.16±1.17	-7.0±2.6	74.8	4.4	-8.8	-7.1± 2.6	-15.0± 1.6	-7.8± 1.1
HD 172555	18 45 26.86	-64 52 15.2	4.78	34.21±0.68	32.67±0.51	-148.72±0.45	3.8±0.0	23.3	-13.1	-11.8	-9.5± 0.3	-16.4± 0.3	-10.0± 0.2
CD-64 1208*	18 45 26.86	-64 52 15.2	4.78	34.21±0.68	32.67±0.51	-148.72±0.45	1.0±3.0	23.3	-13.1	-11.8	-11.8± 2.4	-15.1± 1.4	-8.9± 1.2
PZ Tel	18 53 05.86	-50 10 49.1	8.43	20.14±1.18	16.64±1.32	-83.58±0.87	-3.4±0.7	45.1	-11.1	-17.6	-10.6± 0.8	-15.4± 1.0	-7.9± 0.7
Eta Tel	19 22 51.18	-54 25 25.4	5.03	20.98±0.68	25.57±0.75	-83.03±0.49	0.0±0.0	40.9	-12.6	-21.1	-9.0± 0.3	-15.4± 0.5	-8.2± 0.3
HD 181327	19 22 58.92	-54 32 16.3	7.04	19.77±0.81	23.84±0.89	-81.77±0.57	-0.7±0.0	43.3	-13.4	-22.4	-9.9± 0.4	-16.0± 0.7	-8.0± 0.4
AT MicN	20 41 50.97	-32 26 03.6	10.27	97.80±4.65	269.32±6.55	-365.69±4.65	-4.5±0.0	8.1	1.6	-6.1	-10.2± 0.4	-17.0± 0.8	-10.5± 0.7
AT MicS	20 41 50.97	-32 26 03.6	10.27	97.80±4.65	269.32±6.55	-365.69±4.65	-5.2±0.0	8.1	1.6	-6.1	-10.8± 0.4	-17.1± 0.8	-10.1± 0.7
AU Mic	20 45 09.34	-31 20 24.1	8.81	100.59±1.35	280.37±1.58	-360.09±0.98	-6.0±1.7	7.8	1.7	-6.0	-11.3± 1.3	-16.7± 0.4	-9.6± 1.0
WW PsA	22 44 57.84	-33 15 00.7	11.70	42.35±3.37	183.12±2.50	-118.87±2.21	2.2±0.0	10.8	2.4	-20.9	-12.6± 1.1	-17.9± 1.5	-11.1± 0.7
TWA01	11 01 51.95	-34 42 16.9	10.92	17.72±2.21	-66.90±1.78	-12.36±1.42	12.7±0.2	7.8	-51.4	22.0	-12.0± 1.8	-18.0± 0.8	-5.1± 1.3
TWA04	11 22 05.34	-24 46 39.5	8.89	21.43±2.86	-85.45±1.89	-33.37±2.12	9.3±1.0	5.7	-38.4	26.0	-11.8± 1.8	-17.7± 1.6	-6.8± 1.7
TWA09A	11 48 24.26	-37 28 49.0	11.13	19.87±2.38	-54.10±2.12	-19.97±1.54	9.5±0.4	15.2	-43.5	20.2	-6.6± 1.2	-14.9± 0.9	-3.5± 1.0
TWA11	12 36 01.07	-39 52 10.0	5.78	14.91±0.75	-55.92±0.70	-24.00±0.52	6.9±1.0	30.6	-53.7	26.1	-10.1± 0.8	-17.0± 1.0	-5.4± 0.6
2M1207	12 07 33.46	-39 32 53.9	20.15	19.10±0.40	-64.20±0.40	-22.60±0.40	11.2±2.0	19.5	-44.2	20.1	-7.9± 0.8	-18.3± 1.7	-3.5± 0.8
HIP490	00 05 52.47	-41 45 10.4	7.51	24.85±0.92	97.62±0.59	-76.40±0.73	1.6±1.3	10.6	-5.5	-38.4	-9.8± 0.5	-21.5± 0.8	-1.3± 1.2
HIP1113	00 13 52.83	-74 41 17.4	8.76	22.86±0.87	84.14±0.81	-47.52±0.78	8.8±0.2	19.2	-26.1	-29.4	-9.0± 0.5	-19.9± 0.6	-1.3± 0.3
HIP1481	00 18 26.01	-63 28 38.5	7.46	24.42±0.68	90.37±0.60	-58.98±0.67	6.6±0.3	15.4	-19.0	-32.8	-9.0± 0.4	-20.0± 0.5	-0.8± 0.3

ident	alpha (hms)	delta ( $^{\circ}$ ''')	V mag	$\pi$ (mas)	$\mu_{\alpha}\cos(\delta)$ (mas/yr)	$\mu_{\delta}$	V <sub>r</sub> (Km/s)	X	Y (pc)	Z	U	V (Km/s)	W
HIP2484	00 31 32.56	-62 57 29.1	4.36	23.35±0.52	82.48±0.42	-54.37±0.47	14.0±3.0	15.1	-20.2	-34.7	-5.3± 1.1	-23.1± 1.5	-6.2± 2.4
HIP2487	00 31 33.36	-62 57 55.6	4.53	18.95±4.35	87.95±4.06	-45.79±3.96	9.8±0.0	18.6	-24.8	-42.7	-11.1± 3.5	-24.1± 4.6	-3.0± 1.3
HIP2578	00 32 43.79	-63 01 53.0	5.07	21.52±0.49	86.15±0.39	-49.85±0.46	5.0±1.2	16.3	-22.0	-37.6	-10.4± 0.5	-19.9± 0.7	1.0± 1.0
HIP2729	00 34 51.09	-61 54 57.7	9.56	21.78±1.01	87.33±0.89	-53.14±0.96	-1.0±3.0	15.6	-21.2	-37.7	-12.1± 1.2	-17.7± 1.6	6.2± 2.5
HIP9141	01 57 48.91	-21 54 04.9	8.07	23.61±1.03	103.86±0.98	-50.89±0.75	5.7±0.3	-11.1	-3.5	-40.7	-10.4± 0.4	-21.5± 0.9	-1.3± 0.3
HIP12394	02 39 35.22	-68 16 01.0	4.12	21.27±0.50	87.40±0.42	0.56±0.50	6.4±2.2	10.6	-31.0	-33.7	-11.0± 0.6	-17.0± 1.5	3.2± 1.6
HIP16853	03 36 53.32	-49 57 28.9	7.62	24.00±0.66	89.96±0.66	1.82±0.70	14.4±0.9	-4.4	-25.8	-32.5	-10.1± 0.3	-20.5± 0.6	-0.8± 0.8
HIP21965	04 43 17.17	-23 37 41.9	7.12	17.17±1.24	50.00±0.81	-13.28±0.93	19.3±2.9	-33.7	-31.2	-35.8	-11.5± 1.7	-20.9± 1.7	-2.3± 1.9
HIP100751	20 25 38.85	-56 44 05.6	1.94	17.80±0.70	7.71±0.58	-86.15±0.45	2.0±3.0	43.4	-15.0	-32.4	-6.4± 2.3	-22.2± 1.2	-1.7± 1.7
HIP105388	21 20 49.93	-53 02 02.3	8.65	21.81±1.17	30.00±1.16	-94.36±0.60	-1.6±0.2	32.0	-9.0	-31.6	-8.2± 0.4	-20.0± 1.1	-0.3± 0.2
HIP107947	21 52 09.67	-62 03 07.7	7.22	22.18±0.80	43.57±0.47	-91.84±0.49	1.4±0.6	28.1	-15.9	-31.5	-9.1± 0.5	-19.8± 0.7	-0.1± 0.4
HIP108195	21 55 11.34	-61 53 11.0	5.92	21.49±0.67	43.53±0.38	-90.56±0.42	1.0±3.0	28.8	-16.3	-32.7	-9.4± 1.9	-20.1± 1.2	0.3± 2.1
HIP116748	23 39 39.35	-69 11 44.1	8.17	21.64±1.32	79.04±1.15	-67.11±1.20	7.4±0.2	21.3	-23.5	-33.6	-9.5± 0.8	-21.9± 1.1	-0.9± 0.4

### 5.3 Conclusion

Le système TWA22 offre une nouvelle opportunité de calibrer les prédictions des modèles évolutifs. L'étude que j'ai menée à l'aide d'observations à haute résolution angulaire montre que le système est composé de deux naines M6. L'étude cinématique du système (Teixeira et al. 2009) semble pointer une appartenance aux associations jeunes TW Hydrae ou Beta Pictoris. A l'âge de ces associations (8–12 Myr), les modèles évolutifs sous-estiment la masse totale du système d'un facteur 2. Mais la nouvelle analyse spectroscopique détaillée dans la partie 4.2.4 montre au contraire que le système semble plus âgé que 20 Myr.

L'âge du système doit être raffiné pour pouvoir conclure définitivement sur la validité des prédictions des modèles évolutifs. Dans cette perspective, de nouvelles études cinématiques peuvent être conduites à partir (i) de nouvelles mesures de parallaxes trigonométriques pour les membres des associations considérées (ii) de nouveaux membres identifiés (Looper et al. 2007; Kastner et al. 2008; Lépine & Simon 2009; Rice et al. 2010b).

Cette étude montre avant tout la difficulté pour atteindre une caractérisation complète d'un système, et en particulier connaître son âge. L'étude de la naine brune AB Dor C a d'ailleurs été aussi confrontée à ce problème (Boccaletti et al. 2008). Notons cependant que l'étude de la binaire AB Dor Bab (suivi orbital en cours sur NaCo auquel je ne suis pas associé) pourrait apporter de nouvelles contraintes sur l'âge du système.

Enfin, aucun calibrateur dynamique n'existe pour l'instant dans le domaine des masses planétaires.  $\beta$  Pictoris b pourrait en quelques années fournir une mesure de masse dynamique en combinant les mesures de vitesses radiales (VR) de l'étoile à l'inclinaison de l'orbite déterminée par l'imagerie. Mais cela suppose que l'activité de l'étoile ne limite pas les mesures de VR. Dans un avenir proche (2011-2014), il est très probable que les instruments SPHERE et GPI puis JWST identifient de nouveaux objets pour mener des études similaires à celle conduite ici.

# Conclusions et perspectives

Ce manuscrit présente le travail de thèse que j'ai mené ces trois dernières années pour découvrir et caractériser des compagnons de faible masse dans le but d'étudier leurs propriétés physiques et chimiques, et de comprendre leurs mécanismes de formation et d'évolution. Ce travail se compose de deux parties principales présentant par ailleurs deux techniques observationnelles que j'ai pu exploiter au cours de ma thèse : l'imagerie et la spectroscopie.

Je me suis intéressé dans un premier temps à l'imagerie à haut contraste et à haute résolution angulaire de l'environnement proche d'étoiles jeunes. J'ai présenté une chaîne de réduction que j'ai développée pour traiter des données d'imagerie angulaire différentielle provenant de l'instrument NaCo. Cette chaîne de réduction est complétée par des outils d'analyse mis en place pour extraire la photométrie et l'astrométrie de sources très proches de l'étoile sans être limité par les biais introduits par la technique d'observation. Les données recueillies lors de plusieurs campagnes d'observations m'ont aussi permis d'identifier une série d'anomalies reliées à l'instrument. J'ai su tirer partie de ces anomalies pour améliorer les performances de détections dans mes données.

L'expérience développée en imagerie angulaire différentielle m'a naturellement conduit à participer à des campagnes d'observations pour tenter de re-détecter le compagnon de masse planétaire  $\beta$  Pictoris b. Les outils développés ont permis de confirmer la présence du compagnon dans l'infrarouge thermique à partir d'observations acquises fin 2009. J'ai utilisé ces outils sur des données en bande  $K_s$  pour confirmer une nouvelle fois la nature physique du compagnon, sa masse, et dériver une estimation de sa température effective.  $\beta$  Pictoris b apporte la preuve directe que les planètes géantes se forment à l'intérieur de disques circumstellaires en moins de 10 millions d'années. A une séparation de 8–15 UA, cette planète est la plus proche de son étoile de toutes celles détectées par imagerie jusqu'à présent. Elle pourrait s'être formée par les mécanismes d'accrétion sur un coeur rocheux. Nos travaux montrent toutefois que les modèles évolutifs qui partent de cette hypothèse de formation se trompent de plusieurs ordres de magnitude dans leur prédiction de la relation masse-luminosité. Enfin ce résultat conforte les études antérieures prédisant la présence d'une planète géante responsable des structures observées au sein du disque circumstellaire de Beta Pictoris.

Les futurs travaux consacrés à l'étude de ce compagnon vont se focaliser sur la détermination de son orbite, de ses propriétés physiques et chimiques (estimation précise de la température effective, de la gravité de surface, de sa métallicité) et des interactions avec le disque de l'étoile. Cela nécessitera l'obtention de spectres et de nouveaux points photométriques. Mais ces mesures sont complexes, du fait de la séparation et du contraste du compagnon. Si les paramètres orbitaux sont suffisamment contraignants, la masse dynamique du compagnon pourrait être déterminée. Cette masse apporterait la première calibration des modèles évolutifs dans le domaine des masses planétaires à des âges si jeunes.

$\beta$  Pictoris est un bon exemple du type de sources qui seront détectées avec l'instrument SPHERE. Ces travaux montrent que la détection et la confirmation d'un compagnon de faible masse à une telle séparation et un tel contraste nécessitent du temps et une bonne connaissance des effets systématiques de l'instrument.

La deuxième partie de mon travail est centrée sur la construction d'une bibliothèque spectrale à moyenne résolution ( $R \sim 1500-2000$ ) dans le proche infrarouge ( $1.1-2.5 \mu\text{m}$ ) d'objets jeunes, isolés ou compagnon de faible masse, à l'aide du spectrographe intégral de champ SINFONI. Mon travail a débuté par une prise en main des outils de réduction associés. L'expérience gagnée m'a permis d'identifier un ensemble d'artéfacts introduits par l'instrument et lors de la réduction. J'ai apporté dans la majorité des cas un ensemble de solutions (ajustement de la stratégie d'observation, traitements numériques) pour s'en affranchir. J'ai enfin mis en place deux algorithmes, qui utilisent le couplage de l'information spatiale et spectrale, pour extraire les spectres de sources lumineuses proches.

L'analyse empirique des spectres démontre que notre échantillon initial est composé de naines M8–L0 jeunes. Les spectres ont été comparés aux dernières librairies de spectres synthétiques pour estimer leur température effective et leur gravité de surface correspondantes. La comparaison montre que les modèles d'atmosphères, qui incorporent désormais un modèle de nuage détaillé, donnent une meilleure représentation des spectres des objets jeunes dans le proche infrarouge. Ces modèles peuvent toutefois être améliorés en complétant les listes d'opacité moléculaire de FeH. Les températures estimées des objets les plus tardifs (M9.5–L0) sont systématiquement inférieures à celles attendues pour des objets du champ de même type spectral. Ce désaccord apparent pourrait provenir des spectres synthétiques ou d'excès de flux dû à du matériel circumstellaire. Mais il est tout aussi probable qu'il soit relié à un biais dans la classification spectrale des objets jeunes et tardifs. Enfin, les estimations de températures effectives ont permis de dériver les masses et les rayons des sources. Elles confirment que DH Tau b est un compagnon de masse planétaire. Les rayons des sources jeunes et tardives apparaissent plus importants que ceux prédits par les modèles évolutifs. Une analyse approfondie de la distribution spectrale d'énergie des sources est dorénavant nécessaire pour le confirmer.

Cette bibliothèque de spectres peut désormais être utilisée pour caractériser d'autres objets de faibles masses. Elle est particulièrement intéressante pour identifier des nouveaux membres de faible masse des amas et compléter leur fonction de masse initiale. Elle peut aussi être utilisée pour caractériser de nouveaux compagnons naines brunes et planètes détectés avec la génération actuelle d'instruments (NaCo, HiCIAO, NIRI, NICI) et bientôt avec ceux munis d'optiques adaptatives extrêmes (GPI et SPHERE).

Je souhaite dans les deux prochaines années étendre ces travaux en utilisant des spectres provenant de l'instrument ISAAC (programme 085.C-0676 en cours). J'aimerais aussi tirer profit de l'expérience gagnée sur SINFONI pour caractériser certains systèmes serrés à faible rapport de flux découverts récemment (2M0441, SDSS J2249, FU Tau B, PZ Tel B par exemple). À mes yeux, il est nécessaire de caractériser d'avantage d'objets jeunes et froids sur une large gamme de longueur d'onde pour avoir une idée claire des effets de la gravité de surface et de la métallicité sur la physique et la chimie atmosphérique. De nouvelles librairies d'objets tardifs jeunes (plus tardifs que L0) sont aussi nécessaires pour tester la cohérence d'une classification empirique qui tienne compte des effets de gravité.

Durant la première année de la thèse, je me suis aussi intéressé à la binaire de faible masse serrée TWA 22. Après avoir mesuré la masse dynamique du système, j'ai extrait et analysé les spectres de chacune des composantes. TWA 22 pourrait être un nouveau calibre dynamique pour les modèles d'évolution des objets de faible masse. À un âge de 8 millions d'années, les modèles sous-estiment la masse du système d'un facteur 2. Mais cette conclusion peut être remise en cause si TWA 22 est plus âgé. Il serait donc intéressant de mener une nouvelle étude cinématique en incluant les nouveaux membres des associations jeunes découverts récemment pour le contraindre d'avantage. On peut aussi espérer étudier la distribution spectrale d'énergie du système pour détecter d'éventuels excès de flux dû à du matériel circumstellaire. Enfin, les spectres visibles et proches infrarouges pourraient être ajustés simultanément par des spectres

---

synthétiques dont l'échantillonnage en gravité de surface est très faible (0.1 dex) pour tenter de contraindre davantage la gravité de surface.

Pour conclure, cette thèse a été pour moi une accumulation d'expériences enrichissantes. D'une part, elle l'a été à travers l'encadrement dont j'ai bénéficié ainsi que des collaborations auxquelles j'ai été convié et que j'ai développées, d'autre part grâce aux conférences (Cool Stars XV en 2008, Tübingen en 2009) et écoles auxquelles j'ai participé (Les Houches en 2008, NEON-3D en 2008, Sagan Exoplanet Workshop en 2010). La préparation des demandes de temps et les quatre missions d'observations que j'ai effectuées m'ont permis d'avoir une expérience sur de multiples instruments (NaCo, HARPS, ISAAC, CRIRES, SINFONI). Enfin, les vacances d'enseignement que j'ai effectuées en mathématique et en astrophysique auront été pour moi une véritable expérience positive que j'aimerais poursuivre par la suite.

Les travaux présentés ici s'inscrivent dans un contexte en pleine effervescence. Plusieurs relevés sont en cours avec les instruments NICI, NaCo et HiCiao pour tenter de détecter des compagnons de faible masse. Dans moins de deux ans, les instruments GPI, SPHERE arriveront sur le ciel austral avec des performances de détection accrues. Sans compter l'arrivée à l'horizon 2020 des instruments EPICS (Kasper & Beuzit 2010) sur l'European Extremely Large Telescope (42 m) et PFI (Macintosh 2007) sur le Thirty Meter Telescope (30 m). La première vague d'instruments devraient permettre d'établir une statistique sur les propriétés orbitales des planètes joviennes, leur multiplicité, le lien avec la masse de leur étoile hôte qui contraindra les modèles de formation des planètes à large séparation. Dans le cadre de cette recherche, les modèles évolutifs devraient être contraints à différentes masses et différents âges par de nouvelles mesures de masses dynamiques. Les instruments sur les télescopes de la classe des 30 m devraient permettre de descendre dans le domaine des masses neptuniennes. Il ne fait donc aucun doute que ces instruments placeront notre système solaire dans une nouvelle perspective. Notons pour conclure que tous ces instruments seront équipés de spectrographes intégral de champ. Moyennant une bonne connaissance de leurs effets systématiques, ils devraient révolutionner notre connaissance des processus physiques et chimiques à l'œuvre dans les atmosphères ultra-froides et faire le lien avec les atmosphères des planètes géantes du système solaire.





## Annexe A

# Modèles d'atmosphère utilisés pour le travail de thèse

### A.1 AMES-DUSTY

Les modèles AMES-DUSTY (Allard et al. 2001) utilisent le code de transfert radiatif PHOENIX. Il fonctionne en géométrie plan-parallèle (1D) qui suppose une distribution des nuages homogène à la surface des objets. L'équation de l'équilibre chimique est résolue pour 40 éléments chimiques (ions et atomes), 600 molécules, 1000 liquides et cristaux différents. Le transfert radiatif prend en compte la diffusion et l'absorption des grains (qui nécessite de connaître leur indice de réfraction). Pour cela, les grains suivent une *distribution de taille interstellaire*, sont de *composition homogène* et sont de forme sphérique. Les mouvements convectifs présents dans la photosphère sont modélisés selon la théorie de la longueur de mélange (Mihalas 1978; Ludwig et al. 1999) qui nécessite le choix d'un critère  $\alpha$  fixé à 1 ici.

Parmi toutes les opacités incluses dans les modèles, celles de l'eau influencent profondément le spectre des naines M et L dans le proche infrarouge. Les modèles utilisent donc la liste d'opacité de l'eau NASA AMES qui est plus complète que la liste utilisée pour la bibliothèque NEXTGEN. En revanche, les listes d'opacités de FeH aussi importantes dans cet intervalle de longueur d'onde ne tient naturellement pas compte des mises à jour de Wallace & Hinkle (2001), Cushing et al. (2003) et (Dulick et al. 2003).

Ces modèles expliquent la majorité des raies présentes dans les spectres proche infrarouge des naines M tardives et des naines L. En dessous de 2600 K, les grains de perovskite ( $\text{CaTiO}_3$ ) se forment et causent la disparition progressive de TiO qui absorbe majoritairement dans l'optique. A 2000 K, VO est utilisé pour former les grains. A 1800 K, les grains ont envahi toute la photosphère et expliquent l'absence (par déplétion là aussi) des absorptions de FeH dans les spectres de naines du champ plus tardives que L5 (Cushing et al. 2005). Le potassium est faiblement affecté par les effets de déplétions (raies d'absorptions observées jusque dans le spectre de naines T5).

### A.2 AMES-GAIA

Les modèles AMES-GAIA (Brott & Hauschildt 2005) couvrent un espace de paramètre étendu ( $2000 \text{ K} \leq T_{\text{eff}} \leq 10000 \text{ K}$ ;  $-0.5 \text{ dex} \leq \log(g) \leq 5.5 \text{ dex}$ ;  $-3.5 \text{ dex} \leq Z/H \leq +0.5 \text{ dex}$ ).

Ils se basent sur une version mise à jour du code de transfert radiatif PHOENIX. Les listes de raies de l'eau sont compilées à partir de la base de données AMES. En dessous de 2700 K, les modèles prennent en compte la formation des grains et leur sédimentation immédiate. Enfin, les modèles traitent les phénomènes convectifs en utilisant un paramètre  $\alpha = 2$  plus réaliste (Ludwig 2003; Ludwig et al. 2006).

### A.3 BT-SETTL

Les modèles BT-SETTL08 et BT-SETTL10 utilisent la version 15 du code PHOENIX pour traiter le transport radiatif. Le code incorpore entre autre des listes d'opacités de l'eau mises à jour (Barber et al. 2006)<sup>26</sup>. L'équation de l'équilibre chimique est modifiée pour prendre en compte les effets de sédimentation des grains (Allard et al. 2003). F. Allard a construit un modèle de nuage de poussière détaillé (Allard et al. 2003, 2007, Allard et al. 2010, in prep) qui prend en compte la formation, le transport puis la sédimentation des grains.

Dans le modèle de nuage, 43 types de grains (solides) peuvent se former (ce qui en fait le modèle avec la plus grande quantité de grains différents). Le modèle forme les grains en équilibre chimique avec le gaz dans l'atmosphère profonde jusqu'à la base des nuages. Les grains et le gaz sont alors transportés par convection au dessus de la base du nuage puis retombent sous l'effet de la gravité. La taille des grains *de composition homogène* et leur fraction est dérivée à différentes altitudes dans le nuage en comparant les temps caractéristiques de mélange turbulent au temps de condensation, de coalescence, de sédimentation des grains. Si la croissance des grains est plus rapide que le temps de mélange, la zone de formation des grains est déplétée en gaz, et l'efficacité de formation va diminuer. Dans le cas opposé, la formation des grains est limitée par l'apport de matériel frais provenant des couches internes de l'atmosphère. Après avoir formé une première génération de grains, l'opération est répétée, sans prendre en compte la fraction de grains formés dans l'équilibre chimique, jusqu'à ce que la fraction de grains ne varie plus. Seule cette fraction finale est alors prise en compte dans le transfert radiatif. Le mélange turbulent de matière radiale est traité d'après les résultats de simulations hydrodynamiques de Freytag et al. (2010) qui étendent les travaux de Ludwig (2003); Ludwig et al. (2006) jusque dans le domaine de température des naines brunes.

La version 2008 des modèles utilise les abondances solaires de Grevesse et al. (1993)<sup>27</sup> tandis que la version de 2010 utilise celles de Asplund et al. (2009).

La grille de spectre la plus récente (BT-SETTL10) couvre l'intervalle de température entre 400 et 100 000 K (incrément de 100 K), un intervalle de gravité de surface de 3.5 à 5.5 dex (avec un pas de 0.5 dex) pour des métallicités de +0.3, 0.0, -0.5, -1 et -1.5 dex.

### A.4 DRIFT-PHOENIX

Les modèles DRIFT-PHOENIX (Helling et al. 2008b) associent au code de transfert radiatif PHOENIX un modèle de nuage qui décrit la formation des poussières hors équilibre chimique (DRIFT, Woitke & Helling 2003, 2004; Helling et al. 2004; Helling & Woitke 2006). Le modèle est fondamentalement différent de BT-SETTL10 sur deux points. Premièrement, il suit la formation d'un ensemble de grains en partant du *haut* de la photosphère. Les grains sont formés de manière continue à partir d'un mélange de gaz homogène, puis sédimentent et s'évaporent. Deuxièmement, les modèles décrivent *cinématiquement* la formation des grains par nucléation, puis leur croissance, évaporation, sédimentation hors équilibre de phase, la déplétion des éléments induite, et les réactions à la surface des grains. Les modèles possèdent en revanche moins d'espèces chimiques (~2 fois moins d'éléments et de composants en phases gazeuses que BT-SETTL10), en particulier moins de types de solides différents (7). Les modèles supposent les abondances solaires de Grevesse et al. (1993).

La version de la grille qui m'a été fournie s'étend de 1500 à 3000 K en température effective (avec des incréments de 100 K), de 3.5 à 6.0 en  $\log(g)$ , et de -0.5 dex à +0.5 en métallicité.

<sup>26</sup>Pour cette raison, la dénomination des modèles inclue le préfixe "BT".

<sup>27</sup>Les modèles n'utilisent pas les abondances plus récentes de Asplund et al. (2005) qui sont sujettes à débats.





## Annexe B

# Traitement des données en mode suivi de champ

On part d'une image de l'étoile de référence et d'une image de notre objet. Pour supprimer le flux de l'objet, il est nécessaire de placer l'étoile de référence à la même position, puis de trouver le rapport de flux entre les deux objets. Lorsque les coeurs des sources sont saturés, ces deux opérations deviennent sensibles aux asymétries du halo de flux au moment des observations. C'est le cas pour  $\beta$  Pictoris.

Pour parvenir à une soustraction optimale du flux de l'objet, j'ai donc adopté la méthode suivante :

- Le décalage approximatif (précision estimée de 0.01 à 1 pixel) entre l'objet et la référence est retrouvé en ajustant une fonction de Moffat. Les pixels saturés ne sont pas pris en compte lors de l'ajustement. L'image de la source de référence est alors translatée à la position de l'objet.
- On cherche la relation linéaire entre le flux des pixels de l'image de l'objet et ceux de l'image de l'étoile de référence contenus dans une couronne de rayon interne  $R_{in}$  et de rayon externe  $R_{out}$  centrée sur l'objet.
- On ajuste la position de l'étoile de référence par rapport à l'objet en maximisant le facteur de corrélation des flux dans la couronne.

Le choix de  $R_{in}$  et  $R_{out}$  délimite la zone de soustraction optimale des résidus.



# Bibliographie

- Abuter, R., Schreiber, J., Eisenhauer, F., et al. 2006, *New Astronomy Review*, 50, 398
- Alibert, Y., Mordasini, C., & Benz, W. 2004, *A&A* , 417, L25
- Alibert, Y., Mordasini, C., Benz, W., & Winisdoerffer, C. 2005, *A&A* , 434, 343
- Allard, F. 1990, PhD thesis, PhD thesis. Ruprecht Karls Univ. Heidelberg, (1990)
- Allard, F., Allard, N. F., Homeier, D., et al. 2007, *A&A* , 474, L21
- Allard, F., Guillot, T., Ludwig, H., et al. 2003, in *IAU Symposium*, Vol. 211, *Brown Dwarfs*, ed. E. Martín, 325–+
- Allard, F. & Hauschildt, P. H. 1995, *ApJ* , 445, 433
- Allard, F., Hauschildt, P. H., Alexander, D. R., Tamanai, A., & Schweitzer, A. 2001, *ApJ* , 556, 357
- Allard, F., Homeier, D., & Freytag, B. 2010, *ArXiv e-prints*
- Allers, K. N., Jaffe, D. T., Luhman, K. L., et al. 2007, *ApJ* , 657, 511
- Allers, K. N., Liu, M. C., Dupuy, T. J., & Cushing, M. C. 2010, *ApJ* , 715, 561
- Allers, K. N., Liu, M. C., Shkolnik, E., et al. 2009, *ApJ* , 697, 824
- Allington-Smith, J., Murray, G., Content, R., et al. 2002, *Publ. of the Astron. Soc. Pac.*, 114, 892
- Allington-Smith, J. R., Content, R., Haynes, R., & Lewis, I. J. 1997, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 2871, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, ed. A. L. Ardeberg, 1284–1294
- Ammler-von Eiff, M. & Guenther, E. W. 2009, *A&A* , 508, 677
- Andrews, S. M. & Williams, J. P. 2005, *ApJ* , 631, 1134
- Antichi, J., Gratton, R. G., Claudi, R. U., et al. 2008, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7014, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*
- Asplund, M., Grevesse, N., & Sauval, A. J. 2005, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 336, *Cosmic Abundances as Records of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*, ed. T. G. Barnes III & F. N. Bash, 25–+
- Asplund, M., Grevesse, N., Sauval, A. J., & Scott, P. 2009, *ARA&A* , 47, 481



- Augereau, J. C., Nelson, R. P., Lagrange, A. M., Papaloizou, J. C. B., & Mouillet, D. 2001, *A&A* , 370, 447
- Auman, Jr., J. 1967, *ApJS* , 14, 171
- Aumann, H. H., Beichman, C. A., Gillett, F. C., et al. 1984, *ApJL* , 278, L23
- Avila, G., Guinouard, I., Jocou, L., Guillon, F., & Balsamo, F. 2003, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 4841, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, ed. M. Iye & A. F. M. Moorwood, 997–1005
- Backman, D. E., Gillett, F. C., Low, F. J., et al. 1987, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 19, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 830–+
- Bacon, R., Adam, G., Baranne, A., et al. 1995, *Astron. & Astrophys., Suppl.*, 113, 347
- Bacon, R., Bauer, S., Boehm, P., et al. 2006, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 6269, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*
- Bacon, R., Bauer, S., Bower, R., et al. 2004, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 5492, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, ed. A. F. M. Moorwood & M. Iye, 1145–1149
- Bacon, R., Copin, Y., Monnet, G., et al. 2001, *MNRAS* , 326, 23
- Bagnuolo, Jr., W. G., Gies, D. R., & Wiggs, M. S. 1992, *ApJ* , 385, 708
- Bailey, J. 1998, *MNRAS* , 301, 161
- Baldwin, J. E., Tubbs, R. N., Cox, G. C., et al. 2001, *A&A* , 368, L1
- Bannister, N. P. & Jameson, R. F. 2007, *MNRAS* , 378, L24
- Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 1998, *A&A* , 337, 403
- Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 2002, *A&A* , 382, 563
- Baraffe, I., Chabrier, G., & Barman, T. 2008, *A&A* , 482, 315
- Baraffe, I., Chabrier, G., Barman, T. S., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 2003, *A&A* , 402, 701
- Baraffe, I., Chabrier, G., & Gallardo, J. 2009, *ApJL* , 702, L27
- Barber, R. J., Tennyson, J., Harris, G. J., & Tolchenov, R. N. 2006, *MNRAS* , 368, 1087
- Barman, T. S., Allard, F., Baraffe, I., Chabrier, G., & Hauschildt, P. H. 2005, in *ESA Special Publication*, Vol. 560, *13th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems and the Sun*, ed. F. Favata, G. A. J. Hussain, & B. Battrock, 437–+
- Barrado, D., Morales-Calderón, M., Palau, A., et al. 2009, *A&A* , 508, 859
- Bate, M. R., Bonnell, I. A., & Bromm, V. 2003, *MNRAS* , 339, 577
- Beaulieu, J. P., Kerins, E., Mao, S., et al. 2008, *ArXiv e-prints*

- 
- Becklin, E. E. & Zuckerman, B. 1988, *Nature* , 336, 656
- Beckwith, S. V. W. & Sargent, A. I. 1991, *ApJ* , 381, 250
- Béjar, V. J. S., Zapatero Osorio, M. R., Pérez-Garrido, A., et al. 2008, *ApJL* , 673, L185
- Berger, D. H., Gies, D. R., McAlister, H. A., et al. 2006, *ApJ* , 644, 475
- Beuzit, J., Feldt, M., Dohlen, K., et al. 2006, *The Messenger*, 125, 29
- Biller, B. A., Liu, M. C., Wahhaj, Z., et al. 2010, *ApJL* , 720, L82
- Boccaletti, A., Chauvin, G., Baudoz, P., & Beuzit, J. 2008, *A&A* , 482, 939
- Boley, A. C. 2009, *ApJL* , 695, L53
- Boley, A. C., Durisen, R. H., Nordlund, Å., & Lord, J. 2007, *ApJ* , 665, 1254
- Bonnefoy, M., Chauvin, G., Dumas, C., et al. 2009, *A&A* , 506, 799
- Bonnefoy, M., Chauvin, G., Rojo, P., et al. 2010, *A&A* , 512, A52+
- Bonnet, H., Abuter, R., Baker, A., et al. 2004, *The Messenger*, 117, 17
- Bonnet, H., Ströbele, S., Biancat-Marchet, F., et al. 2003, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 4839, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, ed. P. L. Wizinowich & D. Bonaccini, 329–343
- Borysow, A., Jorgensen, U. G., & Zheng, C. 1997, *A&A* , 324, 185
- Boss, A. P. 2000, *ApJL* , 536, L101
- Boulesteix, J., Georgelin, Y., Marcelin, M., & Monnet, G. 1984, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 445, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, ed. A. Boksenberg & D. L. Crawford, 37–41
- Bouy, H., Brandner, W., Martín, E. L., et al. 2003, *AJ* , 126, 1526
- Bouy, H., Duchêne, G., Köhler, R., et al. 2004, *A&A* , 423, 341
- Bouy, H., Huélamo, N., Martín, E. L., et al. 2009, *A&A* , 493, 931
- Bowen, I. S. 1938, *ApJ* , 88, 113
- Brett, J. M. 1995, *Astron. & Astrophys., Suppl.*, 109, 263
- Brett, J. M. & Plez, B. 1993, *Proceedings of the Astronomical Society of Australia*, 10, 250
- Briceño, C., Luhman, K. L., Hartmann, L., Stauffer, J. R., & Kirkpatrick, J. D. 2002, *ApJ* , 580, 317
- Brott, I. & Hauschildt, P. H. 2005, in *ESA Special Publication*, Vol. 576, *The Three-Dimensional Universe with Gaia*, ed. C. Turon, K. S. O’Flaherty, & M. A. C. Perryman, 565–+
- Brown, J., Blake, G., Boogert, A., et al. 2007, in *NOAO Proposal ID #2007A-0434*, 434–+
- Burgasser, A. J. 2001, *ArXiv Astrophysics e-prints*

- Burgasser, A. J., Burrows, A., & Kirkpatrick, J. D. 2006, *ApJ* , 639, 1095
- Burgasser, A. J., Kirkpatrick, J. D., Brown, M. E., et al. 2002, *ApJ* , 564, 421
- Burgasser, A. J., Kirkpatrick, J. D., McGovern, M. R., et al. 2004, *ApJ* , 604, 827
- Burgess, A. S. M., Moraux, E., Bouvier, J., et al. 2009, *A&A* , 508, 823
- Burningham, B., Pinfield, D. J., Leggett, S. K., et al. 2008, *MNRAS* , 391, 320
- Burns, J. A., Lamy, P. L., & Soter, S. 1979, *Icarus*, 40, 1
- Burrows, A., Hubbard, W. B., Lunine, J. I., & Liebert, J. 2001, *Reviews of Modern Physics*, 73, 719
- Burrows, A., Marley, M., Hubbard, W. B., et al. 1997, *ApJ* , 491, 856
- Burrows, A. & Sharp, C. M. 1999, *ApJ* , 512, 843
- Burrows, A., Sudarsky, D., & Hubeny, I. 2006, *ApJ* , 640, 1063
- Burrows, A., Sudarsky, D., & Lunine, J. I. 2003, *ApJ* , 596, 587
- Calvet, N., D'Alessio, P., Hartmann, L., et al. 2002, *ApJ* , 568, 1008
- Calvet, N., D'Alessio, P., Watson, D. M., et al. 2005, *ApJL* , 630, L185
- Cambresy, L., Copet, E., Epchtein, N., et al. 1998, *A&A* , 338, 977
- Cameron, A. G. W. 1978, *Moon and Planets*, 18, 5
- Castellani, V., Degl'Innocenti, S., Prada Moroni, P. G., & Tordiglione, V. 2002, *MNRAS* , 334, 193
- Castelli, F. & Kurucz, R. L. 1994, *A&A* , 281, 817
- Cha, S. & Whitworth, A. P. 2003, *MNRAS* , 340, 91
- Chabrier, G., Baraffe, I., Allard, F., & Hauschildt, P. 2000, *ApJ* , 542, 464
- Chabrier, G., Gallardo, J., & Baraffe, I. 2007, *A&A* , 472, L17
- Charbonneau, D., Berta, Z. K., Irwin, J., et al. 2009, *Nature* , 462, 891
- Charbonneau, D., Brown, T. M., Latham, D. W., & Mayor, M. 2000, *ApJL* , 529, L45
- Chauvin, G., Lagrange, A., Bonavita, M., et al. 2010, *A&A* , 509, A52+
- Chauvin, G., Lagrange, A., Dumas, C., et al. 2004, *A&A* , 425, L29
- Chauvin, G., Lagrange, A., Lacombe, F., et al. 2005a, *A&A* , 430, 1027
- Chauvin, G., Lagrange, A., Zuckerman, B., et al. 2005b, *A&A* , 438, L29
- Chauvin, G., Thomson, M., Dumas, C., et al. 2003, *A&A* , 404, 157
- Chiang, E., Kite, E., Kalas, P., Graham, J. R., & Clampin, M. 2009, *ApJ* , 693, 734

- 
- Chun, M., Toomey, D., Wahhaj, Z., et al. 2008, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 7015, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Close, L. M., Lenzen, R., Guirado, J. C., et al. 2005, *Nature* , 433, 286
- Close, L. M., Thatte, N., Nielsen, E. L., et al. 2007, *ApJ* , 665, 736
- Cornia, A., Mugnier, L. M., Carbillet, M., et al. 2010, in *Adaptative Optics for Extremely Large Telescopes*
- Courtes, G. 1982, in *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 92, IAU Colloq. 67 : Instrumentation for Astronomy with Large Optical Telescopes, ed. C. M. Humphries, 123–+
- Cruz, K. L., Kirkpatrick, J. D., & Burgasser, A. J. 2009, *AJ* , 137, 3345
- Currie, T., Bailey, V., Fabrycky, D., et al. 2010, *ArXiv e-prints*
- Cushing, M. C., Rayner, J. T., Davis, S. P., & Vacca, W. D. 2003, *ApJ* , 582, 1066
- Cushing, M. C., Rayner, J. T., & Vacca, W. D. 2005, *ApJ* , 623, 1115
- Czesla, S., Schneider, P. C., & Schmitt, J. H. M. M. 2008, *A&A* , 491, 851
- Dahn, C. C., Harris, H. C., Vrba, F. J., et al. 2002, *AJ* , 124, 1170
- D'Antona, F. & Mazzitelli, I. 1994, *ApJS* , 90, 467
- D'Antona, F. & Mazzitelli, I. 1997, *Memorie della Societa Astronomica Italiana*, 68, 807
- D'Antona, F., Ventura, P., & Mazzitelli, I. 2000, *ApJL* , 543, L77
- Del Burgo, C., Martín, E. L., Zapatero Osorio, M. R., & Hauschildt, P. H. 2009, *A&A* , 501, 1059
- Delorme, P., Albert, L., Forveille, T., et al. 2010, *ArXiv e-prints*
- Delorme, P., Delfosse, X., Albert, L., et al. 2008a, *A&A* , 482, 961
- Delorme, P., Willott, C. J., Forveille, T., et al. 2008b, *A&A* , 484, 469
- Diolaiti, E., Bendinelli, O., Bonaccini, D., et al. 2000, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 4007, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, ed. P. L. Wizinowich, 879–888
- Dodson-Robinson, S. E., Veras, D., Ford, E. B., & Beichman, C. A. 2009, *ApJ* , 707, 79
- Dopita, M. A., Waldron, L. E., McGregor, P., et al. 2004, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 5492, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, ed. A. F. M. Moorwood & M. Iye, 262–270
- Ducourant, C., Teixeira, R., Chauvin, G., et al. 2008, *A&A* , 477, L1
- Dulick, M., Bauschlicher, Jr., C. W., Burrows, A., et al. 2003, *ApJ* , 594, 651
- Dumas, C., Terrile, R. J., Brown, R. H., Schneider, G., & Smith, B. A. 2001, *AJ* , 121, 1163

- Eisenhauer, F., Abuter, R., Bickert, K., et al. 2003, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 4841, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, ed. M. Iye & A. F. M. Moorwood, 1548–1561
- Epchtein, N., de Batz, B., Capovani, L., et al. 1997, *The Messenger*, 87, 27
- Esposito, S., Tozzi, A., Puglisi, A., et al. 2006, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 6272, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Fernández, D., Figueras, F., & Torra, J. 2008, *A&A*, 480, 735
- Finger, G., Mehrgan, H., Meyer, M., et al. 2000, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 4008, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, ed. M. Iye & A. F. Moorwood, 1280–1297
- Fitzgerald, M. P., Kalas, P. G., & Graham, J. R. 2009, *ApJL*, 706, L41
- Foo, G., Palacios, D. M., & Swartzlander, Jr., G. A. 2005, *Optics Letters*, 30, 3308
- Fortney, J. J., Lodders, K., Marley, M. S., & Freedman, R. S. 2008a, *ApJ*, 678, 1419
- Fortney, J. J., Marley, M. S., Saumon, D., & Lodders, K. 2008b, *ApJ*, 683, 1104
- Fortney, J. J., Shabram, M., Showman, A. P., et al. 2010, *ApJ*, 709, 1396
- Fraquelli, D. A., Schultz, A. B., Bushouse, H., Hart, H. M., & Vener, P. 2004, *Publ. of the Astron. Soc. Pac.*, 116, 55
- Freytag, B., Allard, F., Ludwig, H., Homeier, D., & Steffen, M. 2010, *A&A*, 513, A19+
- Garcia, P. J. V., Thiébaud, E., & Bacon, R. 1999, *A&A*, 346, 892
- Gardner, J. P., Mather, J. C., Clampin, M., et al. 2006, *Space Sci. Rev.*, 123, 485
- Geballe, T. R., Knapp, G. R., Leggett, S. K., et al. 2002, *ApJ*, 564, 466
- Gizis, J. E. 2002, *ApJ*, 575, 484
- Gizis, J. E., Monet, D. G., Reid, I. N., et al. 2000, *AJ*, 120, 1085
- Goldman, B., Marsat, S., Henning, T., Clemens, C., & Greiner, J. 2010, *MNRAS*, 405, 1140
- Golimowski, D. A., Ardila, D. R., Krist, J. E., et al. 2006, *AJ*, 131, 3109
- Golimowski, D. A., Leggett, S. K., Marley, M. S., et al. 2004, *AJ*, 127, 3516
- Gómez Maqueo Chew, Y., Stassun, K. G., Prša, A., & Mathieu, R. D. 2009, *ApJ*, 699, 1196
- Gonzalez, G. 1997, *MNRAS*, 285, 403
- Goodwin, S. P. & Kroupa, P. 2005, *A&A*, 439, 565
- Gorlova, N. I., Meyer, M. R., Rieke, G. H., & Liebert, J. 2003, *ApJ*, 593, 1074

- 
- Goto, M., Hayano, Y., Kobayashi, N., et al. 2003, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 4839, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, ed. P. L. Wizinowich & D. Bonaccini, 1117–1123
- Greaves, J. S., Holland, W. S., Moriarty-Schieven, G., et al. 1998, *ApJL* , 506, L133
- Grevesse, N., Noels, A., & Sauval, A. J. 1992, in ESA Special Publication, Vol. 348, Coronal Streamers, Coronal Loops, and Coronal and Solar Wind Composition, ed. C. Mattok, 305–308
- Grevesse, N., Noels, A., & Sauval, A. J. 1993, *A&A* , 271, 587
- Guieu, S., Pinte, C., Monin, J., et al. 2007, *A&A* , 465, 855
- Hadrava, P. 1995, *Astron. & Astrophys., Suppl.*, 114, 393
- Haisch, K. E., Barsony, M., & Tinney, C. 2010, *ApJL* , 719, L90
- Haisch, Jr., K. E., Lada, E. A., & Lada, C. J. 2001, *ApJL* , 553, L153
- Hartmann, L. 2001, *AJ* , 121, 1030
- Hauschildt, P. & Baron, E. 2005, *Memorie della Societa Astronomica Italiana Supplementi*, 7, 140
- Hauschildt, P. H., Allard, F., & Baron, E. 1999, *ApJ* , 512, 377
- Hauschildt, P. H., Baron, E., & Allard, F. 1997, *ApJ* , 483, 390
- Hayashi, C. & Nakano, T. 1963, *Progress of Theoretical Physics*, 30, 460
- Haynes, R., Lee, D., Allington-Smith, J., et al. 1999, *Publ. of the Astron. Soc. Pac.*, 111, 1451
- Heap, S. R., Lindler, D. J., Lanz, T. M., et al. 2000, *ApJ* , 539, 435
- Helled, R., Podolak, M., & Kovetz, A. 2006, *Icarus*, 185, 64
- Heller, R., Jackson, B., Barnes, R., Greenberg, R., & Homeier, D. 2010, *A&A* , 514, A22+
- Helling, C., Ackerman, A., Allard, F., et al. 2008a, *MNRAS* , 391, 1854
- Helling, C., Dehn, M., Woitke, P., & Hauschildt, P. H. 2008b, *ApJL* , 675, L105
- Helling, C., Klein, R., Woitke, P., Nowak, U., & Sedlmayr, E. 2004, *A&A* , 423, 657
- Helling, C., Oevermann, M., Lüttke, M. J. H., Klein, R., & Sedlmayr, E. 2001, *A&A* , 376, 194
- Helling, C. & Woitke, P. 2006, *A&A* , 455, 325
- Henry, G. W., Marcy, G. W., Butler, R. P., & Vogt, S. S. 2000, *ApJL* , 529, L41
- Herczeg, G. J., Cruz, K. L., & Hillenbrand, L. A. 2009, *ApJ* , 696, 1589
- Herriot, G., Morris, S., Anthony, A., et al. 2000, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 4007, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, ed. P. L. Wizinowich, 115–125
- Hillenbrand, L. A. 2005, *ArXiv Astrophysics e-prints*

- Hodapp, K. W., Jensen, J. B., Irwin, E. M., et al. 2003, *Publ. of the Astron. Soc. Pac.*, 115, 1388
- Hodapp, K. W., Suzuki, R., Tamura, M., et al. 2008, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 7014, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Högbom, J. A. 1974, *Astron. & Astrophys., Suppl.*, 15, 417
- Holland, W. S., Greaves, J. S., Zuckerman, B., et al. 1998, *Nature* , 392, 788
- Hummel, W., Modigliani, A., Szeifert, T., & Dumas, C. 2006, *New Astronomy Review*, 50, 412
- Iserlohe, C., Tecza, M., Eisenhauer, F., et al. 2004, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 5492, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, ed. A. F. M. Moorwood & M. Iye, 1123–1134
- Itoh, Y., Hayashi, M., Tamura, M., et al. 2005, *ApJ* , 620, 984
- Jackson, R. J., Jeffries, R. D., & Maxted, P. F. L. 2009, *MNRAS* , 399, L89
- Jahnke, K., Wisotzki, L., Courbin, F., & Letawe, G. 2007, *MNRAS* , 378, 23
- James, D. J., Melo, C., Santos, N. C., & Bouvier, J. 2006, *A&A* , 446, 971
- Janson, M., Bergfors, C., Goto, M., Brandner, W., & Lafrenière, D. 2010, *ApJL* , 710, L35
- Kalas, P., Graham, J. R., Chiang, E., et al. 2008, *Science*, 322, 1345
- Kalas, P., Graham, J. R., & Clampin, M. 2005, *Nature* , 435, 1067
- Kalas, P. & Jewitt, D. 1995, *AJ* , 110, 794
- Kasper, M. & Beuzit, J. 2010, *The Messenger*, 140, 24
- Kastner, J. H., Zuckerman, B., & Bessell, M. 2008, *A&A* , 491, 829
- Keenan, P. C. 1973, in IAU Symposium, Vol. 54, Problems of Calibration of Absolute Magnitudes and Temperature of Stars, ed. B. Hauck & B. E. Westerlund, 68–+
- Kenyon, S. J. & Hartmann, L. 1995, *ApJS* , 101, 117
- King, J. R., Villarreal, A. R., Soderblom, D. R., Gulliver, A. F., & Adelman, S. J. 2003, *AJ* , 125, 1980
- King, R. R., McCaughrean, M. J., Homeier, D., et al. 2010, *A&A* , 510, A99+
- Kirkpatrick, J. D. 2005, *ARA&A* , 43, 195
- Kirkpatrick, J. D., Allard, F., Bida, T., et al. 1999a, *ApJ* , 519, 834
- Kirkpatrick, J. D., Barman, T. S., Burgasser, A. J., et al. 2006, *ApJ* , 639, 1120
- Kirkpatrick, J. D., Beichman, C. A., & Skrutskie, M. F. 1997, *ApJ* , 476, 311
- Kirkpatrick, J. D., Cruz, K. L., Barman, T. S., et al. 2008, *ApJ* , 689, 1295
- Kirkpatrick, J. D., Dahn, C. C., Monet, D. G., et al. 2001, *AJ* , 121, 3235

- 
- Kirkpatrick, J. D., Reid, I. N., Liebert, J., et al. 1999b, *ApJ* , 519, 802
- Kirkpatrick, J. D., Reid, I. N., Liebert, J., et al. 2000, *AJ* , 120, 447
- Konopacky, Q. M., Ghez, A. M., Barman, T. S., et al. 2010, *ApJ* , 711, 1087
- Kraus, A. L., White, R. J., & Hillenbrand, L. A. 2006, *ApJ* , 649, 306
- Kumar, S. S. 1962, *Models for Stars of Very Low Mass*, Tech. rep.
- Kučinskas, A., Hauschildt, P. H., Brott, I., et al. 2006, *A&A* , 452, 1021
- Kučinskas, A., Hauschildt, P. H., Ludwig, H., et al. 2005, *A&A* , 442, 281
- Lafrenière, D., Jayawardhana, R., & van Kerkwijk, M. H. 2008, *ApJL* , 689, L153
- Lafrenière, D., Jayawardhana, R., & van Kerkwijk, M. H. 2010a, *ArXiv e-prints*
- Lafrenière, D., Jayawardhana, R., & van Kerkwijk, M. H. 2010b, *ApJ* , 719, 497
- Lafrenière, D., Marois, C., Doyon, R., Nadeau, D., & Artigau, É. 2007, *ApJ* , 660, 770
- Lagrange, A., Bonnefoy, M., Chauvin, G., et al. 2010, *Science*, 329, 57
- Lagrange, A., Gratadour, D., Chauvin, G., et al. 2009a, *A&A* , 493, L21
- Lagrange, A., Kasper, M., Boccaletti, A., et al. 2009b, *A&A* , 506, 927
- Larkin, J. E., Quirrenbach, A., Krabbe, A., et al. 2003, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 4841, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, ed. M. Iye & A. F. M. Moorwood, 1600–1610
- Lavigne, J., Doyon, R., Lafrenière, D., Marois, C., & Barman, T. 2009, *ApJ* , 704, 1098
- Lavigne, J., Doyon, R., Thibault, S., & Lafrenière, D. 2006, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 6269, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Lawrence, A., Warren, S. J., Almaini, O., et al. 2007, *MNRAS* , 379, 1599
- Léger, A., Rouan, D., Schneider, J., et al. 2009, *A&A* , 506, 287
- Leggett, S. K., Allard, F., Geballe, T. R., Hauschildt, P. H., & Schweitzer, A. 2001, *ApJ* , 548, 908
- Leggett, S. K., Cushing, M. C., Saumon, D., et al. 2009, *ApJ* , 695, 1517
- Leinert, C., Jahreiß, H., Woitas, J., et al. 2001, *A&A* , 367, 183
- Lenzen, R., Hartung, M., Brandner, W., et al. 2003, in *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, Vol. 4841, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, ed. M. Iye & A. F. M. Moorwood, 944–952
- Lépine, S. & Simon, M. 2009, *AJ* , 137, 3632
- Liu, F., Cutri, R., Greanias, G., et al. 2008, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7017, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series



- Lodato, G., Delgado-Donate, E., & Clarke, C. J. 2005, *MNRAS* , 364, L91
- Lodieu, N., Hambly, N. C., Jameson, R. F., & Hodgkin, S. T. 2008, *MNRAS* , 383, 1385
- Looper, D. L., Burgasser, A. J., Kirkpatrick, J. D., & Swift, B. J. 2007, *ApJL* , 669, L97
- Looper, D. L., Kirkpatrick, J. D., Cutri, R. M., et al. 2008, *ApJ* , 686, 528
- Lowrance, P. J., Becklin, E. E., Schneider, G., et al. 2005, *AJ* , 130, 1845
- Lowrance, P. J., McCarthy, C., Becklin, E. E., et al. 1999, *ApJL* , 512, L69
- Lowrance, P. J., Schneider, G., Kirkpatrick, J. D., et al. 2000, *ApJ* , 541, 390
- Lucas, P. W., Roche, P. F., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 2001, *MNRAS* , 326, 695
- Lucas, P. W., Tinney, C. G., Burningham, B., et al. 2010, *ArXiv e-prints*
- Ludwig, H. 2003, in *IAU Symposium, Vol. 210, Modelling of Stellar Atmospheres*, ed. N. Piskunov, W. W. Weiss, & D. F. Gray, 113–+
- Ludwig, H., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 2006, *A&A* , 459, 599
- Ludwig, H., Freytag, B., & Steffen, M. 1999, *A&A* , 346, 111
- Luhman, K. L. 1999, *ApJ* , 525, 466
- Luhman, K. L. 2004a, *ApJ* , 602, 816
- Luhman, K. L. 2004b, *ApJ* , 617, 1216
- Luhman, K. L. 2007, *ApJS* , 173, 104
- Luhman, K. L., Adame, L., D'Alessio, P., et al. 2005a, *ApJL* , 635, L93
- Luhman, K. L., Adame, L., D'Alessio, P., et al. 2007, *ApJ* , 666, 1219
- Luhman, K. L., Allen, L. E., Allen, P. R., et al. 2008, *ApJ* , 675, 1375
- Luhman, K. L., Allen, P. R., Espaillat, C., Hartmann, L., & Calvet, N. 2010, *ApJS* , 186, 111
- Luhman, K. L., Briceño, C., Stauffer, J. R., et al. 2003a, *ApJ* , 590, 348
- Luhman, K. L., D'Alessio, P., Calvet, N., et al. 2005b, *ApJL* , 620, L51
- Luhman, K. L., Liebert, J., & Rieke, G. H. 1997, *ApJL* , 489, L165+
- Luhman, K. L., Mamajek, E. E., Allen, P. R., & Cruz, K. L. 2009, *ApJ* , 703, 399
- Luhman, K. L., Peterson, D. E., & Megeath, S. T. 2004, *ApJ* , 617, 565
- Luhman, K. L. & Rieke, G. H. 1999, *ApJ* , 525, 440
- Luhman, K. L., Stauffer, J. R., & Mamajek, E. E. 2005c, *ApJL* , 628, L69
- Luhman, K. L., Stauffer, J. R., Muench, A. A., et al. 2003b, *ApJ* , 593, 1093
- Luhman, K. L., Wilson, J. C., Brandner, W., et al. 2006, *ApJ* , 649, 894

- 
- Lyot, B. 1932, ZAp, 5, 73
- Lyubchik, Y., Jones, H. R. A., Pavlenko, Y. V., et al. 2007, A&A , 473, 257
- Macintosh, B. 2007, in In the Spirit of Bernard Lyot : The Direct Detection of Planets and Circumstellar Disks in the 21st Century
- Macintosh, B., Graham, J., Palmer, D., et al. 2006, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 6272, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Makarov, V. V. 2007, ApJS , 169, 105
- Mamajek, E. E. 2005, ApJ , 634, 1385
- Marley, M. S., Fortney, J. J., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., & Lissauer, J. J. 2007, ApJ , 655, 541
- Marois, C., Doyon, R., Nadeau, D., Racine, R., & Walker, G. A. H. 2003, in EAS Publications Series, Vol. 8, EAS Publications Series, ed. C. Aime & R. Soummer, 233–243
- Marois, C., Doyon, R., Racine, R., & Nadeau, D. 2000, Publ. of the Astron. Soc. Pac., 112, 91
- Marois, C., Doyon, R., Racine, R., et al. 2005, JRASC, 99, 130
- Marois, C., Lafrenière, D., Doyon, R., Macintosh, B., & Nadeau, D. 2006a, ApJ , 641, 556
- Marois, C., Lafrenière, D., Macintosh, B., & Doyon, R. 2006b, ApJ , 647, 612
- Marois, C., Macintosh, B., Barman, T., et al. 2008, Science, 322, 1348
- Marois, C., Zuckerman, B., Konopacky, Q. M., Macintosh, B., & Barman, T. 2010, Nature , 468, 1080
- Marsh, K. A., Kirkpatrick, J. D., & Plavchan, P. 2010, ApJL , 709, L158
- Martín, E. L., Delfosse, X., Basri, G., et al. 1999, AJ , 118, 2466
- Martin, E. L., Rebolo, R., & Zapatero-Osorio, M. R. 1996, ApJ , 469, 706
- Masciadri, E., Mundt, R., Henning, T., Alvarez, C., & Barrado y Navascués, D. 2005, ApJ , 625, 1004
- Mathieu, R. D., Baraffe, I., Simon, M., Stassun, K. G., & White, R. 2007, Protostars and Planets V, 411
- Mawet, D., Riaud, P., Baudrand, J., et al. 2006, A&A , 448, 801
- Mayor, M. & Queloz, D. 1995, Nature , 378, 355
- Mayor, M., Udry, S., Lovis, C., et al. 2009, A&A , 493, 639
- McDermid, R., Bacon, R., Adam, G., Benn, C., & Cappellari, M. 2004, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 5492, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, ed. A. F. M. Moorwood & M. Iye, 822–829
- McGovern, M. R., Kirkpatrick, J. D., McLean, I. S., et al. 2004, ApJ , 600, 1020
- McGregor, P. J., Hart, J., Conroy, P. G., et al. 2003, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 4841, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, ed. M. Iye & A. F. M. Moorwood, 1581–1591

- McLean, I. S. & Chaffee, F. H. 2000, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 4008, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, ed. M. Iye & A. F. Moorwood, 2–7
- McLean, I. S., McGovern, M. R., Burgasser, A. J., et al. 2003, *ApJ* , 596, 561
- McLean, I. S., Prato, L., McGovern, M. R., et al. 2007, *ApJ* , 658, 1217
- McPherson, A. M., Born, A., Sutherland, W., et al. 2006, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 6267, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Mentuch, E., Brandeker, A., van Kerkwijk, M. H., Jayawardhana, R., & Hauschildt, P. H. 2008, *ApJ* , 689, 1127
- Meru, F. & Bate, M. R. 2010, *MNRAS* , 406, 2279
- Meyer, M. R., Backman, D. E., Weinberger, A. J., & Wyatt, M. C. 2007, *Protostars and Planets V*, 573
- Mihalas, D. 1978, *Stellar atmospheres /2nd edition/*, ed. Hevelius, J.
- Modigliani, A., Hummel, W., Abuter, R., et al. 2007, *ArXiv Astrophysics e-prints*
- Mohanty, S., Basri, G., Jayawardhana, R., et al. 2004, *ApJ* , 609, 854
- Mohanty, S., Jayawardhana, R., Huélamo, N., & Mamajek, E. 2007, *ApJ* , 657, 1064
- Mouillet, D., Lagrange, A. M., Augereau, J. C., & Ménard, F. 2001, *A&A* , 372, L61
- Mouillet, D., Larwood, J. D., Papaloizou, J. C. B., & Lagrange, A. M. 1997, *MNRAS* , 292, 896
- Muench, A. A., Lada, C. J., Luhman, K. L., Muzerolle, J., & Young, E. 2007, *AJ* , 134, 411
- Mullan, D. J. & MacDonald, J. 2001, *ApJ* , 559, 353
- Nakajima, T., Oppenheimer, B. R., Kulkarni, S. R., et al. 1995, *Nature* , 378, 463
- Neuhäuser, R. & Guenther, E. W. 2004, *A&A* , 420, 647
- Neuhäuser, R., Guenther, E. W., Petr, M. G., et al. 2000, *A&A* , 360, L39
- Neuhäuser, R., Guenther, E. W., Wuchterl, G., et al. 2005, *A&A* , 435, L13
- Nielsen, E. L., Close, L. M., Guirado, J. C., et al. 2005, *Astronomische Nachrichten*, 326, 1033
- Oliveira, A. C., de Oliveira, L. S., & dos Santos, J. B. 2005, *MNRAS* , 356, 1079
- Oppenheimer, B. R., Brenner, D., Hinkley, S., et al. 2008, *ApJ* , 679, 1574
- Ortega, V. G., Jilinski, E., de la Reza, R., & Bazzanella, B. 2009, *AJ* , 137, 3922
- Palla, F. & Stahler, S. W. 1999, *ApJ* , 525, 772
- Pasquini, L., Avila, G., Allaert, E., et al. 2000, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 4008, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, ed. M. Iye & A. F. Moorwood, 129–140

- 
- Patience, J., Ghez, A. M., Reid, I. N., & Matthews, K. 2002, *AJ* , 123, 1570
- Patience, J., King, R. R., De Rosa, R. J., & Marois, C. 2010, *ArXiv e-prints*
- Phillips, J. G., Davis, S. P., Lindgren, B., & Balfour, W. J. 1987, *ApJS* , 65, 721
- Pollack, J. B., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., et al. 1996, *Icarus*, 124, 62
- Popper, D. M. & McAlister, H. A. 1987, *AJ* , 94, 700
- Porter, J. M., Oudmaijer, R. D., & Baines, D. 2004, *A&A* , 428, 327
- Posselt, W., Holota, W., Kulinyak, E., et al. 2004, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 5487, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, ed. J. C. Mather, 688–697
- Prato, L., Simon, M., Mazeh, T., et al. 2002, *ApJ* , 569, 863
- Preibisch, T. & Zinnecker, H. 1999, *AJ* , 117, 2381
- Racine, R., Walker, G. A. H., Nadeau, D., Doyon, R., & Marois, C. 1999, *Publ. of the Astron. Soc. Pac.*, 111, 587
- Ragazzoni, R. 1996, *Journal of Modern Optics*, 43, 289
- Rayner, J. T., Cushing, M. C., & Vacca, W. D. 2009, *ApJS* , 185, 289
- Rayner, J. T., Toomey, D. W., Onaka, P. M., et al. 2003, *Publ. of the Astron. Soc. Pac.*, 115, 362
- Rebull, L. M., Padgett, D. L., McCabe, C., et al. 2010, *ApJS* , 186, 259
- Reid, I. N., Burgasser, A. J., Cruz, K. L., Kirkpatrick, J. D., & Gizis, J. E. 2001, *AJ* , 121, 1710
- Rice, E. L., Barman, T., Mclean, I. S., Prato, L., & Kirkpatrick, J. D. 2010a, *ApJS* , 186, 63
- Rice, E. L., Faherty, J. K., & Cruz, K. L. 2010b, *ApJL* , 715, L165
- Riopel, M., Doyon, R., Nadeau, D., & Marois, C. 2004, in *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 300, *Scientific Detectors for Astronomy, The Beginning of a New Era*, ed. P. Amico, J. W. Beletic, & J. E. Beletic, 453–457
- Robberto, M., Soderblom, D. R., Scandariato, G., et al. 2010, *AJ* , 139, 950
- Roddier, C. & Roddier, F. 1993, *Journal of the Optical Society of America A*, 10, 2277
- Roddier, F. & Roddier, C. 1988, in *European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings*, Vol. 30, *European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings*, ed. M.-H. Ulrich, 667–+
- Roth, M. M. 2006, *New Astronomy Review*, 49, 573
- Rouan, D., Riaud, P., Boccaletti, A., Clénet, Y., & Labeyrie, A. 2000, *Publ. of the Astron. Soc. Pac.*, 112, 1479
- Rousselot, P., Lidman, C., Cuby, J., Moreels, G., & Monnet, G. 2000, *A&A* , 354, 1134

- Rousset, G., Lacombe, F., Puget, P., et al. 2003, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 4839, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, ed. P. L. Wizinowich & D. Bonaccini, 140–149
- Santos, N. C., Melo, C., James, D. J., et al. 2008, *A&A* , 480, 889
- Saumon, D., Bergeron, P., Lunine, J. I., Hubbard, W. B., & Burrows, A. 1994, *ApJ* , 424, 333
- Saumon, D., Chabrier, G., & van Horn, H. M. 1995, *ApJS* , 99, 713
- Saumon, D., Hubbard, W. B., Burrows, A., et al. 1996, *ApJ* , 460, 993
- Saumon, D. & Marley, M. S. 2008, *ApJ* , 689, 1327
- Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., & Davis, M. 1998, *ApJ* , 500, 525
- Schmidt, T. O. B., Neuhauser, R., Seifahrt, A., et al. 2008, *A&A* , 491, 311
- Schneider, G. & Silverstone, M. D. 2003, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 4860, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, ed. A. B. Schultz, 1–9
- Schneider, G., Smith, B. A., Becklin, E. E., et al. 1999, *ApJL* , 513, L127
- Scholz, R. 2010, *A&A* , 510, L8+
- Schweitzer, A., Gizis, J. E., Hauschildt, P. H., Allard, F., & Reid, I. N. 2001, *ApJ* , 555, 368
- Seifahrt, A., Röhl, T., Neuhauser, R., et al. 2008, *A&A* , 484, 429
- Sembach, K. R. & Savage, B. D. 1992, *ApJS* , 83, 147
- Serabyn, E., Mawet, D., & Burruss, R. 2010, *Nature* , 464, 1018
- Shack, R. B. & Platt, B. C. 1971, *J. Opt. Soc. Am.*, 61
- Sheinis, A. I. 2006, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 6269, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Sheinis, A. I., Bolte, M., Epps, H. W., et al. 2002, *Publ. of the Astron. Soc. Pac.*, 114, 851
- Siess, L., Dufour, E., & Forestini, M. 2000, *A&A* , 358, 593
- Simon, K. P. & Sturm, E. 1994, *A&A* , 281, 286
- Simon, M., Bender, C., & Prato, L. 2006, *ApJ* , 644, 1183
- Simon, M., Dutrey, A., & Guilloteau, S. 2000, *ApJ* , 545, 1034
- Skrutskie, M. F., Schneider, S. E., Stiening, R., et al. 1997, in *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 210, *The Impact of Large Scale Near-IR Sky Surveys*, ed. F. Garzon, N. Epchtein, A. Omont, B. Burton, & P. Persi, 25–+
- Slesnick, C. L., Hillenbrand, L. A., & Carpenter, J. M. 2004, *ApJ* , 610, 1045
- Smith, B. A. & Terrile, R. J. 1984, *Science*, 226, 1421

- 
- Snellen, I. A. G., de Kok, R. J., de Mooij, E. J. W., & Albrecht, S. 2010, *Nature* , 465, 1049
- Song, I., Schneider, G., Zuckerman, B., et al. 2006, *ApJ* , 652, 724
- Song, I., Zuckerman, B., & Bessell, M. S. 2003, *ApJ* , 599, 342
- Soummer, R. 2005, *ApJL* , 618, L161
- Sparks, W. B. & Ford, H. C. 2002, *ApJ* , 578, 543
- Stassun, K. G., Mathieu, R. D., & Valenti, J. A. 2006, *Nature* , 440, 311
- Stassun, K. G., Mathieu, R. D., & Valenti, J. A. 2007, *ApJ* , 664, 1154
- Stephens, D. C., Leggett, S. K., Cushing, M. C., et al. 2009, *ApJ* , 702, 154
- Strom, K. M., Strom, S. E., Edwards, S., Cabrit, S., & Skrutskie, M. F. 1989, *AJ* , 97, 1451
- Swain, M. R., Deroo, P., Griffith, C. A., et al. 2010, *Nature* , 463, 637
- Swenson, F. J., Faulkner, J., Rogers, F. J., & Iglesias, C. A. 1994, *ApJ* , 425, 286
- Takami, M., Bailey, J., Gledhill, T. M., Chrysostomou, A., & Hough, J. H. 2001, *MNRAS* , 323, 177
- Tamura, M., Itoh, Y., Oasa, Y., & Nakajima, T. 1998, *Science*, 282, 1095
- Taylor, K. & Atherton, P. D. 1980, *MNRAS* , 191, 675
- Tecza, M., Thatte, N., Clarke, F., Goodsall, T., & Symeonidis, M. 2006, *New Astronomy Review*, 49, 647
- Teixeira, R., Ducourant, C., Chauvin, G., et al. 2009, *A&A* , 503, 281
- Telesco, C. M., Fisher, R. S., Wyatt, M. C., et al. 2005, *Nature* , 433, 133
- Testi, L. 2009, *A&A* , 503, 639
- Testi, L., D'Antona, F., Ghinassi, F., et al. 2001, *ApJL* , 552, L147
- Testi, L., Natta, A., Shepherd, D. S., & Wilner, D. J. 2003, *A&A* , 403, 323
- Thalmann, C., Carson, J., Janson, M., et al. 2009, *ApJL* , 707, L123
- Thatte, N., Abuter, R., Tecza, M., et al. 2007, *MNRAS* , 378, 1229
- Theodossiou, E. & Danezis, E. 1991, *Ap&SS* , 183, 91
- Tinetti, G., Deroo, P., Swain, M. R., et al. 2010, *ApJL* , 712, L139
- Todorov, K., Luhman, K. L., & McLeod, K. K. 2010, *ApJL* , 714, L84
- Tokunaga, A. T. & Kobayashi, N. 1999, *AJ* , 117, 1010
- Torres, C. A. O., Quast, G. R., Melo, C. H. F., & Sterzik, M. F. 2008, *Young Nearby Loose Associations*, ed. Reipurth, B., 757–+
- Tsuji, T. 2005, *ApJ* , 621, 1033
- Tsuji, T. & Nakajima, T. 2003, *ApJL* , 585, L151

- Tsuji, T., Ohnaka, K., & Aoki, W. 1996, *A&A* , 305, L1+
- Udry, S. & Mayor, M. 2008, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 398, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, ed. D. Fischer, F. A. Rasio, S. E. Thorsett, & A. Wolszczan, 13–+
- van Belle, G. T., Creech-Eakman, M. J., & Hart, A. 2009, *MNRAS* , 394, 1925
- van Belle, G. T. & von Braun, K. 2009, *ApJ* , 694, 1085
- Vanderriest, C. 1980, *Publ. of the Astron. Soc. Pac.*, 92, 858
- Viana Almeida, P., Santos, N. C., Melo, C., et al. 2009, *A&A* , 501, 965
- Vigan, A., Langlois, M., Moutou, C., & Dohlen, K. 2008, *A&A* , 489, 1345
- Vrba, F. J., Henden, A. A., Luginbuhl, C. B., et al. 2004, *AJ* , 127, 2948
- Wahhaj, Z., Koerner, D. W., Ressler, M. E., et al. 2003, *ApJL* , 584, L27
- Wallace, L. & Hinkle, K. 2001, *ApJ* , 559, 424
- Warren, S. J., Mortlock, D. J., Leggett, S. K., et al. 2007, *MNRAS* , 381, 1400
- Weights, D. J., Lucas, P. W., Roche, P. F., Pinfield, D. J., & Riddick, F. 2009, *MNRAS* , 392, 817
- Weinberger, A. J., Becklin, E. E., & Zuckerman, B. 2003, *ApJL* , 584, L33
- Weitzel, L., Krabbe, A., Kroker, H., et al. 1996, *Astron. & Astrophys., Suppl.*, 119, 531
- Westmoquette, M. S., Exter, K. M., Christensen, L., et al. 2009, *ArXiv e-prints*
- White, R. J. & Ghez, A. M. 2001, *ApJ* , 556, 265
- Whitworth, A., Stamatellos, D., Walch, S., et al. 2010, in *IAU Symposium*, Vol. 266, *IAU Symposium*, ed. R. de Grijs & J. R. D. Lépine, 264–271
- Whitworth, A. P. & Goodwin, S. P. 2005, *Astronomische Nachrichten*, 326, 899
- Wilkinson, A., Sharples, R. M., Fosbury, R. A. E., & Wallace, P. T. 1986, *MNRAS* , 218, 297
- Wilner, D. J., D'Alessio, P., Calvet, N., Claussen, M. J., & Hartmann, L. 2005, *ApJL* , 626, L109
- Wizinowich, P., Acton, D. S., Shelton, C., et al. 2000, *Publ. of the Astron. Soc. Pac.*, 112, 315
- Woitke, P. & Helling, C. 2003, *A&A* , 399, 297
- Woitke, P. & Helling, C. 2004, *A&A* , 414, 335
- Wolszczan, A. & Frail, D. A. 1992, *Nature* , 355, 145
- Wyatt, M. C. 2008, *ARA&A* , 46, 339
- Wyatt, M. C., Greaves, J. S., Dent, W. R. F., & Coulson, I. M. 2005, *ApJ* , 620, 492
- York, D. G., Adelman, J., Anderson, Jr., J. E., et al. 2000, *AJ* , 120, 1579

Zapatero Osorio, M. R., Béjar, V. J. S., Bihain, G., et al. 2008, *A&A* , 477, 895

Zapatero Osorio, M. R., Lane, B. F., Pavlenko, Y., et al. 2004, *ApJ* , 615, 958

Zapatero Osorio, M. R., Rebolo, R., Bihain, G., et al. 2010, *ArXiv e-prints*

Zuckerman, B. & Song, I. 2004, *ARA&A* , 42, 685