



**HAL**  
open science

# Analysis of photometric and spectroscopic infrared data obtain with sphere

Jean-Loup Baudino

► **To cite this version:**

Jean-Loup Baudino. Analysis of photometric and spectroscopic infrared data obtain with sphere. Astrophysics [astro-ph]. Observatoire de Paris, 2015. English. NNT: . tel-02095304

**HAL Id: tel-02095304**

**<https://hal.science/tel-02095304v1>**

Submitted on 10 Apr 2019

**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.

OBSERVATOIRE DE PARIS

ÉCOLE DOCTORALE  
ASTRONOMIE ET ASTROPHYSIQUE D'ÎLE DE FRANCE

Doctorat  
ASTRONOMIE ET ASTROPHYSIQUE

*Auteur :*  
**Jean-Loup Baudino**

**Analyse des données photométriques  
et spectroscopiques infrarouges  
d'exoplanètes  
obtenues avec l'instrument SPHERE du VLT.**

*Thèse dirigée par :*  
Bruno Bézard et Anthony Boccaletti

Soutenue le 29 septembre 2015

**Jury :**

- Mazevet Stéphane, *Président*
- Baraffe Isabelle, *Rapporteur*
- Selsis Franck, *Rapporteur*
- Chauvin Gaël, *Examineur*
- Bézard Bruno, *Directeur de thèse*
- Boccaletti Anthony, *co-Directeur de thèse*



Laboratoire d'Études Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique



OBSERVATOIRE DE PARIS

ÉCOLE DOCTORALE  
ASTRONOMIE ET ASTROPHYSIQUE D'ÎLE DE FRANCE

Doctorat  
ASTRONOMIE ET ASTROPHYSIQUE

*Auteur :*  
**Jean-Loup Baudino**

**Analyse des données photométriques  
et spectroscopiques infrarouges  
d'exoplanètes  
obtenues avec l'instrument SPHERE du VLT.**

*Thèse dirigée par :*  
Bruno Bézard et Anthony Boccaletti

Soutenue le 29 septembre 2015

**Jury :**

- Mazevet Stéphane, *Président*
- Baraffe Isabelle, *Rapporteur*
- Selsis Franck, *Rapporteur*
- Chauvin Gaël, *Examineur*
- Bézard Bruno, *Directeur de thèse*
- Boccaletti Anthony, *co-Directeur de thèse*



Laboratoire d'Études Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique





*À ma mère,  
ma grand-mère,  
ma marraine  
et ma sœur*



*ANAKIN : There are so many!  
Do they all have a system of  
planets ?*

*QUI-GON : Most of them.*

*ANAKIN : Has anyone been to  
them all ?*

*QUI-GON : (laughs) Not likely.*

*ANAKIN : I want to be the first  
one to see them all ...*

Starwars : The Phantom Men-  
ace





# Remerciements

Depuis le collège j'ai toujours voulu être astrophysicien (avant de savoir comment l'écrire). Je suis arrivé jusqu'à effectuer cette thèse de doctorat tout d'abord grâce à mon éducation. Ma mère et ses parents ont toujours stimulé et accompagné ma soif de savoir et m'ont permis de m'armer d'un solide bagage culturel et scientifique. Ma marraine a également eu un rôle important me fournissant des livres et en me donnant accès à des expositions. Enfin ma sœur a elle aussi pris une place importante m'offrant par exemple ma première lunette astronomique.

Arrivé à l'université j'ai eu la chance grâce à Agnès Lèbre, Gérard Jasiewicz et Bertrand Plez de faire plusieurs stages au GRAAL devenue par la suite LUPM et cela dès la deuxième année de licence. Je ne peux parler de mes années universitaire sans parler de Jérôme Léon, défunt responsable de plusieurs parcours de Physique à Montpellier, qui m'a permis de réconcilier les mathématiques avec la physique et restera pour moi un exemple de pédagogie.

A la fin de mon master, j'ai postulé, sans trop y croire, à l'Observatoire de Paris. Bruno et Anthony m'y ont accueilli et ont permis de passer cette dernière étape dans les meilleures conditions que l'on puisse imaginer, je ne les remercierai jamais assez. Pendant ma thèse j'ai eu de nombreuses occasions d'effectuer des enseignements : des cours en ligne avec Françoise Roques, l'encadrement de travaux pratiques et d'un stage avec Pierre Baudoz et l'encadrement de soirées d'observations avec Alain Doressoundiram, merci à vous de m'avoir permis d'effectuer un travail entier d'enseignant-chercheur durant ma thèse. Le personnel administratif de l'observatoire joue aussi un rôle important dans la réussite d'une thèse, je remercie tout particulièrement Cris Dupont pour son aide pour la mise en place et le remboursement des missions. Enfin Sandrine Vinatier qui fut mon premier contact avec l'Observatoire et qui m'a permis de mieux comprendre ce milieu. Plusieurs chercheurs m'ont également associé à leurs travaux je pense à Raphaël Galicher, Mickaël Bonnefoy et Anne-Marie Lagrange ainsi qu'à Arthur Vigan.

L'entourage et le cadre a aussi eu son importance, je pense à mes amis de Montpellier Gilou et Élodie ainsi qu'aux associations Quanta et Licornes. Mais aussi le club de jeux de société du CLAS de Meudon ainsi qu'à Olivier et Marie. Je n'oublie pas non plus mes collègues et amis de l'observatoire tel que les bien nommés par Cateline 4 fantastiques comprenant également Melody, Vincent et moi-même.

Je ne peux que remercier les membres de mon jury de thèse, d'avoir accepté d'être membres du jury mais aussi pour leurs remarques et commentaires constructifs. J'espère pouvoir travailler à l'avenir avec certains d'entre vous. Je remercie également Alain Lecavelier des Etangs pour avoir accepté l'invitation à ma soutenance.

Cette thèse a été financée par le Labex ESEP (N° 2011-LABX-030), je remercie l'État et l'ANR pour leur soutien apporté au titre du programme « investissements d'avenir » via l'« initiative d'excellence » PSL\* (convention N° ANR-10-IDEX-0001-02).



# Résumé

Depuis 2003 l'imagerie directe d'exoplanètes a permis d'obtenir des informations spectroscopiques et photométriques pour caractériser l'atmosphère de ces planètes géantes.

Notre but a été tout d'abord de développer un outil simple pour interpréter les observations venant de SPHERE (Spectro-Polarimetric High-contrast Exoplanet REsearch) au VLT et GPI (Gemini Planet Imager) au Gemini Sud pour déterminer les paramètres physiques des planètes.

Nous avons développé un modèle d'exoplanètes géantes jeunes (nommé Exo-REM pour Exoplanet Radiative-convective Equilibrium Model). Les paramètres d'entrée du modèle sont la gravité de surface  $g$ , la température effective ( $T_{\text{eff}}$ ) et la composition élémentaire. Les sources d'opacité comprennent l'absorption par le continuum induit par collisions H<sub>2</sub>-He et les raies atomiques et moléculaires de 8 corps différents (incluant la liste de raies du méthane d'Exomol). Les absorptions par des nuages de fer et de silicates sont aussi prises en compte sans diffusion.

J'ai utilisé Exo-REM avec des observations photométriques et spectroscopiques des planètes et naines brunes HD 95086 *b*,  $\beta$  Pictoris *b*,  $\kappa$  Andromedae *B*, HR 8799 *b*, *c*, *d*, *e*, GJ 758 *B*.

J'ai enfin étudié avec quelle précision on pouvait dériver les paramètres physiques des planètes à partir de différents jeux d'observations, photométriques et spectroscopiques dans le cadre de SPHERE.

## Mots-clefs

transfert radiatif, atmosphère, planètes gazeuses, HD 95086,  $\beta$  Pictoris,  $\kappa$  Andromedae, HR 8799, GJ 758



# Abstract

Since 2003 direct imaging of exoplanets allows us to obtain spectroscopic and photometric data to characterize their atmospheres.

First, our goal was to develop a simple tool to interpret data from SPHERE and GPI to derive planetary physical parameters. We developed a model of young giant exoplanet (called Exo-REM for Exoplanet Radiative-convective Equilibrium Model). Input parameters are surface gravity  $g$ , effective temperature ( $T_{\text{eff}}$ ) and elemental composition. Opacity sources include the H<sub>2</sub>-He collision-induced absorption and atomic and molecular lines from eight compounds (including CH<sub>4</sub> updated with the Exomol linelist). We consider clouds of iron and silicates without scattering.

I have used Exo-REM to analyse photometric and spectral observations of HD 95086 *b*,  $\beta$  Pictoris *b*,  $\kappa$  Andromedae *B*, HR 8799 *b, c, d, e*, GJ 758 *B*.

I finally investigated the precision to which the above parameters can be constrained from SPHERE measurements using different sets of near IR filters as well as low resolution spectroscopy.

## Keywords

radiative transfer, atmosphere, gaseous planets, HD 95086,  $\beta$  Pictoris,  $\kappa$  Andromedae, HR 8799, GJ 758



# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>15</b>
1.1	À propos des exoplanètes . . . . .	17
1.1.1	Qu'est-ce qu'une planète? . . . . .	17
1.1.2	Qu'est-ce qu'une exoplanète? . . . . .	21
1.2	L'imagerie directe . . . . .	23
1.2.1	Qu'entend-on par une image d'exoplanète? . . . . .	23
1.2.2	Solution technique . . . . .	26
1.2.3	Dynamique, formation, définition d'une planète . . . . .	31
1.3	Instruments . . . . .	32
1.3.1	Première génération . . . . .	32
1.3.2	Deuxième génération . . . . .	33
1.3.3	SPHERE . . . . .	33
1.3.4	Futur proche . . . . .	35
1.4	Modèles utilisés pour l'imagerie directe . . . . .	35
1.4.1	Modèles d'évolution . . . . .	35
1.4.2	Modèles d'atmosphère . . . . .	36
<b>2</b>	<b>Le modèle Exo-REM</b>	<b>39</b>
2.1	Problématique . . . . .	41
2.1.1	Modéliser pour l'imagerie directe d'exoplanète . . . . .	41
2.1.2	Exo-REM . . . . .	41
2.2	Un modèle d'atmosphère à l'équilibre radiatif-convectif . . . . .	41
2.2.1	Méthode numérique . . . . .	41
2.2.2	Données spectroscopiques . . . . .	45
2.3	Modèle d'atmosphère . . . . .	51
2.3.1	Composition gazeuse . . . . .	51
2.3.2	Modèle de nuage . . . . .	53
2.4	Entrées et sorties du modèle . . . . .	54
2.5	Exemples de sorties . . . . .	55
2.5.1	Entrées par défaut . . . . .	55
2.5.2	Identification des molécules . . . . .	55
2.5.3	Effet des nuages . . . . .	56
2.5.4	Effets de la température effective . . . . .	58
2.5.5	Effets de la métallicité . . . . .	58
2.5.6	Effets de la gravité de surface . . . . .	58
2.5.7	Synthèse . . . . .	61
2.6	Comparaison à la littérature . . . . .	61
<b>3</b>	<b>Application d'Exo-REM aux observations existantes</b>	<b>65</b>
3.1	Méthode suivie . . . . .	67
3.2	HD 95086 <i>b</i> . . . . .	69
3.2.1	La planète et les données . . . . .	69
3.2.2	Analyse . . . . .	70

3.2.3	Contraintes extérieures . . . . .	70
3.3	$\beta$ Pictoris <i>b</i> . . . . .	74
3.3.1	La planète et les données . . . . .	75
3.3.2	Analyse de la photométrie . . . . .	76
3.3.3	Analyse du spectre J . . . . .	76
3.3.4	Sélections . . . . .	77
3.3.5	Analyse du spectre H . . . . .	78
3.4	$\kappa$ Andromedae " <i>b</i> " . . . . .	83
3.4.1	La planète et les données . . . . .	83
3.4.2	Analyse . . . . .	84
3.4.3	Sélections . . . . .	84
3.5	HR 8799 <i>b,c,d,e</i> . . . . .	86
3.5.1	HR 8799 <i>b</i> . . . . .	88
3.5.2	HR 8799 <i>c</i> . . . . .	93
3.5.3	HR 8799 <i>d</i> . . . . .	97
3.5.4	HR 8799 <i>e</i> . . . . .	102
3.5.5	Résumé du système . . . . .	106
3.6	GJ 758 <i>B</i> . . . . .	109
<b>4</b>	<b>Travaux préparatoires sur SPHERE</b>	<b>115</b>
4.1	Niveaux de contraintes accessibles avec Exo-REM . . . . .	117
4.1.1	Problème . . . . .	117
4.1.2	Objectifs . . . . .	117
4.1.3	Quelques exemples d'effets . . . . .	118
4.1.4	Photométrie . . . . .	119
4.1.5	Spectroscopie . . . . .	122
4.1.6	Nombre d'observations . . . . .	123
4.1.7	Synthèse . . . . .	125
<b>5</b>	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>129</b>
5.1	Conclusions . . . . .	131
5.1.1	Le modèle . . . . .	131
5.1.2	Les planètes étudiées . . . . .	132
5.1.3	SPHERE . . . . .	134
5.2	Perspectives . . . . .	135
5.2.1	Modélisation . . . . .	135
5.2.2	Analyse de données . . . . .	135
5.2.3	Observatoires spatiaux . . . . .	136
<b>A</b>	<b>Article présentant Exo-REM</b>	<b>153</b>
<b>B</b>	<b>Articles utilisant Exo-REM</b>	<b>169</b>
<b>C</b>	<b>Acronymes</b>	<b>181</b>



# **Chapitre 1**

## **Introduction**



## 1.1 À propos des exoplanètes

### 1.1.1 Qu'est-ce qu'une planète ?

#### Définition

Le mot planète nous vient de l'antiquité, il définit un objet se déplaçant dans le ciel par rapport à la "voûte céleste", c'est une classe d'objets brillants, comme l'"étoile du berger" (qui est en fait Vénus), qui suivent la "course" du Soleil et de la Lune. Une définition plus moderne nous permet de préciser que ce sont des objets tournant autour du Soleil, sphériques car à l'équilibre hydrostatique (voir figure 1.1), c'est à dire que le gradient de pression (venant de la densité des particules composant l'atmosphère dans le cas des planètes géantes gazeuses) compense la force de gravité (c'est à dire s'oppose au poids de ces mêmes particules) :

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho(z)g(z), \quad (1.1)$$

avec  $p$  la pression,  $z$  l'altitude,  $\rho$  la densité de l'atmosphère et  $g$  la gravité. Une planète est donc un objet qui ne s'effondre pas sur lui même et n'est également pas en expansion. À priori il n'y a pas de fusion nucléaire (ce qui a lieu dans le cœur des étoiles) au cœur d'une planète, les conditions extrêmes de pression et de température nécessaires n'étant pas réunies.

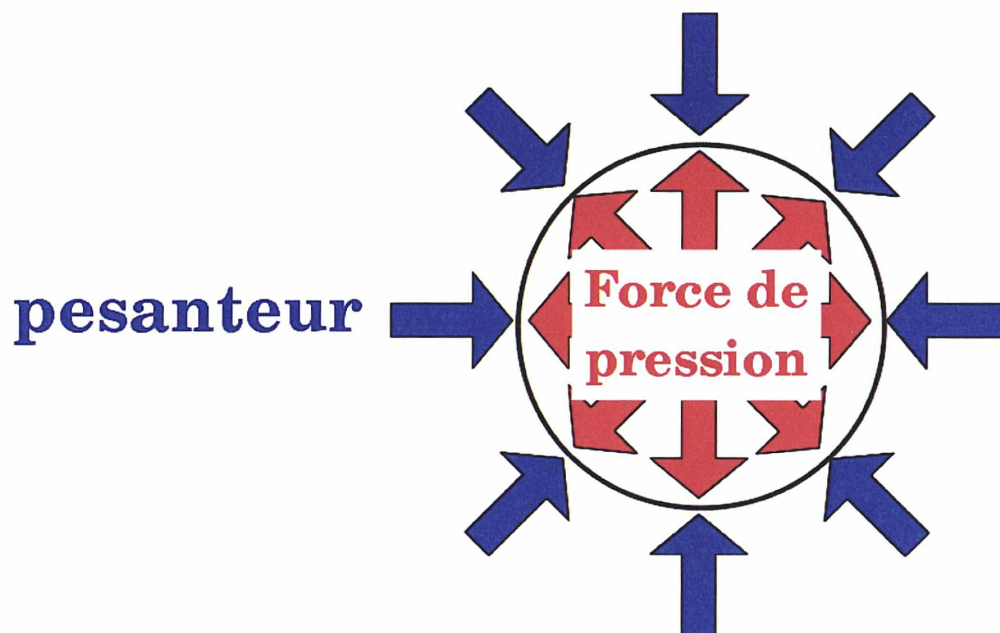


FIGURE 1.1 – Illustration de l'équilibre hydrostatique : la pesanteur (en bleu) est compensée par la force de pression du milieu (en rouge) ce qui à l'équilibre forme naturellement une sphère.

#### Notre système solaire

On recense huit planètes dans le système solaire (figure 1.2 et table 1.1), au moins cinq planètes naines, d'innombrables satellites et deux ceintures d'astéroïdes. Les quatre planètes telluriques Mercure, Vénus, la Terre et Mars sont les objets les plus proches du Soleil, elles possèdent une surface solide rocheuse. Une barrière d'astéroïdes sépare le système solaire interne et les planètes géantes, les géantes gazeuses Jupiter et Saturne, puis les géantes glacées Uranus et Neptune. On trouve ensuite les objets transneptuniens

TABLE 1.1 – Paramètres clefs définissant quelques planètes du système solaire.

Paramètres / planètes	Mercure	Terre	Jupiter	Saturne	Neptune
distance au Soleil [ua]	0,4	1	5	9,5	30
période de révolution	88 jours	365,25 jours	11,9 ans	29,5 ans	164,9 ans
rayon [ $R_{\text{Jup}}$ ]	0,04	0,09	1	0,83	0,35
$T_{\text{eff}}$ [K]	433,9	254	124	95	60
$\log_{10}(g[\text{cgs}])$	2,57	2,99	3,40	3,02	3,05
Masse [ $M_{\text{Jup}}$ ]	0.0002	0.0031	1	0.2994	0.0541

(dans la ceinture de Kuiper et le nuage d'Oort). La recherche de disques similaires, en dehors du système solaire, est un sujet d'étude parallèle à l'imagerie directe des exoplanètes, exploitant les mêmes instruments et étudiant les mêmes étoiles (Smith & Terrile, 1984).

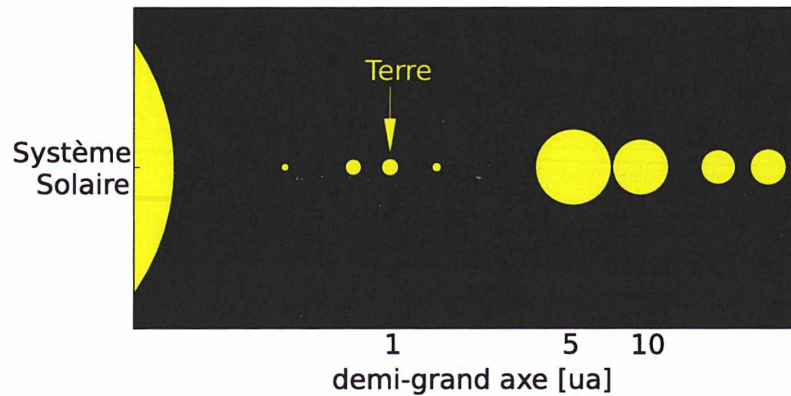


FIGURE 1.2 – Distance au Soleil (demi-grand axe) de chaque planète du système solaire, la surface des points varie comme la racine carrée de la masse des planètes.

Les planètes du système solaire n'émettent pas de lumière dans le visible, elles réfléchissent la lumière du Soleil de façon proportionnelle à leur albédo et inversement proportionnelle au carré de la distance au Soleil. Par contre, elles émettent un rayonnement infrarouge correspondant à leur rayonnement de corps noir pour leur faible température (figure 1.3).

La figure 1.3 nous permet de voir les contrastes entre le flux du Soleil et celui des planètes du système solaire (sans prendre en compte les absorptions). La courbe du Soleil correspond à son rayonnement de corps noir, celles des trois planètes représentent la combinaison du flux du Soleil réfléchi, dans la partie visible du spectre, et des flux (de corps noir) émis dans la partie infrarouge du spectre. C'est dans la partie infrarouge-moyen du spectre, autour de  $10 \mu\text{m}$ , que le contraste est le meilleur pour détecter une planète relativement froide comme on en trouve dans le système solaire.

### Modèle de formation par accrétion autour d'un noyau

La façon communément admise actuellement pour former un système planétaire est que l'étoile et les planètes se forment de façon concomitante (Kant, 1755; Laplace, 1796) : l'étoile par fragmentation et effondrement gravitationnel d'un nuage interstellaire, les planètes par accrétion de poussière et de gaz autour d'un noyau en orbite autour d'une

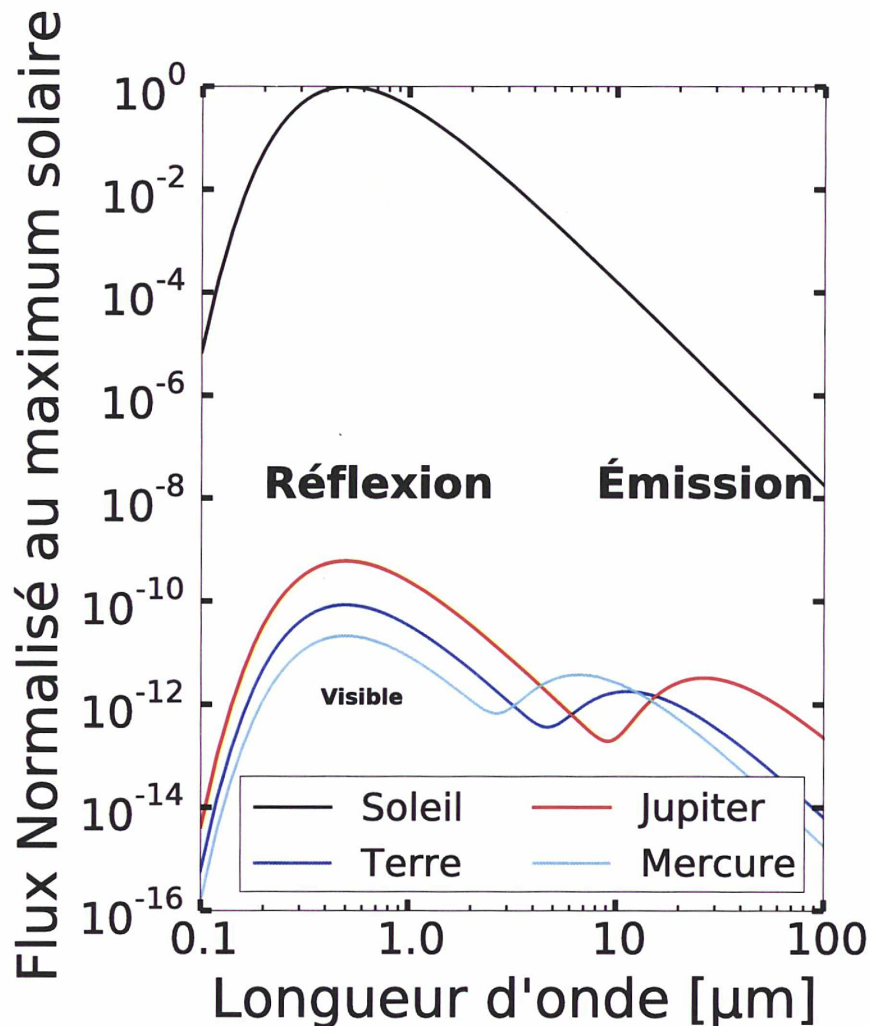


FIGURE 1.3 – Spectres, normalisés au maximum solaire, du Soleil et des planètes du système solaire, sans absorption. Les planètes ont deux composantes : dans le visible la réflexion du spectre solaire (le rayonnement de corps noir du Soleil, multiplié par le rayon sur la distance au carré et par l'albédo de la planète), et dans l'infrarouge leur émission propre (le rayonnement de corps noir de la planète).

étoile. Dans les environs d'une étoile en formation, les poussières en orbite vont s'agglomérer pour former des corps de plus en plus gros, jusqu'à arriver à des planétésimaux (objets de quelques kilomètres de diamètre) qui vont ensuite former les planètes telluriques. Si le processus continue, la masse de la planète atteint un seuil critique ( $\sim 10$  fois la masse de la Terre) au-delà duquel se déclenche une accréation exponentielle de gaz, menant à la formation des planètes géantes (Lin & Ida, 1997). Ces processus sont violents, une planète nouvellement formée contient énormément d'énergie provenant du processus de formation qu'elle va rayonner pendant le reste de son histoire, refroidissant (nous le verrons plus tard) plus ou moins lentement (Mordasini *et al.*, 2012). Ce faisant, son flux lumineux propre va donc décroître et le maximum de cette émission se déplacer vers l'infrarouge de plus en plus éloigné du visible (figure 1.4).

Par définition, le rayon d'une planète va dépendre de l'équilibre hydrostatique, plus la planète est massive, plus elle possède un rayon important. Mais quand on étudie des objets plus massifs que Jupiter on se rend compte qu'il existe un maximum pour le rayon d'un

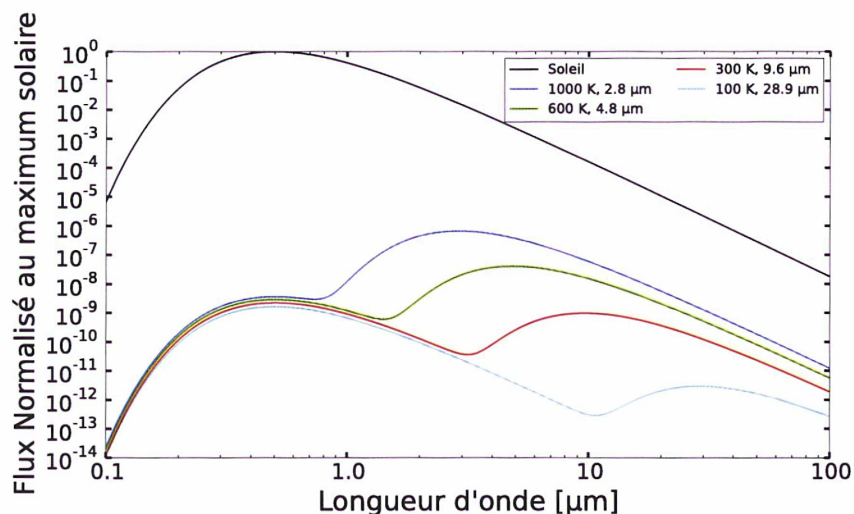


FIGURE 1.4 – Spectres, normalisés au maximum solaire, du Soleil et de planètes similaires à Jupiter (distance et albédo) mais à diverses températures. Les contrastes entre maxima de chaque spectre planétaire et celui du Soleil sont respectivement de  $10^{-4,5}$  à  $2,8 \mu\text{m}$ ,  $10^{-4,7}$  à  $4,8 \mu\text{m}$ ,  $10^{-5,1}$  à  $9,6 \mu\text{m}$  et  $10^{-5,9}$  à  $28,9 \mu\text{m}$

objet à l'équilibre hydrostatique, autour de deux fois le rayon de Jupiter ( $R_{\text{Jup}}$ ) pour une jeune planète de quatre masses de Jupiter ( $M_{\text{Jup}}$ ), car il arrive un moment où la pression cinétique ne peut plus compenser la gravité (Zapolsky & Salpeter, 1969; Mordasini *et al.*, 2012). Il faut alors faire entrer en jeu la pression de dégénérescence des électrons (les électrons se retrouvent tellement proches les uns des autres que le principe d'exclusion leur interdit de s'approcher plus) qui va imposer un rayon de plus en plus petit pour atteindre l'équilibre quand on augmente la masse de la planète.

### Qu'entend-t-on par obtenir l'image d'une planète ?

On voit à l'œil nu la plupart des planètes du système solaire grâce au fait que celles-ci sont proches de nous et reflètent la lumière du Soleil, mais nous les voyons comme des sources de lumière ponctuelles. Depuis Galilée on peut résoudre les planètes donc les voir comme des sphères avec une surface et une atmosphère plus ou moins homogène et non juste des points. La lumière nous provenant d'une planète nous permet d'étudier la composition de son atmosphère, de déterminer sa température, de connaître sa météorologie, sa géologie. Tout cela sans avoir besoin d'aller sur place.

La spectroscopie permet d'obtenir la composition de l'atmosphère d'une planète via les raies d'absorption et d'émission des molécules et atomes la composant. Dans le système solaire, elle a par exemple permis d'identifier une molécule inconnue dans l'atmosphère du Soleil (Helios en grec), l'Hélium (Janssen, 1869). Mais aussi tout récemment (juillet 2015) de cartographier la localisation de la glace de méthane sur Pluton (Fig. 1.5).

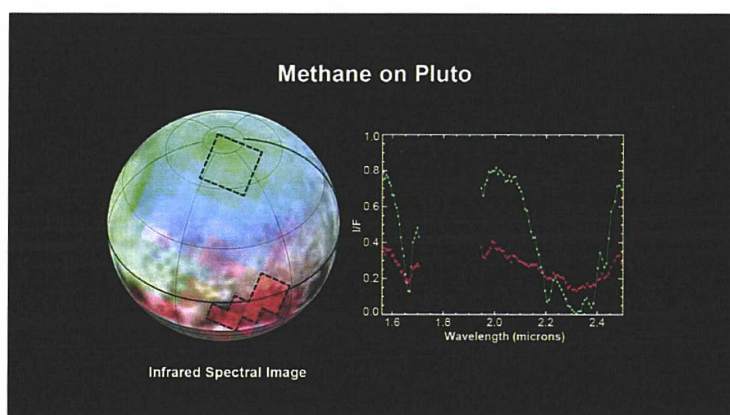


FIGURE 1.5 – Carte de la glace de méthane sur Pluton. Crédits : New Horizon/NASA

## 1.1.2 Qu'est-ce qu'une exoplanète ?

### Définition

#### Nomenclature des exoplanètes :

Pour les étoiles les plus brillantes on utilise le nom de la constellation précédé d'une lettre grecque, en suivant l'alphabet, ainsi  $\beta$  Pictoris est la deuxième étoile la plus brillante de la constellation du Peintre (hémisphère sud). Sinon on utilise son identifiant dans un catalogue. Ainsi l'étoile numéro 27321 observée par le satellite Hipparcos de l'agence spatiale européenne (ESA) est l'étoile HIP 27321, c'est aussi l'étoile numéro 2020 référencée par l'observatoire de Harvard, appelée HR 2020 et il se trouve que cette étoile correspond à  $\beta$  Pictoris. Une fois que l'on a le nom de l'étoile la première planète découverte sera nommée du nom de l'étoile suivie par la lettre  $b$  ( $A$  étant l'étoile), la suivante  $c$  et ainsi de suite.

Les exoplanètes sont des planètes tournant autour d'autres étoiles que le Soleil (même si certains objets de masse planétaire n'orbitant autour d'aucune étoile ont été découvert, ils sont appelés Planètes Flottant Librement, Free Floating Planets, et pas encore exoplanètes). On compte aujourd'hui (juillet 2015) 1932 exoplanètes confirmées dans 1222 systèmes planétaires<sup>1</sup>, les premières détections ont eu lieu dans les années 90 autour de pulsars (Wolszczan & Frail, 1992), des étoiles à neutrons qui émettent un rayonnement périodique très précis, tel un phare, la présence de planètes modifiant cette périodicité de façon caractéristique. Plusieurs autres méthodes directes ou indirectes permettent aussi de détecter et de caractériser les exoplanètes.

### Les méthodes de détection indirectes : vélocimétrie radiale, transit, microlentille

La première exoplanète détectée autour d'une étoile ressemblant au Soleil est 51 Pegasus  $b$  (51 Peg  $b$ ) (Mayor & Queloz, 1995). C'est la première planète détectée par la technique de vélocimétrie radiale, dans laquelle on observe le spectre de l'étoile hôte à très haute précision et le compare à un spectre de référence. L'idée est de rechercher le décalage des raies du spectre de l'étoile, provenant du mouvement de cette dernière autour du centre de masse commun au système étoile-planète(s). La variation de la vitesse radiale de l'étoile, soit sa vitesse suivant la ligne de visée de l'observateur, va nous donner des informations sur le ou les planètes du système. Cette technique est intrinsèquement efficace pour détecter des planètes massives, proches de leur étoile (figure 1.6, étoiles rouges), dont le plan de l'orbite

1. [www.exoplanet.eu](http://www.exoplanet.eu)

est peu inclinée par rapport à l'axe de visée, ce qui accroît le mouvement visible de l'étoile et donc sa vitesse radiale.

51 Peg *b* est une planète ressemblant à Jupiter, mais aussi proche de son étoile que l'est Mercure du Soleil, ce qu'on appelle un Jupiter-chaud. Cette nouvelle classe de planètes inattendues a amené à considérer la possibilité que les planètes géantes migrent dans les jeunes systèmes planétaires (système solaire inclus, Weidenschilling & Marzari, 1996).

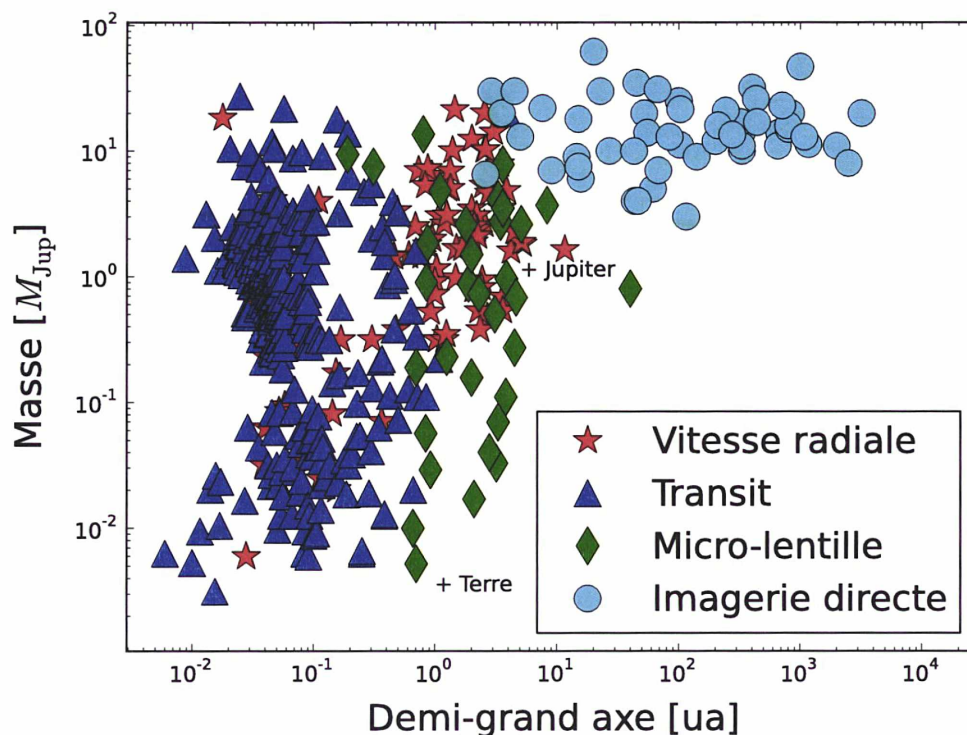


FIGURE 1.6 – Diagramme Masse/demi-grand axe des exoplanètes répertoriées suivant la méthode qui a servi à les détecter (le 7 mai 2015, [www.exoplanet.eu](http://www.exoplanet.eu)).

La technique qui a fourni le plus de détection d'exoplanètes actuellement est la technique des transits (Schilling, 1999). Le principe ici est de suivre la lumière d'une étoile dans le temps, et de rechercher une baisse de luminosité caractéristique d'une "éclipse", d'un objet passant devant l'étoile. Cette technique est particulièrement adaptée à la détection des planètes avec un rayon important, proches de leur étoile (figure 1.6, triangles bleus), avec une orbite parfaitement dans l'axe de la ligne de visée.

Seule, la technique des transits ne permet d'obtenir que des candidats exoplanètes car de très nombreux phénomènes physiques peuvent mimer le transit d'une planète. Deux techniques sont utilisées couramment pour valider les candidats, une détection en vitesse radiale, ou dans le cas d'un système multiple, la technique dite de variation du temps de transit (ou Transit Time Variation, TTV pour des systèmes multiples). La TTV valide la présence d'un système de planètes en confrontant des prédictions de variation de luminosité venant des mouvements képlériens des planètes, avec les observations.

La technique des transits a détecté de très nombreuses planètes, dont des systèmes très compacts de planètes telluriques, et un faible nombre de géantes en comparaison. Elle nous permet de commencer à faire des statistiques sur les planètes proches de leur étoile. En mesurant la luminosité de l'étoile avec des filtres à bande étroite ou en spectroscopie, on peut aussi construire le spectre en transmission de l'atmosphère de la planète, en général après plusieurs transits (nécessaires pour atteindre un signal à bruit suffisant, (Irwin *et al.*



, 2014)).

Les satellites Corot et Kepler ont permis de découvrir plusieurs planètes ressemblant de plus en plus à la Terre comme Corot-7b ou Kepler 452b (Barge *et al.* , 2008; Léger *et al.* , 2009; Borucki *et al.* , 2010; Jenkins *et al.* , 2015)

Les techniques de vélocimétrie radiale et des transits nécessitent des observations couvrant plusieurs orbites, surtout pour des planètes telluriques, pour confirmer la présence d'une variation périodique venant d'un objet de masse planétaire. Plus le temps passe plus elles permettent des détections de planètes à longue période, en suivant des étoiles depuis que ces techniques existent.

Une autre technique qui a fait ses preuves est celle des micro-lentilles gravitationnelles (Bond *et al.* , 2004). L'idée ici est de surveiller un grand nombre d'étoiles très éloignées et de chercher des variations de luminosité, des augmentations venant de l'effet de lentille gravitationnelle du système étoile-planète passant devant l'étoile de champ (les rayons lumineux de l'étoile de champ étant successivement déviés par la masse de la planète et par celle de l'étoile). Cette technique a permis de détecter plusieurs dizaines de planètes ainsi que des naines brunes et objets flottants librement (Sumi *et al.* , 2011; Cassan *et al.* , 2012). Par contre l'observation est unique et la chance de voir se reproduire un effet de micro-lentille provoqué par le même système planétaire est très faible voir nulle.

Enfin l'astrométrie de haute précision de l'étoile doit permettre aussi de détecter des planètes, malheureusement à ce jour il n'y a eu que quelques faux positifs (van de Kamp, 1963) mais le satellite Gaia de l'ESA promet une moisson de plusieurs centaines de nouvelles découvertes (Perryman *et al.* , 2014). Le concept est complémentaire des vitesses radiales, mais au lieu de regarder le déplacement de l'étoile sur la ligne de visée, on regarde l'autre composante de son déplacement, c'est à dire son déplacement sur le ciel perpendiculairement à l'axe de visée. Pour cela on a besoin de mesurer les variations de position de l'étoile avec une très grande précision (de l'ordre de la dizaine de micro secondes d'arc pour des planètes similaires à Jupiter (Perryman, 2014)).

## L'imagerie directe

L'imagerie directe, que je vais détailler par la suite, est "simplement" l'acquisition de la lumière provenant de la planète elle-même. Elle s'intéresse aux objets lumineux, éloignés des étoiles, et ne nécessite pas un suivi récurrent sur plusieurs périodes de rotation pour effectuer une détection et la confirmer. Pour confirmer une détection en imagerie directe, il faut vérifier que la source lumineuse est liée à l'étoile. On prend donc au moins deux images séparées de plusieurs mois (en fonction de l'amplitude du mouvement propre de l'étoile) pour voir si le déplacement de la source correspond à un objet lié à l'étoile. Elle a permis de découvrir des planètes massives et plutôt éloignées de leur étoile (figure 1.6, disques cyan).

## 1.2 L'imagerie directe

### 1.2.1 Qu'entend-on par une image d'exoplanète ?

Les images que nous obtenons des exoplanètes ne semblent pas ressembler aux dessins d'artiste qui les accompagnent (figure 1.7, à gauche) où l'on voit les exoplanètes comme on peut avoir des photographies de planètes du système solaire. La réalité est toute autre, on parle de planètes très éloignées de nous, au même titre que nous voyons les étoiles à l'œil nu comme des points sur le ciel, les exoplanètes dont nous étudions la lumière ne sont pas

résolues spatialement. Les planètes dont on obtient l'image ont donc l'apparence de point sur nos images.

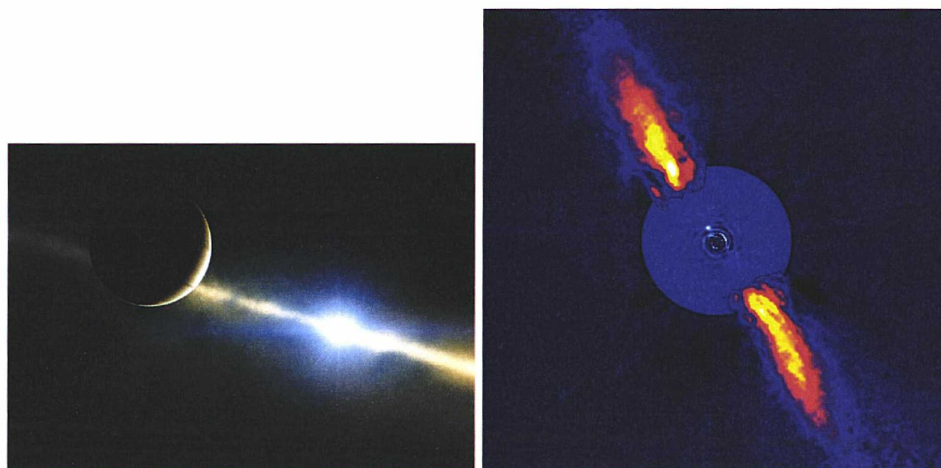


FIGURE 1.7 – Dessin d'artiste (*ESO/L. Calçada*) et image réelle (*ESO/A.M. Lagrange*) de la planète  $\beta$  Pictoris b. Sur l'image réelle à droite, l'étoile est masquée au centre, le petit point blanc au dessus est la planète.

Deux choses sont à prendre en compte, pour faire de l'imagerie directe d'exoplanètes :

- on doit pouvoir séparer angulairement la lumière de l'étoile de celle de la planète,
- le contraste étoile/planète doit nous permettre de voir cette dernière.

### Séparation angulaire

La collecte des photons avec un télescope engendre un phénomène de diffraction, le miroir ayant une taille finie. L'image d'un point source à l'infini observé à une longueur d'onde  $\lambda$  par un télescope de diamètre  $D$ , appelée fonction d'étalement du point (Point Spread Function, PSF) est définie par le diamètre de la tache de diffraction. Pour un télescope circulaire sans obstruction ce diamètre est égal à  $\frac{2,44\lambda}{D}$  (tache d'Airy dans le cas d'un miroir circulaire sans obstruction) où la résolution est  $\frac{\lambda}{D}$ . Le pouvoir de résolution est l'écart minimal sur le ciel entre deux objets pour pouvoir séparer leur deux taches soit  $\frac{1,22\lambda}{D}$  (figure 1.8), cela correspond à la position du premier anneau noir. L'image d'une exoplanète aura donc un certain rayon apparent sur le détecteur, dépendant de l'instrument et de la longueur d'onde, indépendant du vrai rayon de la planète.

Pour voir la planète il faut arriver à résoudre la distance la séparant de son étoile, une planète située à quelques dizaines d'unités astronomiques (ua) d'une étoile située à dix parsecs (pc) de nous va être séparée sur le ciel d'environ une seconde d'arc.

### Contraste

La lumière de l'étoile est diffractée par l'instrument, la tache de diffraction de cette première va couvrir tout le plan focal en étant de moins en moins intense vers les bords. Notre capacité à voir ou non une planète va dépendre de la portion de lumière de l'étoile qui va se retrouver au même endroit que la planète. Il faut que le contraste, la différence entre les intensités de l'étoile et de la planète soit le plus proche de 1. Dans les faits, quand on observe la figure 1.3, on voit que c'est entre 10 et 30 microns que l'on trouve le meilleur contraste entre les planètes et le Soleil. Maintenant si on regarde le même graphique pour une planète imagée comme  $\beta$  Pictoris b dans la figure 1.9, on se rend compte que, si la planète est très jeune et très chaude (comme c'est le cas pour cette planète comparée à celles du système solaire), on peut espérer un bon contraste dès le proche infrarouge et

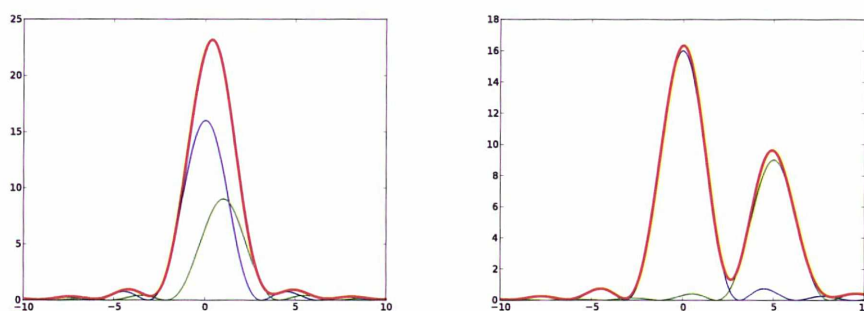


FIGURE 1.8 – Coupe schématique de la fonction d'étalement du point d'une étoile (bleu), d'une planète (vert) et du signal observé (rouge) sans aberrations optiques. De gauche à droite : 1) les signaux de la planète et de l'étoile ne sont pas différenciables, 2) la distance entre l'étoile et la planète est résolue on voit deux pics bien séparés.

en général un meilleur contraste que pour des planètes d'un vieux système planétaire, à toutes les longueurs d'onde.

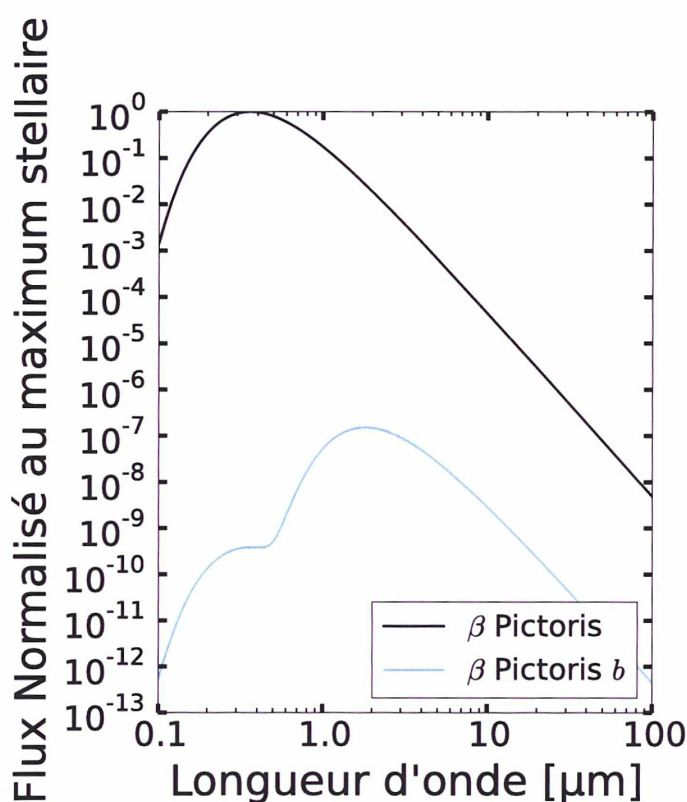


FIGURE 1.9 – Spectres de corps noir, normalisés au maximum stellaire, de  $\beta$  Pictoris et  $\beta$  Pictoris b sans absorption.

Le contraste est aussi la quantité physique réellement mesurée. Une observation brute en imagerie directe c'est avant tout mesurer le contraste entre la planète et l'étoile, puis, connaissant le flux de l'étoile, retrouver le flux de la planète. Cela demande entre autres une bonne connaissance de l'étoile qui peut avoir un flux variable et des bandes d'absorption dans le domaine étudié.

## 1.2.2 Solution technique

### Coronographie

Comment diminuer au maximum le contraste entre l'étoile et la planète ?

Pour répondre à cette question il faut se tourner vers les travaux d'un astronome de l'Observatoire de Paris, Bernard Lyot (Lyot, 1932). Bernard Lyot a développé une technique pour recréer des éclipses solaires à volonté pour étudier la couronne du Soleil, la coronographie. Le principe est de masquer une source lumineuse exactement dans l'axe optique de l'instrument en prenant en compte la lumière résiduelle diffractée. Après avoir centré l'étoile sur l'axe optique, on place un masque au foyer image du télescope de taille similaire à la tache d'Airy formée par l'ouverture de l'instrument, si nous étions en optique géométrique cela suffirait à bloquer tout le signal mais en optique ondulatoire une partie de la lumière va être diffractée, il faut donc placer un diaphragme (le Lyot-stop) à l'arrière du masque pour bloquer cette lumière diffractée.

La lumière provenant de la planète est, pour sa part, légèrement décalée par rapport à l'axe optique, l'image ne se forme pas sur le masque mais à côté et seule une part négligeable de sa lumière est affectée par le Lyot-stop (figure 1.10).

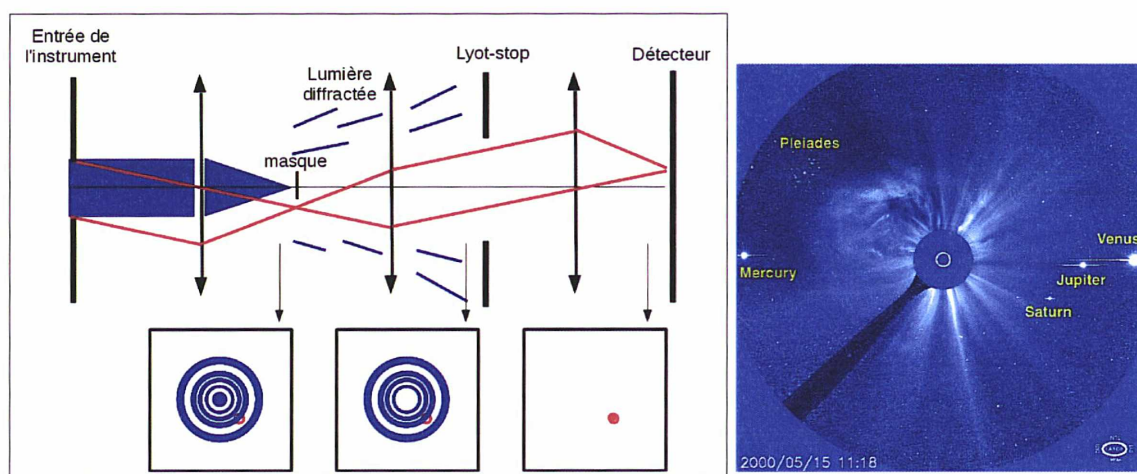


FIGURE 1.10 – **À gauche** : Schéma optique du coronographe de Lyot, en bleu le chemin suivi par la lumière de l'étoile, en rouge celui de la planète. **À droite** : Image prise par l'observatoire solaire spatial ESA/NASA SOHO (l'instrument Large Angle and Spectrometric Coronagraph Experiment, LASCO), le Soleil est masqué par coronographie, on voit sa couronne ainsi que Mercure, Vénus, Jupiter et Saturne.

Depuis, le concept de coronographe a été amélioré, notamment pour atteindre les niveaux de contraste requis pour observer les exoplanètes soit  $10^4 \sim 10^6$ . Le masque original de Lyot est un masque opaque sur toute sa surface, l'une des améliorations possibles est d'apodiser la pupille d'entrée (Baudoz, 1999; Aime *et al.*, 2001; Soummer *et al.*, 2003), c'est à dire d'avoir la transmission de l'entrée de l'instrument qui va varier en fonction de la distance au centre. Une autre manière d'améliorer le concept est de passer par des masques transparents mais jouant sur les différences de phase pour créer des interférences destructrices avec un faisceau dans l'axe (l'étoile) comme le 4-quadrants (Rouan *et al.*, 2000).

Au sol comme dans l'espace les aberrations optiques et/ou la turbulence atmosphérique vont produire un phénomène de tavelure qui va entrer en jeu et va dégrader le contraste de l'instrument.

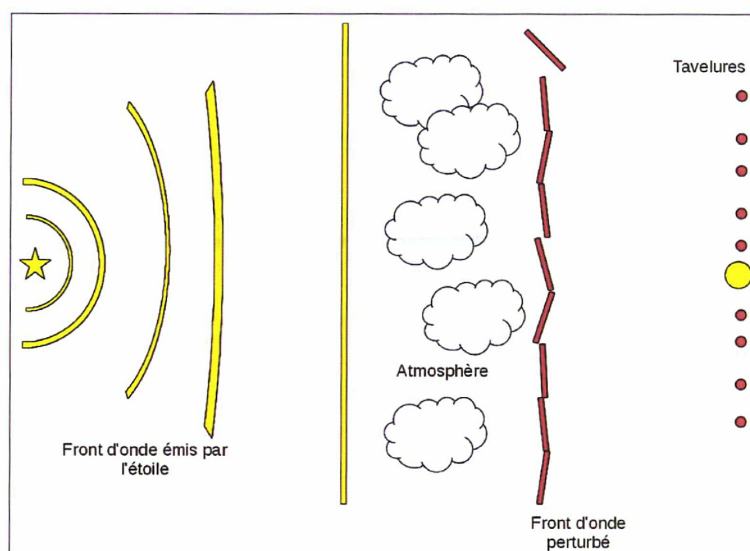


FIGURE 1.11 – Schéma de l'évolution du front d'onde émis par une étoile. L'étoile émet de la lumière, de façon isotrope, de telle sorte que cette lumière forme un front d'onde sphérique. Très éloigné de la source, le front d'onde est tellement étiré qu'il apparaît sous forme d'un front d'onde plan. Les perturbations sur le chemin optique déforment le front d'onde (en rouge) étalant le flux de l'étoile sur le détecteur sous forme de tavelures (ronds rouges, sinon toute l'énergie aurait été concentrée en un point, le rond jaune ici).

## Tavelures

En optique, on peut considérer les planètes et étoiles comme des sources ponctuelles "à l'infini", la lumière qu'elles émettent nous arrive donc en théorie sous la forme d'un front d'onde plan. Mais il y a des lentilles et des miroirs sur le chemin optique, qui peuvent comporter des aberrations optiques (en phase et en amplitude) ou être recouvert de poussières. En règle générale un télescope n'est pas un simple faisceau circulaire mais comporte des obstructions (centrales, araignées) qui soutiennent les éléments mécaniques. L'atmosphère et les optiques vont créer des déphasages, certaines parties du front d'onde vont suivre un chemin optique plus long. Les araignées et les poussières vont changer localement l'amplitude du front d'onde. Ces aberrations de phase et d'amplitude produisent des tavelures, résultant d'interférences aléatoires entre différentes parties du front d'onde, de taille caractéristique  $\frac{\lambda}{D}$ , ce qui correspond aussi à la taille des images des planètes (voir figures 1.11 et 1.12, image centrale).

## Optique adaptative

Pour corriger une partie de ces aberrations on utilise l'optique active sur les grands télescope au sol et bientôt dans l'espace (pour corriger les effets de l'instrument, avec des variations temporelles lentes) et adaptative au sol (pour corriger les effets de l'atmosphère, avec des variations très rapides). L'objectif est d'analyser le front d'onde reçu et d'appliquer une correction avant le détecteur.

Pour effectuer cette correction, on peut par exemple dévier une partie de la lumière reçue sur un analyseur de front d'onde de type Shack-Hartmann comme dans la figure 1.12, cet analyseur est constitué de nombreuses lentilles réparties sur un plan. Si le front d'onde est plan, chaque image créée par chaque lentille va se trouver dans l'axe de cette dernière (croix noire). Si le front d'onde est déformé l'image est décalée (croix rouge). On peut alors, connaissant ces déformations, appliquer des corrections via un miroir déformable, composé d'un miroir souple ou segmenté, sous lequel se trouvent des actionneurs qui contrôlent la

déformation en temps réel.

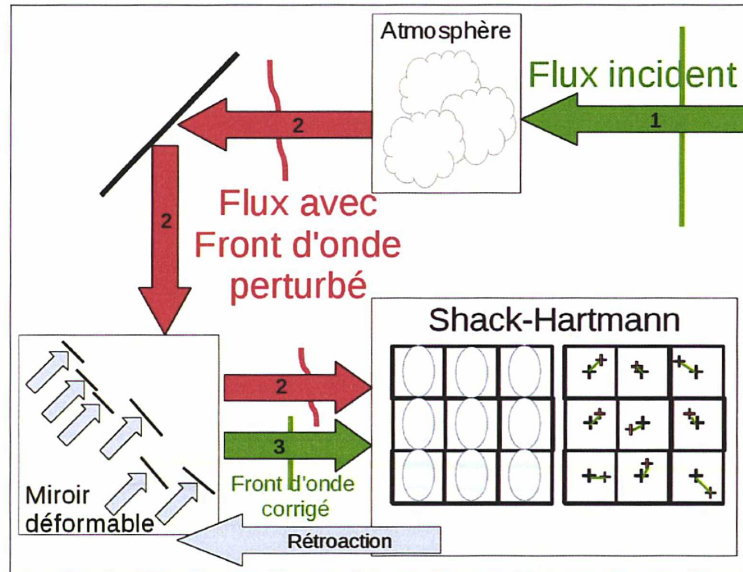


FIGURE 1.12 – Schéma d'une optique adaptative avec analyseur de front d'onde de type Shack-Hartmann (en bas à droite). La lumière entre dans l'atmosphère où le front d'onde est déformé, elle se réfléchit sur le miroir principal, puis sur le miroir déformable, enfin elle arrive sur l'analyseur de front d'onde.

### Imagerie différentielle

La combinaison de l'optique adaptative et de la coronagraphie nous permet de retirer une part importante de la lumière de l'étoile mais cela est rarement suffisant, en général il faut utiliser une étape supplémentaire : exploiter la diversité, les caractéristiques différentes, entre la/les planète(s) et l'étoile (figure 1.13).

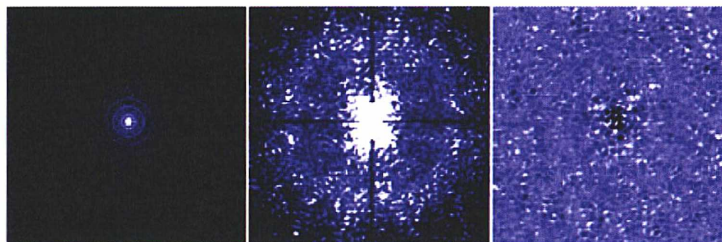


FIGURE 1.13 – Effet des corrections successives sur l'image obtenue. De gauche à droite : une image d'une étoile sans correction, la même source mais après un coronographe (sans optique adaptative les tavelures sont omniprésentes), enfin en combinant optique adaptative et coronagraphie (on commence à voir des planètes, sur la diagonale en haut à droite de l'étoile masquée), *Observatoire de Paris / LESIA*.

La première technique utilisée est l'imagerie différentielle angulaire (ADI, Marois *et al.*, 2006), elle donne de bons résultats si la majeure partie des aberrations sont internes à l'instrument qui est fixe. La rotation de la Terre provoque une rotation apparente de la "voûte céleste" dans le temps (figure 1.14), les étoiles semblent tourner autour de l'étoile polaire, en fait autour de l'axe de rotation de la Terre. En temps normal, un télescope et/ou l'instrument compense cette rotation, en suivant la position de l'étoile (déplacement de la direction du télescope) et en appliquant une rotation. L'idée ici est ne pas appliquer cette

dernière (ou si l'on se trouve au foyer Nasmyth, d'activer la dérotation de la pupille), l'étoile reste bien au centre de l'image, les tavelures sont quasi-statiques mais les objets autour de l'étoile tournent autour de l'axe de optique. En prenant plusieurs séries d'images avec des temps de pose courts, on peut alors différencier étoile et planètes. La médiane des images va nous donner une estimation de l'image de l'étoile et des tavelures, que l'on peut ensuite soustraire des autres images, sur lesquelles on peut alors appliquer une dé-rotation et enfin les additionner pour obtenir les images des objets autour de l'étoile.

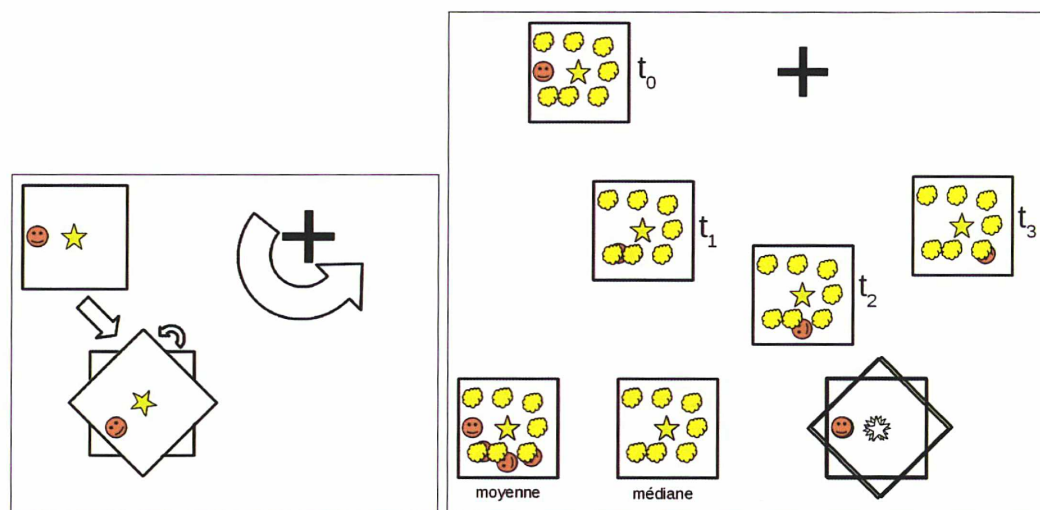


FIGURE 1.14 – À gauche : Schéma présentant la rotation du système étoile-planète (jaune-orange) autour de l'axe de rotation de la Terre (croix noire), ce mouvement se décompose en une translation et une rotation. À droite : Représentation de l'ADI où cette dernière rotation n'est pas compensée, la planète (en orange) semble tourner entre les images prises aux temps  $t_0$ ,  $t_1$ ,  $t_2$  et  $t_3$  autour de l'axe optique fixé sur l'étoile.

Une autre technique utilisée est l'imagerie différentielle spectrale (SDI, Racine *et al.*, 1999), elle demande d'avoir une bonne idée des spectres potentiels des planètes et des étoiles et d'identifier des longueurs d'onde où l'on trouve des bandes d'absorption uniquement dans l'un des deux (typiquement le méthane pour les planètes "froides"). On prend donc une image dans un domaine de longueur d'onde hors des bandes d'absorption et une autre dans une bande d'absorption en faisant la différence des deux on obtient l'image de la planète seule (l'étoile se trouvant dans les deux images).

Enfin une dernière technique vient du fait que la lumière émise par une étoile n'est pas polarisée, mais les réflexions de celle-ci le sont. La lumière nous provenant d'une planète froide proche de son étoile, avec une atmosphère contenant des particules en suspension, ou d'un disque de poussière et/ou de débris va être la lumière réfléchi, et donc polarisée, de l'étoile. En utilisant deux filtres polarisants dans des directions différentes on obtiendra donc la même amplitude pour la lumière venant directement de l'étoile et une amplitude différente entre les filtres pour celle provenant des objets "poussiéreux" en orbites.

### Spectroscopie à intégrale de champ (IFS) et déconvolution spectrale

La spectroscopie à intégrale de champ permet d'enregistrer de façon simultanée les spectres (basse résolution) de chaque pixel du détecteur. Elle permet d'étudier la variation spatiale du spectre d'un objet étendu (galaxie, disque) ou entre plusieurs objets (par exemple une étoile et ses planètes) dans le champ.

Comme nous l'avons vu précédemment pouvoir obtenir l'image d'une planète nous permet d'étudier son atmosphère par le biais du spectre de cette dernière. Les instruments que je présente plus loin sont donc équipés d'IFS qui permettent d'obtenir des spectres basse résolution des planètes observées.

Pour faire de la spectroscopie à intégrale de champ, on commence par faire l'image de la cible sur une matrice de micro-lentilles. La lumière passe ensuite dans un réseau et où un élément disperser (prisme et/ou réseau) pour décomposer la lumière suivant sa longueur d'onde. On obtient au niveau du détecteur un ensemble de spectres entrelacés. Connaissant la matrice de micro-lentilles et l'élément disperser, on peut créer un cube où les axes  $x$  et  $y$  correspondent aux coordonnées sur le ciel et l'axe  $z$  aux longueurs d'onde (figure 1.15).

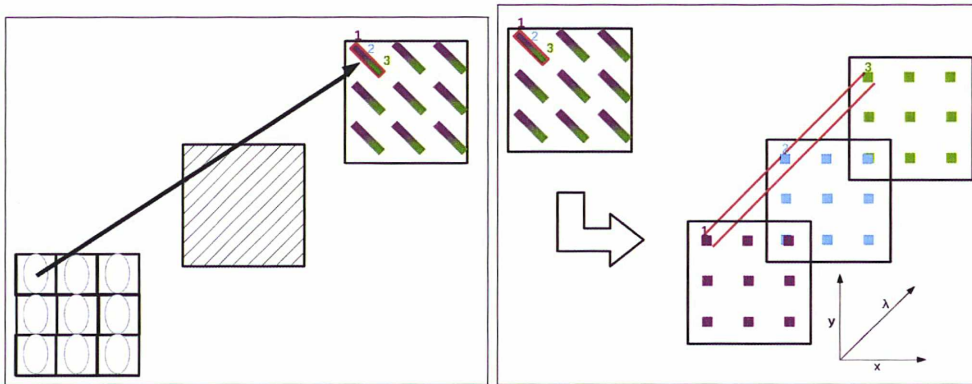


FIGURE 1.15 – **À gauche** : Schéma de fonctionnement d'un IFS, chaque lentille crée un spectre sur le détecteur. **À droite** : Construction d'un cube dont les dimensions sont la position  $x$  et  $y$  sur le détecteur et la longueur d'onde pour chaque tranche.

La position des tavelures est liée à la forme (à la taille) de la PSF de l'étoile, les tavelures s'éloignent donc de l'axe optique et s'agrandissent quand la longueur d'onde augmente, par contre la distance sur le ciel entre planète et étoile ne varie pas en fonction de la longueur d'onde (figure 1.16). On peut donc appliquer la technique dite de la déconvolution spectrale (Sparks & Ford, 2002) : on applique un changement d'échelle d'un facteur  $\frac{\lambda_0}{\lambda_i}$  où  $\lambda_0$  est la longueur d'onde de référence et  $\lambda_i$  la longueur d'onde d'une "tranche" donnée du cube, on va contracter ou dilater les distances entre les points. La lumière provenant de l'étoile (et donc les tavelures) va se superposer en longueur d'onde (les tavelures auront les mêmes coordonnées  $x$  et  $y$  quelle que soit leur longueur d'onde), par contre la position de la planète va varier en fonction de la longueur d'onde. Si maintenant on sélectionne une zone en  $x$  et  $y$  (figure 1.16, cercles rouges) et que l'on regarde le spectre à cet endroit on va obtenir le spectre d'une tavelure, soit un morceau du spectre de la planète, soit un mélange des deux (ce que l'on souhaite corriger ici). On peut rechercher la fonction qui reproduit au mieux le spectre des tavelures (sous forme d'un polynôme de bas ordre) et la soustraire à tous les endroits où elle semble contribuer, gardant ainsi la lumière des planètes (qui produit une haute fréquence dans le spectre).

On peut alors appliquer le changement d'échelle inverse, retrouvant nos échelles d'origine pour chaque tranche, et extraire le spectre de la planète corrigé des tavelures. En pratique, cette technique peut être utile pour la détection mais est compliquée à mettre en œuvre pour faire de la spectroscopie car le retrait des tavelures a tendance à amputer du flux venant de la planète de façon non homogène en fonction de la longueur d'onde, donc affectant indéniablement son spectre.



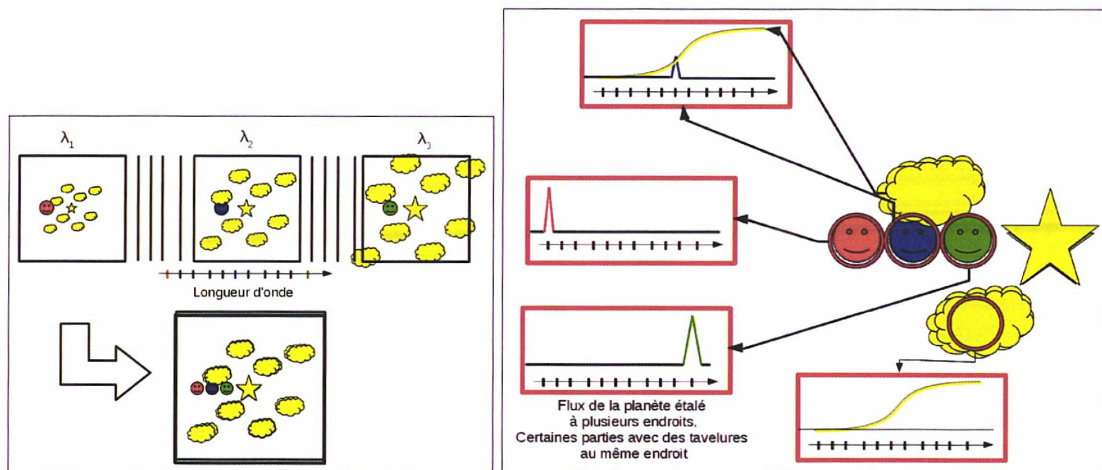


FIGURE 1.16 – **À gauche** : Évolution de la position de la planète (en orange, bleu et vert toujours à la même distance angulaire de l'étoile) et des tavelures (en jaune, distance variable) en fonction de la longueur d'onde. Après la flèche j'ai changé l'échelle pour superposer les tavelures et donc étaler le spectre de la planète. **À droite** : Si on additionne les images, après avoir effectué un changement d'échelle en fonction de la longueur d'onde, les tavelures se superposent (nuages jaunes) et le spectre de la planète est étalé (orange, bleu, vert), on peut identifier le spectre des tavelures.

## LOCI, PCA

Des méthodes de plus en plus raffinées sont aussi proposées, par exemple LOCI et PCA :

- Locally Optimized Combination of Images (LOCI, Lafrenière *et al.*, 2007) est un algorithme permettant de reproduire l'image de l'étoile. Il sélectionne pour cela certains morceaux de certaines images, en cherchant ainsi à diminuer au maximum le bruit par rapport à la méthode d'ADI classique.
- Principal Component Analysis (PCA, Soummer *et al.*, 2012) aussi appelé KARHUNEN–LOÈVE Image Projection (KLIP) est un algorithme qui utilise l'analyse en composantes principales pour déterminer la forme de l'image de l'étoile.

### 1.2.3 Dynamique, formation, définition d'une planète

Depuis la découverte des exoplanètes, la vision que nous avons de notre propre système solaire a beaucoup évolué. Les systèmes planétaires détectés actuellement sont très différents du nôtre, les méthodes indirectes nous ont permis de découvrir de très nombreux systèmes de planètes de tailles différentes, très compacts (la plupart des exoplanètes connues ont leurs orbites autour de leur étoile incluses dans celle de Mercure autour du Soleil). Ces systèmes compacts impliquent pour exister des phénomènes de migration, d'évaporation de planètes. Du côté de l'imagerie directe, nous avons détecté des planètes très éloignées, très massives, à tel point qu'il est difficile de pouvoir les former par accrétion autour d'un noyau. Certaines planètes se formeraient par instabilités gravitationnelles comme les naines brunes (des objets formés comme les étoiles mais qui ne sont pas suffisamment massifs pour fusionner l'hydrogène), une question qui en découle directement est de savoir comment différencier exoplanètes et naines brunes voir de conclure sur le fait qu'il y ait ou non des différences entre ces deux types d'objets !

Actuellement nous ne connaissons pas de système ressemblant au système solaire et pour cause, les méthodes de détection indirectes sondent facilement l'environnement très proche de l'étoile alors que l'imagerie directe sonde facilement les objets très éloignés. Par contre des caractéristiques similaires au système solaire ont été découvertes, par exemple

des systèmes avec deux disques de débris autour d'une étoile (Smith *et al.*, 2009), comme c'est le cas dans le système solaire, ont déjà été découverts et tendent à prouver que notre système solaire est bien un système de planètes comme les autres, perdu dans une grande diversité de configurations possibles.

## 1.3 Instruments

Qui dit imagerie directe d'exoplanète dit aussi imagerie haute résolution spatiale et donc instrumentation de haute précision. Alors que l'année 2015 marque le début des campagnes scientifiques de la seconde génération des instruments d'imagerie directe, voici un survol des instruments concernés.

### 1.3.1 Première génération

#### NaCo

NaCo (Lenzen *et al.*, 2003; Rousset *et al.*, 2003) est composé de deux instruments :

- Nasmyth Adaptive Optics System (NAOS), un système d'optique adaptative dans le visible et le proche infrarouge,
- Coudé Near-Infrared Camera (CONICA), une caméra infrarouge et un spectrographe qui combine la coronagraphie, l'imagerie, l'imagerie polarimétrique et la spectroscopie.

C'est un instrument du Very Large Telescope (VLT) de l'Observatoire Européen Austral (European Southern Observatory, ESO) toujours en service depuis sa première lumière en 2001. NaCo utilise plusieurs filtres dans l'infrarouge entre 1 et 5 microns soit J, H, Ks, L, M', NB3.74 et NB4.05 (figure 1.17), ainsi qu'un coronographe de Lyot. Cet instrument a permis d'obtenir la première image d'une exoplanète (Chauvin *et al.*, 2004), ainsi que la découverte de  $\beta$  Pictoris *b* (Lagrange *et al.*, 2009a) et de HD 95086 *b* (Rameau *et al.*, 2013c) mais permet aussi d'étudier le centre galactique, de jeunes étoiles, des objets du système solaire et des objets extragalactiques.

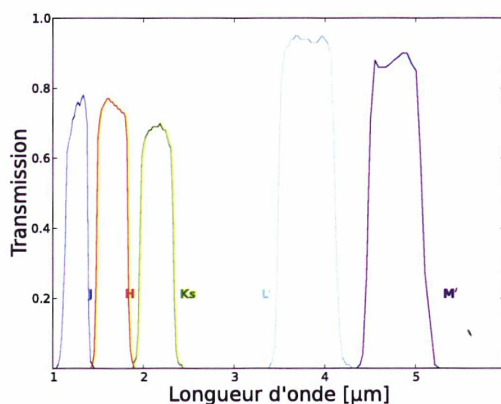


FIGURE 1.17 – Transmissions (rapport entre le flux sortant et le flux entrant pour une longueur d'onde donnée) de filtres de l'instrument NaCo.

#### NICI

Dédié à la détection et à l'étude des exoplanètes, l'instrument Near-Infrared Coronagraphic Imager (NICI, Toomey & Ftaclas, 2003) a été en activité entre 2007 et 2013 (Boccaletti *et al.*, 2013; Biller *et al.*, 2014; Nielsen *et al.*, 2014) à l'observatoire Gemini

Sud. Il combinait l'optique adaptative, la coronagraphie (avec un coronographe de Lyot) et prenait simultanément deux images dans des bandes différentes, il était un précurseur de SPHERE et GPI. Comme NaCo, NICI se concentrait sur l'infrarouge, dans le cas de cet instrument en prenant en compte les bandes J, H, K, Ks, Kc, K', L et M', mais aussi des filtres autour de raies moléculaires et atomiques du méthane, de l'eau, du fer, du dihydrogène et du brome.

## NIRC2 et NIRI

NIRC2 et NIRI, respectivement aux télescopes des observatoires Keck et Gemini, ont permis la découverte du premier système multiple HR 8799 (Marois *et al.*, 2008).

## HST

Le Hubble Space Telescope (HST) a permis la première découverte d'une exoplanète dans le domaine visible Fomalhaut *b* (Kalas *et al.*, 2008), dont la nature exacte est débattue.

### 1.3.2 Deuxième génération

Plusieurs instruments utilisent les enseignements de la première génération pour pousser plus loin l'étude des exoplanètes par imagerie directe. L'objectif est maintenant d'obtenir des spectres via des IFS, des spectrographes à intégral de champ. Avant de parler des instruments installés sur les télescopes de la classe des 10m mentionnons les instruments MagAO (Morzinski *et al.*, 2014) et Project 1640 (Oppenheimer *et al.*, 2012), respectivement au télescope Magellan (6,5m) et à l'observatoire du mont Palomar (5,1m) qui complètent la gamme des instruments au sol dédiés à l'imagerie directe des exoplanètes.

## GPI

Gemini Planet Imager (GPI, Macintosh *et al.*, 2014) est un instrument de l'observatoire Gemini Sud. Il se compose d'un système d'optique adaptative extrême, d'un coronographe et d'un spectrographe IFS. Sur le ciel depuis l'automne 2013, GPI travaille dans le proche infrarouge 0.95-2.4 micron, dans cinq filtres Y, J, H, K1 et K2, soit en mode coronagraphie simple (Lyot apodisé), soit en mode coronagraphie et polarisation.

## SCexAO

Subaru Coronagraphic extreme Adaptiv Optics (SCexAO, Jovanovic *et al.*, 2014) est un instrument du télescope Subaru, encore en phase de développement en 2015. Cet instrument est conçu pour sonder les plus petites séparations angulaires possibles.

### 1.3.3 SPHERE

Spectro-Polarimetric High-contrast Exoplanet REsearch (SPHERE, Beuzit *et al.*, 2008) combine l'optique adaptative extrême et la coronagraphie pour pouvoir utiliser l'un de ses trois instrument : IRDIS, IFS ou ZIMPOL. SPHERE est dédié à l'imagerie, à la spectroscopie basse résolution et à la polarimétrie pour la caractérisation des systèmes exoplanétaires. Il est installé depuis 2014 au foyer Nasmyth (figure 1.18) de l'UT3 (Melipal) du VLT et est accessible à la communauté depuis cette année (2015).

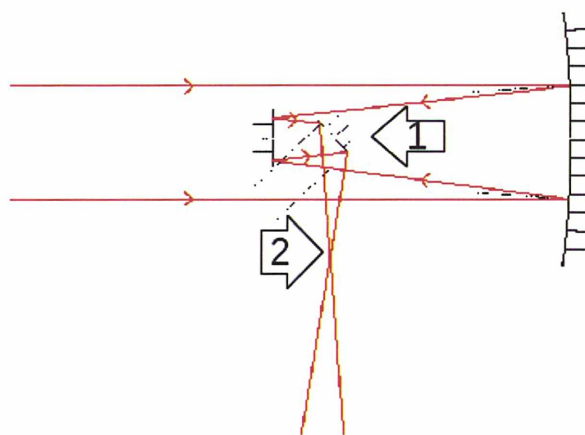


FIGURE 1.18 – Le foyer Nasmyth d'un télescope utilise un miroir tertiaire (1) qui bouge pour envoyer la lumière à l'instrument (2) qui est lui placé immobile à coté, l'instrument se retrouve invariant par gravité ce qui garantie une plus grande stabilité des défauts et tavelures.

## IRDIS

InfraRed Dual-band Imager and Spectrograph (IRDIS, Dohlen *et al.*, 2008), comme NICI cet instrument permet de faire une image simultanée de la cible dans deux bandes différentes, pour exploiter la diversité des spectres entre les étoiles et les planètes. SPHERE a de nombreux filtres dans le proche infrarouge, en Y, J, H et Ks, des filtres étroits couplés Y2-Y3, J2-J3, H2-H3, H3-H4, K1-K2 (figure 1.19) et 10 autres filtres étroits correspondants, entre autre, à des raies atomiques, ioniques, ou moléculaires.

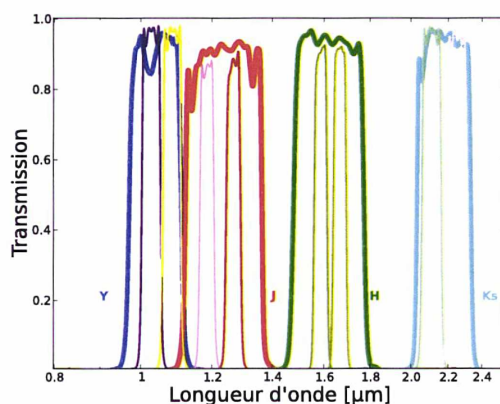


FIGURE 1.19 – Transmissions des filtres à bande large (trais épais) et de filtres étroits couplés (trais fins) de l'instrument SPHERE.

## IFS

Integral Field Spectrometer (IFS, Claudi *et al.*, 2008) permet d'obtenir 39 images monochromatiques, donc des spectres basse résolution (R), dans deux modes : Y-J (0.95-1.35 microns pour  $R \sim 50$ ) et Y-H (0.95-1.65 microns pour  $R \sim 30$ ).

### Résolution d'un spectre :

soit le plus petit écart mesurable en longueur d'onde  $\delta\lambda$ , le pouvoir de résolution est défini comme étant égal à  $\frac{\lambda}{\delta\lambda}$ . On donne une valeur approximative car la résolution est définie strictement pour une longueur d'onde donnée alors que l'on utilise ici un intervalle de longueur d'onde.

## ZIMPOL

Zurich imaging polarimeter (ZIMPOL, Thalmann *et al.*, 2008) est le seul mode dans le domaine visible de SPHERE, il permet de faire de l'imagerie simple et de l'imagerie différentielle dans le visible et en polarimétrie.

### 1.3.4 Futur proche

#### JWST

En 2018 le James Webb Space Telescope (JWST, 6,5 m de diamètre), successeur du télescope spatial Hubble (2,4 m de diamètre), sera lancé par une fusée Ariane 5. Il sera équipé d'instruments permettant de faire de l'imagerie directe d'exoplanètes plutôt froides car ce télescope observera dans l'infrarouge moyen, ce qui n'est pas possible depuis le sol. Mid Infra-Red Instrument (MIRI, Wright *et al.*, 2010) par exemple combinera optique active, coronographie, imagerie et spectroscopie dans l'infrarouge moyen.

#### E-ELT

En 2022, l'European-Extremely Large Telescope devrait commencer ses activités, avec un miroir principal de 39 m de diamètre. Certains de ces instruments comme Multi-AO Imaging Camera for Deep Observations (MICADO, Davies & Genzel, 2010; Davies *et al.*, 2010) permettront de faire de l'imagerie directe d'exoplanètes.

## 1.4 Modèles utilisés pour l'imagerie directe

Depuis la fin des années 90, des modèles pour des objets avec des masses et des températures inférieures à celles des étoiles naines de type M sont développés. On peut les ranger suivant deux types qui sont souvent utilisés dans le domaine des exoplanètes et parfois confondus. Nous commencerons par décrire les modèles qui prédisent comment évolue un objet de masse sub-stellaire, puis les modèles d'atmosphère de ces mêmes objets.

### 1.4.1 Modèles d'évolution

**Les modèles d'évolution permettent de mettre en relation des paramètres simples comme la masse, le rayon et la luminosité d'une planète à un âge donné** en postulant certaines conditions initiales. Comme nous avons vu précédemment il y a deux manières de former un objet, soit par accréation autour d'un noyau (Pollack *et al.*, 1996), soit par effondrement gravitationnel (Boss, 2001).

En partie indépendamment des mécanismes physiques les modèles d'évolution vont plutôt utiliser l'entropie initiale du système (qui permet de se ramener à un paramètre) en se basant sur deux cas extrêmes : un démarrage froid (cold start) ou un démarrage chaud (hot start). Pour calculer l'évolution après formation on suppose un modèle d'atmosphère.

#### Démarrage froid

Le démarrage froid part du principe qu'une planète formée par accréation autour d'un noyau (théorie la plus courante) va rayonner la majorité de l'énergie très rapidement lors du choc du gaz sur le noyau (Marley *et al.*, 2007). On trouve dans cette catégorie les modèles de Saumon & Marley (2008) et Mordasini *et al.* (2012). Suivant la masse du noyau le choc initial entre le gaz et celui-ci va rayonner plus ou moins d'énergie (Mordasini, 2013).

## Démarrage chaud

Le démarrage chaud part du principe qu'un objet formé par effondrement gravitationnel (comme les étoiles) ne rayonne pas d'énergie lors d'un choc entre le gaz et le noyau (car la formation ne s'effectue pas autour d'un noyau) et refroidit lentement à partir d'une température initiale élevée, on trouve dans cette catégorie les modèles DUSTY et COND (Chabrier *et al.*, 2000; Baraffe *et al.*, 2003) et le modèle hot-start de Spiegel & Burrows (2012).

### 1.4.2 Modèles d'atmosphère

**Pour les modèles d'atmosphère on cherche à relier température, masse et rayon avec le spectre de la planète, la distribution des espèces chimiques et le profil vertical de température.**

Le but est de partir d'une atmosphère composée d'hydrogène et d'hélium et d'y ajouter des processus chimiques et physiques ayant cours dans la gamme de pressions et de températures attendue dans ces objets de faible masse. Plusieurs approches sont possibles : la première approche, la plus simple, se base sur la prise en compte des principes physiques les plus importants, définis par quelques paramètres libres clefs, ce sont des modèles paramétriques. On trouve cette approche chez Marley *et al.* (2000) ou chez Tsuji (2005). La seconde approche, plus complexe, tente de prendre en compte rigoureusement tous les processus impliqués tel que la microphysique des grains ou les phénomènes hydrodynamiques. On retrouve ce type d'approche chez Allard *et al.* (2003) (avec les modèles de type Settl) ou chez Helling *et al.* (2008). Ce sont des modèles ab-initio.

Tous ces modèles sont calculés à l'équilibre thermodynamique local, en considérant que la poussière et le gaz sont à même température. Les nuages sont composés de grains de poussières solides ou de gouttelettes liquides.

**Remarque :** Je ne présente ici que les modèles utilisés pour caractériser les atmosphères des planètes géantes et naines brunes observées en imagerie directe, bien qu'il existe également de très nombreux autres modèles d'atmosphère développés pour étudier les exoplanètes notamment en transit ou pour caractériser les atmosphères des planètes du système solaire.

### Tsuji

Le modèle de Tsuji est un modèle historique, il est l'un des premiers à avoir montré la nécessité de prendre en compte les nuages pour étudier les naines brunes (Tsuji *et al.*, 1996). Il a adapté l'approche utilisée pour les étoiles de type M, au cas des naines brunes.

Le modèle prend en compte les phases liquides et solides en équilibre chimique. Après un examen de 500 molécules, 83 ont été sélectionnées, composées de 16 atomes, 34 ions sont aussi pris en compte. Les poussières sont en majorité constituées de fer, d'enstatite et de corundum, dans certains cas de perovskite, de melitite, de monoxyde de vanadium, de monosulfure de dipotassium et de chlorure de potassium suivant la répartition dans l'atmosphère des gaz de TiO, CaH, VO ou K. La taille des grains de poussière est fixée à un rayon de 0,01 micron.

Trois cas sont considérés :

- B : toutes les couches où la température est inférieure à la température de condensation sont remplies de poussière,
- C : les grains de poussière sont formés, les éléments sont retirés du gaz, mais tous les grains sont retirés, ils chutent dans les couches profondes
- UCM (Unified Cloud Model) : c'est un cas intermédiaire entre les cas B et C, on trouve de la poussière entre la température de condensation et une température critique qui

fixe la localisation du haut du nuage. Ce dernier paramètre est un paramètre libre du modèle, ajusté pour reproduire au mieux les observations.

### Marley, Ackerman et Lodders

Ce modèle vient lui de l'étude des planètes géantes du système solaire. Les abondances des gaz sont calculées par le code CONDOR (Lodders & Fegley, 1993; Fegley & Lodders, 1994; Lodders, 2003) qui a été conçu dans cette optique. Il prend en compte la conservation de la masse et l'équilibre chimique pour environ 2000 gaz, 1700 solides et liquides et tous les atomes naturels.

Les nuages sont modélisés grâce au modèle de Ackerman et Marley (Ackerman & Marley, 2001), il prend en compte le mélange turbulent et la sédimentation. Pour cette dernière il combine la masse des condensats, la vitesse de convection et  $f_{\text{rain}}$  (ou  $f_{\text{sed}}$ ) un paramètre ajustable.  $f_{\text{sed}}$  représente l'efficacité de la sédimentation par rapport à la turbulence, il permet de prendre en compte la dynamique et la microphysique qui ne sont pas calculés explicitement. Un  $f_{\text{sed}}$  très grand correspond à une atmosphère où les grains chutent facilement, donc où les nuages sont fins. Le bas des nuages est fixé au niveau le plus bas où la pression partielle du corps condensant est au-dessus de la pression de vapeur saturante.

### Allard et Homeier (AMES/BT-Cond/Dusty, BT-Settl 2010/2012)

Les modèles d'atmosphère de l'équipe de Lyon sont définis par deux cas extrêmes ressemblant aux cas B et C de Tsuji et un cas intermédiaire plus complexe. Dans tous les cas, 40 atomes sont considérés, avec cinq niveaux d'ionisation par atome, ainsi que 600 molécules et condensats.

Dans les cas extrêmes nommés Cond et Dusty, la distribution des rayons est calquée sur celle du milieu interstellaire. Les grains sont considérés sphériques et homogènes et leur taille est calculée par comparaison entre le temps de mélange convectif (les déplacements de matière ayant lieu dans l'atmosphère) comparé au temps de condensation et de sédimentation. Dans le cas de Cond tout les grains sont retirés une fois formés.

Dans le cas intermédiaire, nommé Settl, la présence de grains est considérée à chaque couche du modèle en calculant l'équilibre entre les temps de croissance, de sédimentation et de mélange. Si la croissance des grains est trop rapide ceux-ci chutent, sinon les poussières cessent de croître et elles sont transportés vers le haut en prenant en compte la diffusion turbulente.

Plusieurs jeux de liste de raies et d'abondances sont possibles en entrée :

- AMES : Le code utilise les listes de raies moléculaires TiO et H<sub>2</sub>O de Nasa AMES (Allard *et al.* , 2000) et les abondances solaires de Grevesse *et al.* (1993),
- BT : Le code utilise des listes de raies BT2 de Barber *et al.* (2006) pour la vapeur d'eau, CH<sub>4</sub> de Homeier (2005). Il existe en deux versions pour les abondances solaires BT2010 considérant Grevesse (2009) et BT2012 prenant en compte Caffau *et al.* (2011).

### Helling et Woitke (Drift-PHOENIX)

Le modèle Drift-PHOENIX tente de reproduire au mieux la microphysique des grains constituant les nuages. Il se base sur la chimie de 14 atomes inclus dans 158 molécules, 7 solides et prend en compte 30 réactions chimiques ayant lieu à la surface des grains. C'est le seul modèle à suivre la trajectoire de chute des grains, en partant du haut de l'atmosphère, en modélisant la microphysique des grains avec la formation des noyaux de condensation autour desquels se forment les grains de poussière, leur croissance, leur évaporation, leur sédimentation et les interactions ayant lieu à leur surface.

## Utilisations

Ces modèles sont utilisés pour obtenir des contraintes sur les paramètres physiques des planètes observées. On peut par exemple étudier la température effective, l'accélération de la gravité à la surface de la planète, la composition de l'atmosphère ou le rayon comme dans les études de Neuhäuser *et al.* (2005), Galicher *et al.* (2014) ou Bonnefoy *et al.* (2014b) auxquelles j'ai pu prendre part pour ces deux dernières. Il est aussi possible de prédire les capacités d'un futur instrument comme dans les travaux de Boccaletti *et al.* (2005); Hanot *et al.* (2010); Vigan *et al.* (2010). La plupart de ces modèles ont été développés pour étudier des naines brunes et ont été appliqués aux exoplanètes par la suite, ce qui peut poser des problèmes. Par exemple, par définition les naines brunes comme les exoplanètes géantes ont un rayon compris entre 1 et 2 rayon de Jupiter, mais leurs domaines respectifs de masse sont très différents, les naines brunes étant plus massives que les planètes, leur gravité de surface va aussi être différente.

### Surface d'une planète géante

Étudier des planètes gazeuses pose le problème de la définition d'une position de référence, une surface. Sur Terre la surface, au niveau de la mer, est en fait également l'altitude où la pression atmosphérique est de 1 bar. Par analogie, on place donc la "surface" d'une planète géante gazeuse à 1 bar.



## **Chapitre 2**

### **Le modèle Exo-REM**



## 2.1 Problématique

### 2.1.1 Modéliser pour l'imagerie directe d'exoplanète

Pour étudier les images et spectres des planètes il nous faut un modèle d'atmosphère, les modèles présentés précédemment et leurs dérivés et évolutions sont couramment utilisés dans le cadre de l'imagerie directe des Jeunes Planètes Géantes Extrasolaires (YEGP pour Young Extrasolar Giant Planets) et Naines Brunes (BD pour Brown Dwarves).

Dans le cadre de données à faible résolution spectrale et signal-à-bruit, nous avons considéré qu'un modèle devait rester simple et souple pour pouvoir reproduire les observations au mieux avec le minimum de dégénérescence possible.

Le nombre de paramètres libres doit être faible et les paramètres d'entrée doivent correspondre à des paramètres physiques de l'atmosphère bien identifiés.

De plus, si des allers et retours entre le modèle et les données sont nécessaires, il peut être très intéressant d'avoir un modèle qui fournit rapidement des spectres.

### 2.1.2 Exo-REM

Pour étudier les planètes observées par le consortium SPHERE, nous avons développé un modèle d'atmosphère de jeunes exoplanètes nommé Exo-REM pour Exoplanet Radiative-convective Equilibrium Model (Baudino, J.-L. *et al.*, 2015).

Ce modèle contient un nombre restreint de paramètres libres et considère une physique bien identifiée.

Il prend en compte les dernière listes de raies publiées.

Qui plus est, calculer un modèle unique ne prend que quelques minutes sur un ordinateur personnel.

Un autre point important est le domaine en gravité de surface couvert. Exo-REM a été conçu pour les faibles gravités, adapté au domaine planétaire dans des conditions de haute température. Contrairement à la plus part des modèles de la littérature, il permet de descendre en dessous de  $\log(g[cgs]) = 3,5$ .

Je montre dans le chapitre sur l'étude des planètes que j'arrive souvent à avoir une incertitude sur les paramètres physiques qui est incluse dans la grille des paramètres explorés ce qui n'est malheureusement pas le cas si l'on explore un domaine plus restreint de possibilité ce qui arrivent souvent dans les études d'observations en imagerie directe.

## 2.2 Un modèle d'atmosphère à l'équilibre radiatif-convectif

### 2.2.1 Méthode numérique

Dans un modèle d'atmosphère à une dimension à l'équilibre radiatif-convectif, on considère le flux total (radiatif et convectif combinés) comme constant à chaque niveau de pression. Le flux net  $\pi F$  dépend de la température effective (température efficace en français)  $T_{\text{eff}}$  de la planète :

$$\pi F = \sigma T_{\text{eff}}^4, \quad (2.1)$$

$T_{\text{eff}}$  est la température d'un corps noir dont l'intégrale est égale à celle du spectre émis par l'atmosphère. Nous commençons par résoudre l'équilibre radiatif tout en négligeant tout chauffage de la part de l'étoile hôte. Ces hypothèses sont applicables car nous étudions des planètes très chaudes, assez éloignées de leur étoiles. Par exemple si une planète de 700 K de température effective gravite à 7 ua de son étoile (ce qui correspond à un cas extrême, proche du minimum en température et distance accessible actuellement par la technique d'imagerie directe) alors le flux reçu par la planète ne correspond qu'à 0,1 % de l'émission thermique de cette dernière.

Si nous négligeons aussi la diffusion, l'expression du flux net à un niveau de pression  $p$ , dans une géométrie plan-parallèle s'écrit de la façon suivante :

$$\pi F(p) = 2\pi \int_0^\infty d\sigma \left[ \int_{\tau_\sigma(p)}^\infty B_\sigma(\tau'_\sigma) E_2(\tau'_\sigma - \tau_\sigma) d\tau'_\sigma - \int_0^{\tau_\sigma(p)} B_\sigma(\tau'_\sigma) E_2(\tau_\sigma - \tau'_\sigma) d\tau'_\sigma \right], \quad (2.2)$$

La profondeur optique au niveau de pression  $p$  et au nombre d'onde  $\sigma$  est notée  $\tau_\sigma(p)$ ,  $B$  correspond à la fonction de Planck, à la température du niveau de profondeur optique  $\tau_\sigma(p)$  et au nombre d'onde  $\sigma$ .  $E_2$  est l'exponentielle intégrale du second ordre.

L'intégrale est calculée entre  $\sigma_{\min} = 20 \text{ cm}^{-1}$  (500  $\mu\text{m}$ ) et  $\sigma_{\max} = 16000 \text{ cm}^{-1}$  (0,625  $\mu\text{m}$ ) avec un pas  $\delta\sigma$  de  $20 \text{ cm}^{-1}$ , en considérant la fonction de Planck comme constante sur chacun de ces intervalles.

Le calcul du transfert radiatif, intégré sur chaque intervalle, est effectué par la méthode des distributions  $k$ -corrélées, en prenant en compte  $n_k$  points de quadrature de Gauss-Legendre (Goody & Yung, 1989). Nous avons défini une grille de  $n_p$  niveaux atmosphériques, espacés régulièrement en échelle logarithmique entre les niveaux de pression maximale  $p_{\max}$ , au bas de la grille ( $j = 1$ ), et minimale  $p_{\min}$ , en haut ( $j = n_p$ ). Nous utilisons  $n_p = 64$  dans la version actuelle du modèle. Si nous prenons comme hypothèse que la fonction de Planck  $B$  varie linéairement en fonction de la profondeur optique  $\tau$  entre deux niveaux de pression consécutifs  $[p_{j-1}, p_j]$ , c'est à dire :

$$B_\sigma(\tau_\sigma) = B_\sigma(\tau_{\sigma,j-1}) \frac{\tau_\sigma - \tau_{\sigma,j}}{\tau_{\sigma,j-1} - \tau_{\sigma,j}} + B_\sigma(\tau_{\sigma,j}) \frac{\tau_{\sigma,j-1} - \tau_\sigma}{\tau_{\sigma,j-1} - \tau_{\sigma,j}}; \quad (2.3)$$

Alors la contribution au flux de cette couche au nombre d'onde  $\sigma$  peut être calculé analytiquement comme une combinaison linéaire des fonctions de Planck aux pressions  $p_j$  et  $p_{j+1}$ . Nous considérons aussi la contribution de l'atmosphère sous la grille ( $p > p_{\max}$ ), pour cela nous plaçons une couche semi-infinie (figure 2.1) avec une fonction de Planck évoluant comme définie dans l'équation 2.3 pour la première couche. En additionnant toutes les couches sur tous les intervalles spectraux, le flux net au niveau  $p_j$  devient donc :

$$\pi F(p_j) = 2\pi \delta\sigma \sum_{i=1}^{n_\sigma} \sum_{j'=1}^{n_p} B_{\sigma_i}(T_{j'}) \sum_{l=1}^{n_k} \varpi_l A(\sigma_i, p_j, p_{j'}, l), \quad (2.4)$$

où  $B_{\sigma_i}(T_{j'})$  est la fonction de Planck au  $j'$ <sup>ième</sup> niveau de pression de la grille et au nombre d'onde  $\sigma_i$  correspondant au  $i$ <sup>ième</sup> intervalle spectral de largeur  $\delta\sigma$ .  $\varpi_l$  est le poids appliqué au  $l$ <sup>ième</sup> jeu de coefficients  $k$ -corrélés utilisé dans l'intégrale du spectre pour chaque intervalle ( $\sum_{l=1}^{n_k} \varpi_l = 1$ ).  $A(\sigma_i, p_j, p_{j'}, l)$  est un facteur sans dimension qui lie les niveaux  $p_j$  et  $p_{j'}$  et qui dépend uniquement de la grille de profondeur optique pour le  $l$ <sup>ième</sup> jeu de coefficients  $k$ -corrélés correspondant au  $i$ <sup>ième</sup> intervalle spectral.

On recherche alors le profil de température correspondant à l'équilibre radiatif :

$$\pi F(p_j) = \sigma T_{\text{eff}}^4 \quad (2.5)$$

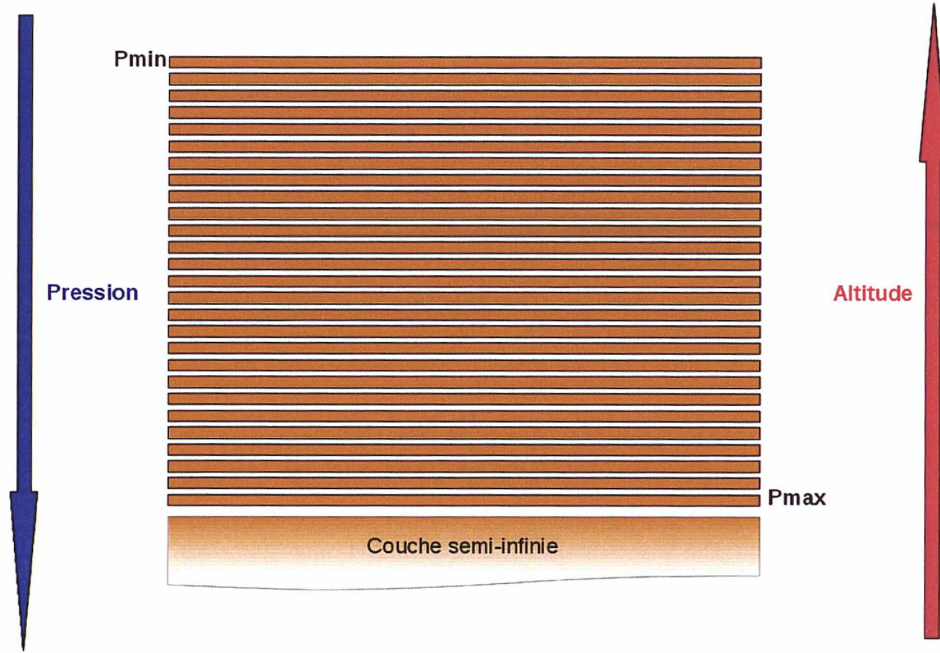


FIGURE 2.1 – Schéma de l'atmosphère.

pour  $j$  variant de 2 à  $n_p$  (nous n'utilisons pas le premier niveau, celui qui est le plus profond, pour éviter les effets de bords, ce dernier étant souvent décalé par rapport aux autres).

Pour résoudre ce système de  $n_{p-1}$  équations, nous utilisons une méthode d'inversion contrainte décrite dans Vinatier *et al.* (2007) et inspirée de Conrath *et al.* (1998). L'algorithme effectue un ajustement par la méthode des moindres carrés ( $\chi^2$ ) entre le flux recherché ( $\sigma T_{\text{eff}}^4$ ), et le flux calculé tout en contraignant le profil à rester proche de celui de référence. En pratique on part d'un profil  $T_0$  et on calcule la solution approchée  $T_1$  par l'équation :

$$T_n = T_{n-1} + \alpha SK^T C^{-1} \Delta F, \quad (2.6)$$

où  $n = 1$ ,  $\Delta F$  est le vecteur de différence entre les flux de référence à chaque niveau et les flux calculés ( $\sigma T_{\text{eff}}^4 - \pi F(p_j)$ ),  $K$  est la matrice jacobienne du flux, avec les coefficients  $K_{jj'}$  égaux à la dérivée du flux au niveau  $p_j$  par rapport à la température au niveau  $p_{j'}$ ,  $S$  est une matrice de corrélation gaussienne entre deux points, normalisée, qui fournit un filtrage vertical nécessaire pour éviter des instabilités numériques, et  $\alpha$  est un paramètre scalaire qui contrôle l'éloignement de la solution  $T_1$  par rapport au profil de référence  $T_0$ . Nous utilisons une longueur de corrélation de 0,4 échelle de hauteur de pression. Les éléments de la matrice jacobienne peuvent facilement être déterminés à partir de l'équation 2.4 en prenant en compte le fait que la dépendance de  $A$  avec la température est négligeable devant celle de la fonction de Planck :

$$K_{jj'} = 2\pi\delta\sigma \sum_{i=1}^{n_\sigma} \frac{\partial B_{\sigma_i}(T_{j'})}{\partial T_{j'}} \sum_{l=1}^{n_k} \varpi_l A(\sigma_i, p_j, p_{j'}, l). \quad (2.7)$$

La matrice  $C$  est définie comme :

$$C = \alpha KSK^T + E, \quad (2.8)$$

où  $E$  est une matrice diagonale avec les  $E_{jj'}$  égaux à la racine carrée de l'erreur acceptable sur le flux au niveau de pression  $j$ , par défaut fixée à 0,1 % de  $\sigma T_{\text{eff}}^4$ .

Un processus itératif est nécessaire pour s'affranchir de la non-linéarité du problème qui permet d'obtenir  $T_n$  à partir de l'équation 2.6, en considérant successivement les profils  $T_{n-1}$  et en recalculant la matrice jacobienne  $K$  pour ces mêmes profils. Nous effectuons des itérations jusqu'à ce que le  $\chi^2$  soit inférieur à un. Le paramètre  $\alpha$  de l'équation 2.6 est un compromis entre assurer la convergence (petit  $\alpha$ ) et avoir besoin d'un minimum d'itérations pour y arriver (grand  $\alpha$ ); en temps normal, 10 itérations suffisent. Il est important de noter que le résultat est indépendant du profil initial  $T_0$  ou du choix de  $\alpha$ . Pour  $T_0$  nous partons de 3 profils de température venant de Allard *et al.* (2003) pour des températures effectives de 900 K, 1300 K et 1700 K. Ces profils initiaux sont répartis en  $T_{\text{eff}}$  pour partir d'un profil proche de la forme finale et obtenir plus rapidement la convergence du modèle (donc en un nombre raisonnable d'itérations).

Dans un second temps, nous vérifions qu'il n'y a pas d'instabilité convective, due à la forme du profil solution, en comparant le gradient vertical de température du modèle :  $\nabla = \frac{\ln(T_j/T_{j-1})}{\ln(p_j/p_{j-1})}$  avec la valeur adiabatique  $\nabla_{\text{ad}} = R/C_p$ , où  $R$  est la constante des gaz parfaits, et  $C_p$  la capacité calorifique molaire (dépendante de la température) pour une atmosphère de  $\text{H}_2$ -He. Les régions où le gradient thermique est supérieur à la valeur adiabatique sont instables par rapport à la convection; on les trouve dans le bas de la grille  $p > p_{\text{ad}}$ , où  $p_{\text{ad}}$  est le niveau où le gradient de pression devient adiabatique. En temps normal, un transfert de chaleur convectif s'applique alors et ramène le gradient de température à la valeur adiabatique.

Dans Exo-REM nous ne le résolvons pas explicitement nous nous contentons d'ajouter un flux convectif au flux radiatif dans l'équation 2.4, en considérant une fonction analytique quasiment nulle si le gradient n'excède pas la valeur adiabatique ( $\nabla \leq \nabla_{\text{ad}}$ ) mais qui devient rapidement très grande si on s'éloigne ( $\nabla > \nabla_{\text{ad}}$ ). D'autres modèles résolvent la convection physiquement en utilisant la Mixing Length Theory comme Ackerman & Marley (2001) mais ici je recherche le profil thermique sans super-adiabaticité, hypothèse souvent considérée dans l'étude des planètes du système solaire (en première approximation). Nous utilisons la fonction suivante :

$$F_{\text{conv}}(p_j) = 10^{-3} \sigma T_{\text{eff}}^4 e^{200[\nabla/\nabla_{\text{ad}}-1]}, \quad (2.9)$$

qui nous permet d'éliminer toute super-adiabaticité significative dans le profil solution final. Nous ramenons alors le gradient du profil solution du cas purement radiatif à la valeur adiabatique, plus un petit écart (0,015) aux niveaux  $p > p_{\text{ad}}$ . La matrice  $K$  est calculée en ajoutant

$$\begin{aligned} \frac{\partial F_{\text{conv}}(p_j)}{\partial T_j} &= 0, 2\sigma T_{\text{eff}}^4 e^{200[\nabla/\nabla_{\text{ad}}-1]} / (T_j \nabla_{\text{ad}} \ln(p_j/p_{j-1})) \quad (a) \\ &\text{aux } K_{jj} \text{ et} \\ \frac{\partial F_{\text{conv}}(p_j)}{\partial T_{j-1}} &= -0, 2\sigma T_{\text{eff}}^4 e^{200[\nabla/\nabla_{\text{ad}}-1]} / (T_{j-1} \nabla_{\text{ad}} \ln(p_j/p_{j-1})) \quad (b), \quad (2.10) \end{aligned}$$

aux  $K_{jj-1}$  dans l'équation 2.7.

Nous redémarrons alors le processus itératif avec les flux et jacobiens ainsi modifiés, typiquement en 10 itérations.

**Remarque :** dans Exo-REM, la partie convective apparaît sous la photosphère (fig. 2.12). Elle n'a donc pas d'effet sur le spectre ou sur la partie radiative du profil.

La figure 2.2 permet de suivre l'évolution d'un exemple de profil de température en suivant les itérations. Le profil initial est le profil bleu du premier graphique en haut à gauche. A partir de l'itération 20 (profil vert en bas à droite) on applique la correction adiabatique, ce qui change le profil au delà de 2500 K.

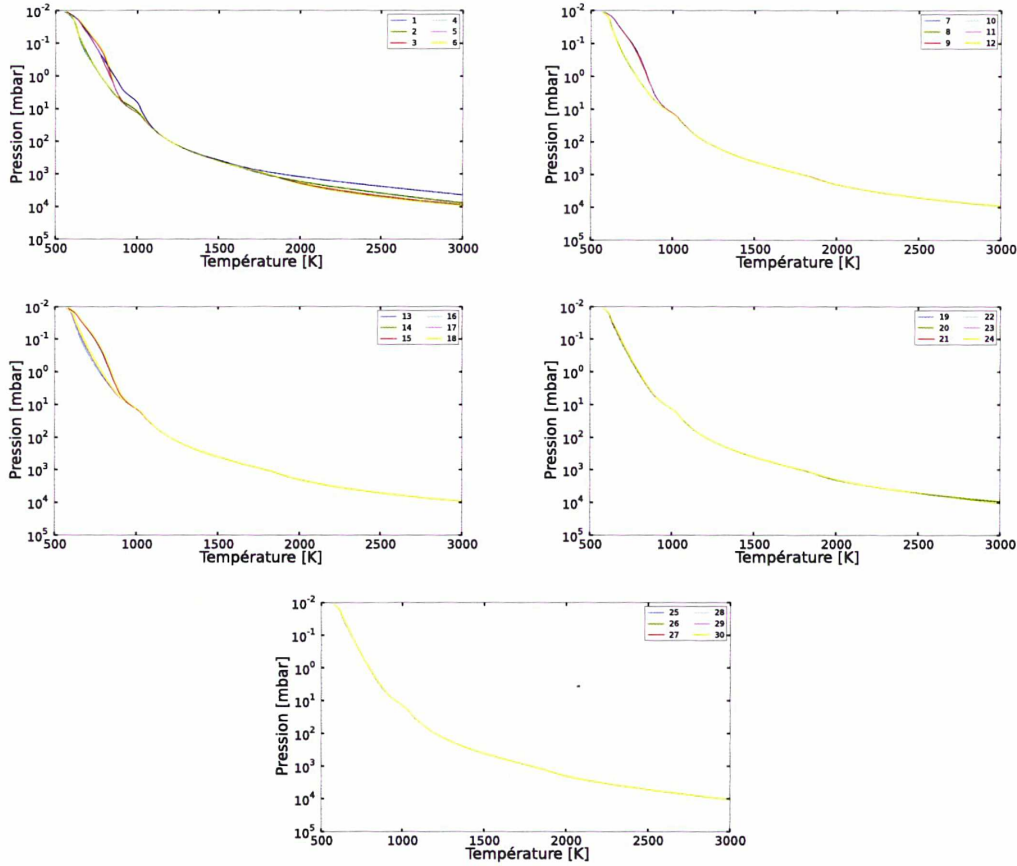


FIGURE 2.2 – 30 itérations de convergence du profil de température pour un cas  $\tau_{\text{ref}} = 1$ ,  $T_{\text{eff}} = 1400$  K et  $\log(g[\text{cgs}]) = 4,0$ . Au bout de la vingtième itération la correction adiabatique est appliquée.

Actuellement, le modèle est calculé sur 64 niveaux de pression, séparés à intervalles réguliers sur une échelle logarithmique entre 50 bar et 0,01 mbar. Le nombre de niveaux de pression va jouer sur le temps de calcul, là où les bornes vont avoir un impact sur les nuages que l'on peut prendre en compte (si la pression de condensation est supérieure à celle du bas de la grille le nuage ne sera pas pris en compte).

## 2.2.2 Données spectroscopiques

Comme nous l'avons présenté précédemment, le flux spectral est calculé sur des intervalles de  $20 \text{ cm}^{-1}$  en utilisant la méthode des distributions  $k$ -corrélées. Pour chaque molécule, sur chaque intervalle, j'ai pour cela calculé un jeu de  $n_k = 16$   $k$ -coefficients ( $l=1, n_k$ ), 8 pour les 95 premiers pour-cents de la fonction de distribution cumulée des coefficients d'absorption  $g^*$ , et 8 pour les 5 % restants. Les valeurs des  $g_1^*$  et des poids associés  $\varpi_1$  sont celles des quadratures de Gauss-Legendre à 8-points (Table 2.1). Les  $k$ -coefficients sont calculés pour un jeu de 15 niveaux de pressions entre 100 bar et 0,01 mbar avec environ 2 valeurs par ordre de grandeur et pour chaque niveau de pression, 6 températures, augmentant avec la pression, prenant en compte les profils de température attendus dans la littérature pour des exoplanètes avec une température effective comprise entre 500 et 2000 K (figure 2.3). Le spectre d'absorption est calculé pour une pression et une température données en utilisant un programme de transfert radiatif raie-par-raie avec un pas de fréquence égal à la demi-largeur Doppler des raies.

TABLE 2.1 – Valeurs de la fonction de distribution cumulée des coefficients d'absorption  $g^*$  et poids de quadrature associés  $\varpi_1$ , utilisés dans la méthode des distributions  $k$ -corrélées

$l$	$g^*$	$\varpi_1$	$l$	$g^*$	$\varpi_1$
1	0,01886232	$0,48084 \times 10^{-01}$	9	0,95099276	$0,25307 \times 10^{-02}$
2	0,09658342	0,10563	10	0,95508337	$0,55595 \times 10^{-02}$
3	0,22537211	0,14901	11	0,96186173	$0,78427 \times 10^{-02}$
4	0,38786855	0,17227	12	0,97041416	$0,90671 \times 10^{-02}$
5	0,56213146	0,17227	13	0,97958589	$0,90671 \times 10^{-02}$
6	0,72462791	0,14901	14	0,98813832	$0,78427 \times 10^{-02}$
7	0,85341656	0,10563	15	0,99491668	$0,55595 \times 10^{-02}$
8	0,93113768	$0,48084 \times 10^{-01}$	16	0,99900728	$0,25307 \times 10^{-02}$

**Remarque :** j'ai considéré ici un pas de  $20 \text{ cm}^{-1}$ , c'est un intervalle suffisamment petit pour que la variation de la fonction de Planck soit négligeable et suffisamment grand pour représenter un gain en temps de calcul intéressant comparé au calcul raie-par-raie. Qui plus est il reste inférieur à la résolution SPHERE permettant d'utiliser les spectres finaux directement sans passer par une routine de transfert radiatif raie-par-raie.

Dans le spectre d'absorption des molécules j'ai considéré la demi-largeur Doppler des raies qui représente le meilleur échantillonnage statistique avec peu de variation permettant de reproduire plus facilement la répartition des coefficients d'absorption. Des tests ont montré que doubler la résolution ne change pas le spectre calculé en raie-par-raie

Le flux à tout niveau est calculé par intervalles de largeur  $\delta\sigma$  sur lesquels on suppose constante la fonction de Planck. Pour calculer l'intégrale de transfert (équation 2.2), il faut donc évaluer les valeurs des transmittances  $E_2(\tau_i - \tau_j)$  entre les couples de niveaux de pression  $p_i$  et  $p_j$ , moyennées sur l'intervalle  $\delta\sigma$ . Considérons tout d'abord une seule couche, homogène en pression et température, de parcours  $u$ . Plutôt que d'exprimer la transmittance moyenne  $T_\sigma(u)$  par une intégrale en nombre d'onde :

$$T_\sigma(u) = \int_{\delta\sigma} E_2(ku) \frac{d\sigma}{\delta\sigma}, \quad (2.11)$$

on va utiliser la fonction de probabilité  $f(k)$  du coefficient d'absorption  $k$  dans l'intervalle  $\delta\sigma$ . La probabilité cumulée  $g(k)$ , qui représente la fraction des coefficients d'absorption inférieurs à  $k$ , est bien entendu monotone, croissante, et varie de 0 à 1 :

$$g(k) = \int_0^k f(k') dk'. \quad (2.12)$$

La transmittance moyenne de la couche  $T_\sigma(u)$  peut alors s'écrire en fonction de la variable  $g$  :

$$T_\sigma(u) = \int_0^\infty E_2(ku) f(k) dk = \int_0^1 E_2[k(g)u] dg. \quad (2.13)$$

La fonction  $k(g)$  étant monotone, régulière, sur l'intervalle  $[0 : 1]$ , l'intégrale peut être évaluée par une quadrature de Gauss-Legendre sur  $n_k$  points avec une bonne précision :

$$T_\sigma(u) = \sum_{l=1}^{n_k} E_2[k(g_l)u] \varpi_1, \quad (2.14)$$



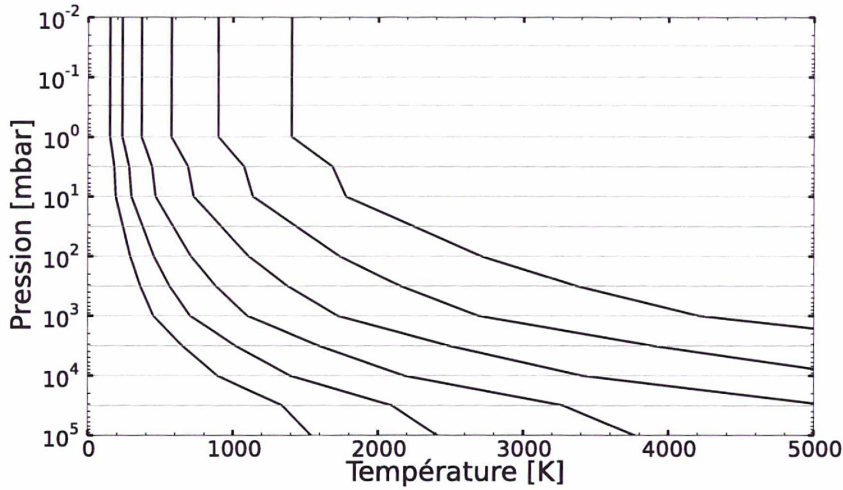


FIGURE 2.3 – Grille des 6 profils de température utilisés dans la méthode des distributions  $k$ -corrélées

c'est-à-dire comme une somme pondérée de transmittances correspondant à  $n_k$  coefficients d'absorption représentatifs. Cette méthode ne fonctionne toutefois que pour une couche, ou une atmosphère homogène. Le jeu de coefficients  $k_l = k(g_l)$  varie en fait d'une couche à l'autre et pour pouvoir calculer la transmittance de plusieurs couches combinées, on suppose de plus que les coefficients d'absorption sont corrélés entre les couches de différentes pression et température : par exemple, les coefficients d'absorption faibles se trouvent aux mêmes nombres d'onde dans toutes les couches, et de même pour les coefficients forts. On associe alors, quelque soit  $l$ , le coefficient  $k_l(i)$  de n'importe quelle couche  $i$  au coefficient  $k_l(j)$  de n'importe quelle couche  $j$ . La transmittance moyenne de l'atmosphère des couches  $i$  à  $j$  va alors s'exprimer comme :

$$T_\sigma(i \rightarrow j) = \sum_{l=1}^{n_k} E_2 \left[ \sum_{i'=i}^j k_l(i') u(i') \right] \varpi_1, \quad (2.15)$$

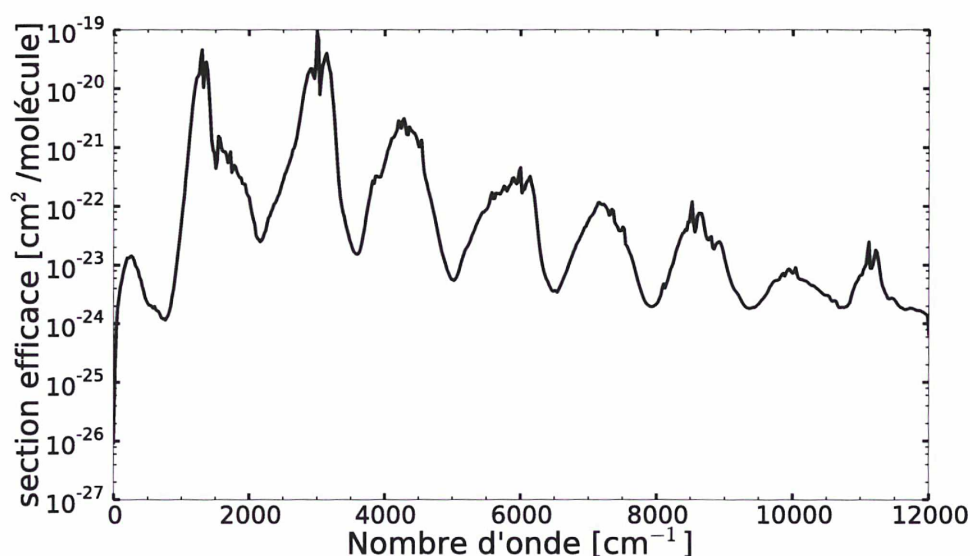
$u(i')$  étant le parcours dans la couche  $i'$ . L'intégrale de transfert n'est donc calculée que pour  $n_k$  profils d'absorption sur un intervalle  $\delta\sigma$ , alors qu'un calcul monochromatique demande un pas de l'ordre de la demi-largeur de raie, ce qui correspond typiquement à un millier de points par  $\text{cm}^{-1}$  à  $10 \mu\text{m}$  dans la haute atmosphère.

Dans l'optique de garder un modèle simple et dont les résultats soient facilement compréhensibles, nous avons pris en compte les 8 molécules et atomes les plus importants en terme d'opacité dans une atmosphère relativement froide ( $500 \text{ K} < T_{\text{eff}} < 2000 \text{ K}$ ) soit la vapeur d'eau, le monoxyde de carbone, le méthane (figure 2.4) et l'ammoniac (figure 2.5) qui sont des absorbants moléculaires courant dans les atmosphères planétaires ; l'oxyde de titane et l'oxyde de vanadium qui sont couramment observés dans le spectre des naines M ; et deux alcalins : le potassium et le sodium qui sont visibles dans tous les spectres aux longueurs d'onde considérées. Les listes de raies et les seuils d'intensité considérés sont donnés dans la table 2.2. Dans nos premières études Baudino *et al.* (2013, 2014a,b), Galicher *et al.* (2014) et Bonnefoy *et al.* (2014b), la liste de raies du méthane était une combinaison de listes pour le  $\text{CH}_4$  de Albert *et al.* (2009), Boudon *et al.* (2006), Daumont *et al.* (2013) et Campargue *et al.* (2012) et pour le  $\text{CH}_3\text{D}$  de Nikitin *et al.* (2002, 2006, 2013). J'ai depuis mis à jour Exo-REM pour utiliser la liste de raies de la base de données Exomol (Yurchenko & Tennyson, 2014).

La nouvelle liste de raies du méthane est bien plus complète et a un impact important

TABLE 2.2 – Sources d’opacités moléculaires et atomiques

Molécules /atomes	Seuil en intensité (cm.molécule <sup>-1</sup> )	Références
H <sub>2</sub> O CO	10 <sup>-27</sup> at 2500 K 10 <sup>-27</sup> at 3000 K	liste de raies HITEMP (Rothman <i>et al.</i> , 2010)
CH <sub>4</sub>	10 <sup>-27</sup> at 1500 K	Yurchenko & Tennyson (2014)
NH <sub>3</sub>	5 × 10 <sup>-27</sup> at 4000 K	Yurchenko <i>et al.</i> (2011)
TiO, VO	10 <sup>-22</sup> at 4000 K	Plez (1998) (avec mise-à-jour)
Na, K		Kramida <i>et al.</i> (2014) Burrows & Volobuyev (2003)
H <sub>2</sub> -H <sub>2</sub> , H <sub>2</sub> -He		Borysow <i>et al.</i> (1988, 1989) Borysow & Frommhold (1989) Borysow <i>et al.</i> (2001) Borysow (2002)

FIGURE 2.4 – Section efficace calculée pour la liste de raies du méthane d’Exomol à 1000 K (moyennée sur 20 cm<sup>-1</sup>).

sur le spectre (figure 2.6), notamment autour de 1,6 et 2,3 et 3,5  $\mu\text{m}$  où le différence de flux est de plus de 50%. Dans la figure 2.6 la différence entre le flux intégré des deux spectres est de 17%, il faut noter que pour le spectre avec l’ancienne liste de raies je n’ai pas fait plusieurs itérations, j’ai simplement pris en compte les profils générés avec Exomol et effectué le transfert radiatif avec l’ancienne liste de raies. La différence de flux est telle que les deux spectres n’ont pas la même température effective (3,5 % de différence).

Pour toutes les molécules (donc sans les alcalins) nous avons calculé l’absorption des raies jusqu’à 120 cm<sup>-1</sup> de part et d’autre du centre en utilisant un profil de Voigt multiplié par un facteur  $\chi$  pour prendre en compte le profil sub-lorentzien des ailes lointaines.

En spectroscopie, une raie correspond exactement à une transition entre deux niveau d’énergie bien définis, elle devrait donc être infiniment fine. Les raies vont être élargies par collisions entre les molécules pour donner un profil lorentzien (le choc réduit la durée de

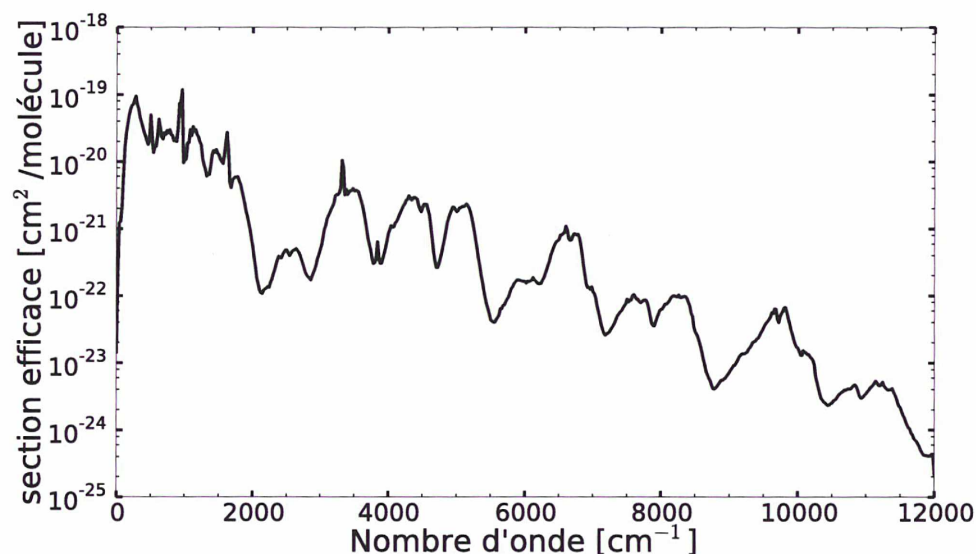


FIGURE 2.5 – Section efficace calculée pour la liste de raies de l’ammoniac d’Exomol à 1000 K (moyennée sur  $20 \text{ cm}^{-1}$ ).

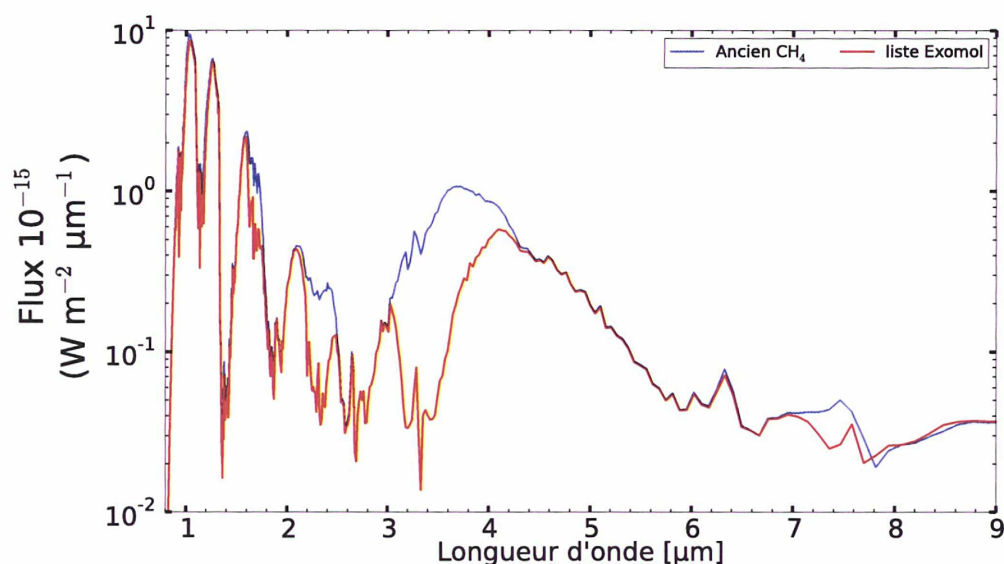


FIGURE 2.6 – Spectres de planètes (à 10 pc,  $1 R_{\text{Jup}}$ ,  $T_{\text{eff}} = 1000 \text{ K}$ ,  $\log(g) = 4,0$ , sans nuage). Le spectre rouge est généré par un calcul complet du modèle d’atmosphère avec la liste de raies Exomol du méthane. Le spectre bleu est lui généré par le code de transfert radiatif en prenant en compte les profils d’abondance et de température du modèle générés avec Exomol mais en utilisant l’ancienne liste de raies du méthane dans les opacités.

vie du niveau d’énergie supérieur) alors que l’agitation va plutôt élargir les raies par effet Doppler-Fizeau (une partie des molécules s’éloignent de nous, l’autre partie se rapproche, nous voyons la somme des émissions de ces corps) sous la forme d’un profil gaussien, la combinaison de ces deux effets donne un profil de Voigt.

Le  $\chi$  est défini par le profil donné par Hartmann *et al.* (2002) pour les raies du méthane

élargies par le dihydrogène. Pour les alcalins, les ailes lointaines ont un impact important dans le proche infrarouge sur le spectre des BD et YEGP (Burrows *et al.*, 2000). Nous utilisons un profil de Voigt  $V(\sigma - \sigma_0)$  dans la région centrale jusqu'à un nombre d'onde de coupure ( $\delta\sigma$ ) de  $30(T/500)^{0,6} \text{ cm}^{-1}$  pour Na et  $20(T/500)^{0,6} \text{ cm}^{-1}$  pour K, suivant les recommandations de Burrows *et al.* (2000). Les demi-largeurs Lorentz, calculées à partir de la zone centrale, sont  $0,27(T/296)^{-0,70} \text{ cm}^{-1} \text{ atm}^{-1}$  pour Na et  $0,53(T/296)^{-0,70} \text{ cm}^{-1} \text{ atm}^{-1}$  pour K. Au-delà de la zone de coupure, nous utilisons un profil de la forme :

$$F(\sigma - \sigma_0) = V(\delta\sigma)[\delta\sigma/(\sigma - \sigma_0)]^{3/2} \exp[-(hc(\sigma - \sigma_0)/kT)(\sigma - \sigma_0)/\sigma_F], \quad (2.16)$$

où  $\sigma - \sigma_0$  est la distance au centre de la raie,  $V(\delta\sigma)$  le profil de Voigt à la fréquence de coupure  $\delta\sigma$  et  $\sigma_F$  un paramètre que nous ajustons pour reproduire au mieux les sections efficaces d'absorption calculées par Burrows & Volobuyev (2003) pour les ailes rouges des alcalins dans un gaz de dihydrogène comme montré dans leur figure 6. Nous avons utilisé  $\sigma_F = 5000 \text{ cm}^{-1}$  pour Na et  $1600 \text{ cm}^{-1}$  pour K à partir de l'analyse de leur profils dans les domaines  $0,6\text{-}0,9 \mu\text{m}$  et  $0,8\text{-}1,0 \mu\text{m}$  respectivement. Les profils ont été calculés jusqu'à  $9000 \text{ cm}^{-1}$ .

**Remarque :** d'autres formulations existent comme celle de Allard *et al.* (2012). Le traitement des ailes lointaines des alcalins restent actuellement un problème ouvert.

J'ai aussi considéré les absorptions induites par collisions venant des paires  $\text{H}_2\text{-H}_2$  et  $\text{H}_2\text{-He}$  en utilisant des programmes fournis par A. Borysow<sup>1</sup>, basés sur les travaux de Borysow *et al.* (2001) et Borysow (2002) pour  $\text{H}_2\text{-H}_2$ , et Borysow *et al.* (1988, 1989) et Borysow & Frommhold (1989) pour  $\text{H}_2\text{-He}$ .

Pour finir, nous avons ajouté l'absorption par les particules des nuages constitués des condensats de fer et de silicium, qui sont d'après Lunine *et al.* (1989), les condensats les plus importants dans les atmosphères entre 500 et 2000 K de température effective. Par soucis de simplicité, nous avons par contre négligé la diffusion, même si la diffusion par les silicates agit principalement dans le visible et le proche infrarouge (Morley *et al.*, 2014). Pour les particules de silicates, nous avons considéré les constantes optiques du cristal de forsterite  $\text{Mg}_2\text{SiO}_4$  publiées par Jäger *et al.* (2003) et, pour les particules de fer liquide, celles de Ordal *et al.* (1988).

**Remarque :** j'ai calculé ici séparément les coefficients  $k$ -corrélés pour les différentes molécules, ce qui revient à considérer que les coefficients sont aussi corrélés entre les différentes molécules ce qui n'a pas de réalité physique.

Un façon rigoureuse de traiter le problème aurait été de calculer les coefficients de l'ensemble des molécules après avoir atteint l'équilibre chimique. Ce traitement rigoureux aurait poser plusieurs problèmes :

- il aurait fallu définir une grille très fine en température (un pas de l'ordre de 100 K) car la chimie évolue très rapidement en fonction de ce paramètre
- cela aurait figé la chimie, il aurait fallu calculer de nouveaux coefficients pour les futurs cas hors-équilibre chimique
- un des paramètres physiques les plus étudiés dans les atmosphères planétaires est le rapport C/O. Pour étudier l'effet de ce rapport dans notre modèle, il faudrait également recalculer les coefficients pour chaque rapport donné

De telles modifications nécessiteraient un travail en commun de la communauté de chercheur travaillant dans le domaine des atmosphères à haute-température.

1. <http://www.astro.ku.dk/~aborysow/programs/>

Sans valider complètement notre approche la figure 2.7 est un exemple de la faible différence de flux observé entre le calcul avec les coefficients  $k$ -corrélés et le calcul raie-par-raie.

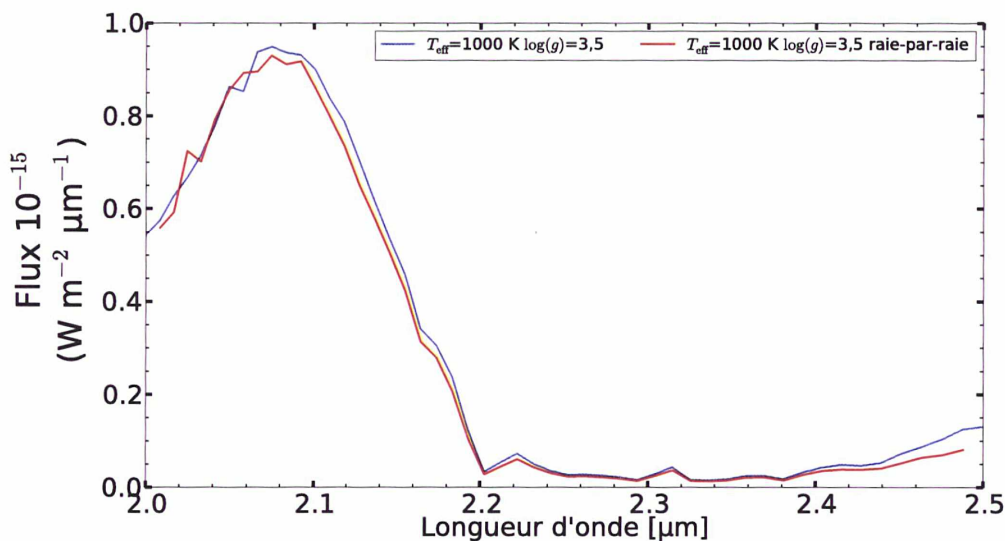


FIGURE 2.7 – Comparaison de spectres de planètes de  $T_{\text{eff}}=1000$  K et  $\log(g)=3,5$  d'une planète à 10 pc de  $1 R_{\text{Jup}}$ . Le spectre en bleu est calculé en utilisant les coefficients  $k$ -corrélés, celui en rouge un calcul raie-par-raie.

## 2.3 Modèle d'atmosphère

### 2.3.1 Composition gazeuse

Le profils verticaux de  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{NH}_3$ ,  $\text{TiO}$ ,  $\text{VO}$ ,  $\text{Na}$  et  $\text{K}$  sont calculés à chaque itération, à partir de l'équilibre chimique, en considérant le rapport  $\text{H}_2/\text{He} = 0,83/0,17$ , et des abondances élémentaires solaires comme noté dans la table 3 de Lodders (2010) (ici table 2.4). En cas de besoin nous pouvons enrichir l'atmosphère en C, O, N et en éléments lourds. Nous ne prenons en compte que les espèces qui ont un impact important sur les profils des 8 molécules listées précédemment comme décrit dans Burrows & Sharp (1999) et Lodders & Fegley (2006). Ces espèces sont listées dans la table 2.3 (colonne 2). Sont aussi considérées les espèces qui participent à la formation des nuages de fer et de silicate pour déterminer leur niveau de condensation. Les abondances à l'équilibre sont dérivées des équations de conservation de chaque élément et nous utilisons les enthalpies libres standard  $\Delta G^0(T)$  listées dans Chase (1998) pour calculer les constantes d'équilibre impliquant les espèces de la table 2.3 (colonne 2). Les calculs sont effectués niveau par niveau depuis le plus bas, ayant la plus haute pression et température, et en remontant vers le haut. Quand un condensat apparaît dans une couche donnée, ses constituants sont retirés de la phase gazeuse et les nouvelles abondances élémentaires dans cette dernière sont utilisées pour calculer l'équilibre thermochimique dans la couche immédiatement supérieure. Si il n'y a pas de condensation, les même abondances élémentaires sont utilisées pour la couche au-dessus. Comme dans Lodders & Fegley (2006), nous considérons la dissolution de VO dans les pérovskites ( $\text{CaTiO}_3$ ) en supposant une solution solide idéale et en utilisant la loi d'Henry.

TABLE 2.3 – Composés considérés dans les calculs d'équilibre thermochimique

Composés considérés <sup>1</sup>	Espèces incluses dans la chimie à l'équilibre <sup>1</sup>
H <sub>2</sub> O, CO, CH <sub>4</sub>	H <sub>2</sub> O, H <sub>2</sub> O*, CO, CH <sub>4</sub>
NH <sub>3</sub>	NH <sub>3</sub> , N <sub>2</sub> , NH <sub>4</sub> SH*, H <sub>2</sub> S
Na, K	Na, Na <sub>2</sub> S*, H <sub>2</sub> S, HCl, NaCl, K, KCl, KCl*, NH <sub>3</sub> , NH <sub>4</sub> Cl*
TiO, VO	Ti, TiO, TiO <sub>2</sub> , V, VO, VO <sub>2</sub> , Ca, CaTiO <sub>3</sub> *, VO*, H <sub>2</sub> O
Mg <sub>2</sub> SiO <sub>4</sub> *, MgSiO <sub>3</sub> *, SiO <sub>2</sub> *	Mg, SiO, H <sub>2</sub> O, Mg <sub>2</sub> SiO <sub>4</sub> *, MgSiO <sub>3</sub> *, SiO <sub>2</sub> *
Fe*	Fe, Fe*

<sup>1</sup> : Les espèces avec un astérisque sont condensées.

TABLE 2.4 – Logarithme décimal des abondances solaires actuelles (H=12 par définition)

Éléments	abondances
H	12
C	8,39
N	7,86
O	8,73
Na	6,29
Mg	7,54
Si	7,53
K	5,11
Ca	6,31
Ti	4,93
V	3,99
Fe	7,46

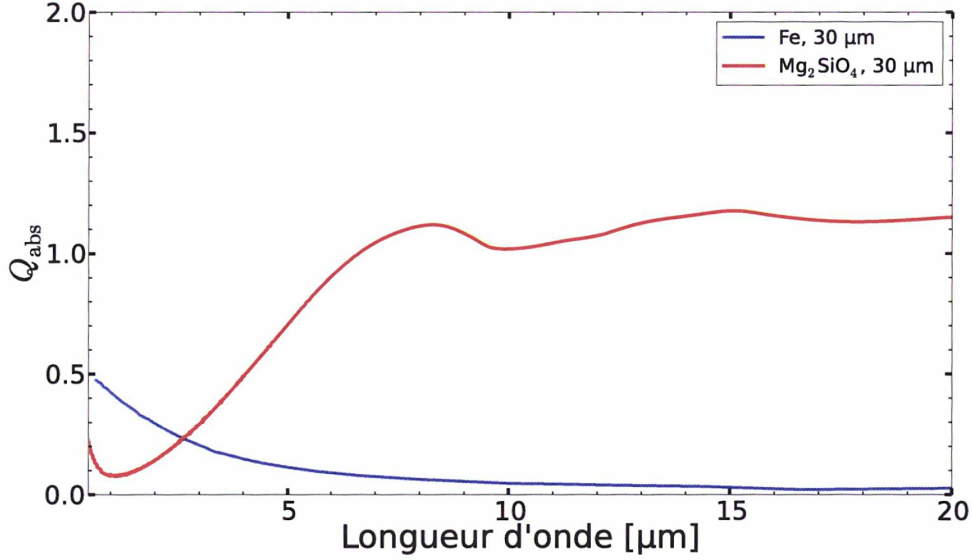


FIGURE 2.8 – Absorption de la poussière en fonction de la longueur d'onde.

### 2.3.2 Modèle de nuage

L'absorption par les silicates et le fer est considérée à partir de leur niveau de condensation respectif,  $p_c$ , jusqu'à cette pression divisée par 100. Nous faisons aussi l'hypothèse que le rapport entre les échelles de hauteur des particules et du gaz est égal à 1. Nous prenons en compte des particules sphériques et nous utilisons la théorie de Mie pour calculer l'efficacité d'absorption  $Q_{\text{abs}}$  en fonction de la longueur d'onde.

On peut voir dans la figure 2.8 que le Fe est celui qui va avoir l'effet le plus important dans le proche infrarouge (SPHERE et GPI), alors que le  $\text{Mg}_2\text{SiO}_4$  agit plutôt dans l'infrarouge moyen (NaCo, MIRI).

La taille des particules suit, quant à elle, une distribution  $\gamma$  avec un rayon moyen  $\langle r \rangle$  et une variance relative,  $\theta = \frac{\text{variance}}{\langle r \rangle}$ , de 0,05 :

$$f(r) = \frac{\frac{1}{\langle r \rangle} \left( \frac{r}{\langle r \rangle} \right)^{\frac{1}{\theta} - 1} e^{-\frac{r}{\langle r \rangle}}}{\Gamma(1/\theta)}, \quad (2.17)$$

avec  $\Gamma$  la fonction Gamma d'Euler et  $\int_0^\infty f(r) dr = 1$ .

Ackerman & Marley (2001) et Marley *et al.* (2012) proposent que l'opacité des nuages soit proportionnelle à la pression  $p_c$  du niveau de condensation, ainsi qu'à la concentration totale de l'élément condensant contenu dans plusieurs molécules au niveau  $p_c$ , mais inversement proportionnelle à la gravité. Ces dépendances proviennent de la densité de colonne disponible du matériau condensant, au niveau de condensation. Nous notons l'épaisseur optique du nuage comme :

$$\tau_{\text{nuage}} = \tau_{\text{ref}} \frac{p_c}{p_{\text{ref}}} \quad (2.18)$$

où  $p_{\text{ref}} = 1$  bar. Vu que les rapports élémentaires solaires Si/H et Fe/H sont similaires, nous considérons que la densité de colonne des deux éléments correspond au rapport de pression de leur niveau de condensation, et donc que leurs  $\tau_{\text{ref}}$  à une longueur d'onde correspondent au rapport de leurs  $Q_{\text{abs}}$  à cette longueur d'onde, ce qui nous permet de n'avoir qu'un paramètre libre dans notre modèle de nuage qui est  $\tau_{\text{ref}}$ , épaisseur optique du fer à une longueur d'onde de référence.

Il faut noter qu'un  $\tau_{\text{ref}}$  important et des courbes de condensation très proches du profil de température calculé donnent un modèle instable entre deux itérations, empêchant la convergence vers un équilibre radiatif. Nous avons observé une augmentation brutale de la température au-dessus du niveau de condensation des particules, la température devient alors supérieure à la température de condensation, empêchant de trouver une solution (figure 2.9).

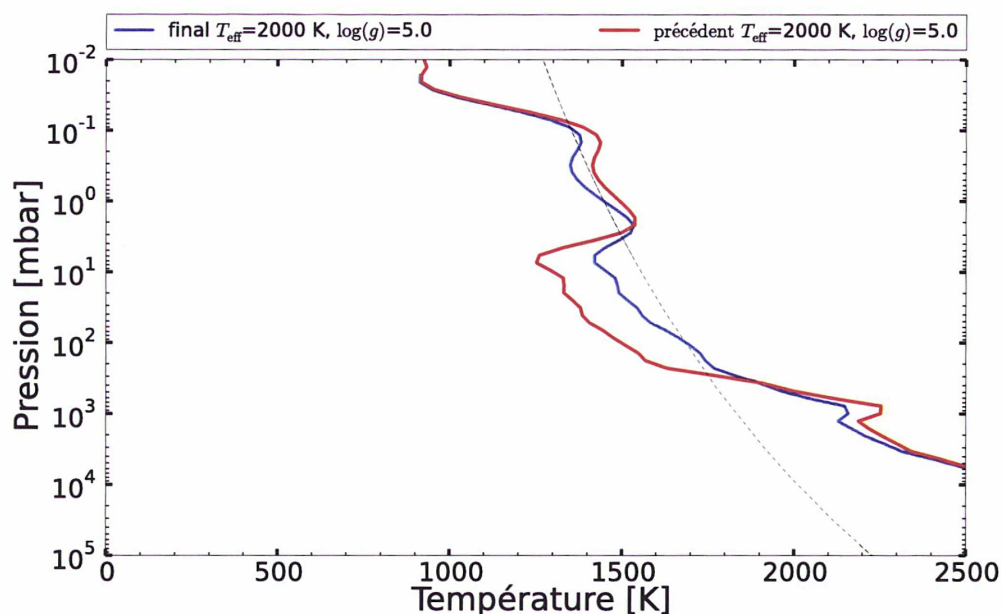


FIGURE 2.9 – Exemple de cas non-convergent, les profils de température (bleu et rouge) coupent celui du fer (tirets noir) à plusieurs endroits.

Ce genre d'instabilité a été aussi observé par Morley *et al.* (2012), qui utilisent une atmosphère partiellement couverte de nuage pour stabiliser le modèle. Malheureusement cette stratégie ne peut pas être facilement appliquée à Exo-REM.

## 2.4 Entrées et sorties du modèle

Les paramètres d'entrée du modèle sont la température effective, l'accélération de la gravité à 1 bar qui agit sur la hauteur d'échelle et donc l'épaisseur optique et enfin les facteurs d'enrichissement par rapport à la valeur solaire  $\alpha$  pour C/H, N/H, O/H et les éléments lourds X/H ( $\alpha=1$  correspond aux abondances solaires). Les nuages sont définis par un autre jeu de paramètres comprenant l'épaisseur optique du fer à  $1,2 \mu\text{m}$  et 1 bar, et le rayon moyen des particules dans les nuages.

Les sorties se composent du profil de température à l'équilibre radiatif-convectif, des profils verticaux des absorbants et du spectre à la résolution de la distribution des  $k$ -coefficients soit  $20 \text{ cm}^{-1}$ .

Les spectres sont calculés entre 20 et  $16000 \text{ cm}^{-1}$ , par la suite nous montrerons des spectres dans le proche et moyen infrarouge car ce sont les domaines dans lesquels travaillent les instruments d'imagerie directe.



## 2.5 Exemples de sorties

### 2.5.1 Entrées par défaut

Dans la section suivante nous allons présenter des exemples de sortie d'Exo-REM (des spectres et des profils de température et d'abondances) pour plusieurs sélections de paramètres d'entrée pour étudier leurs effets. Par défaut les modèles présentés ici sont calculés pour une métallicité solaire, les modèles avec nuages utilisent  $\tau_{\text{ref}} = 1$  et un rayon de particule moyen dans les nuages de  $30 \mu\text{m}$  (Ackerman & Marley, 2001). Nous n'avons pas considéré la condensation de la vapeur d'eau ( $\text{H}_2\text{O}$ ) qui peut avoir lieu dans la haute atmosphère pour une  $T_{\text{eff}} \leq 600 \text{ K}$ .

### 2.5.2 Identification des molécules

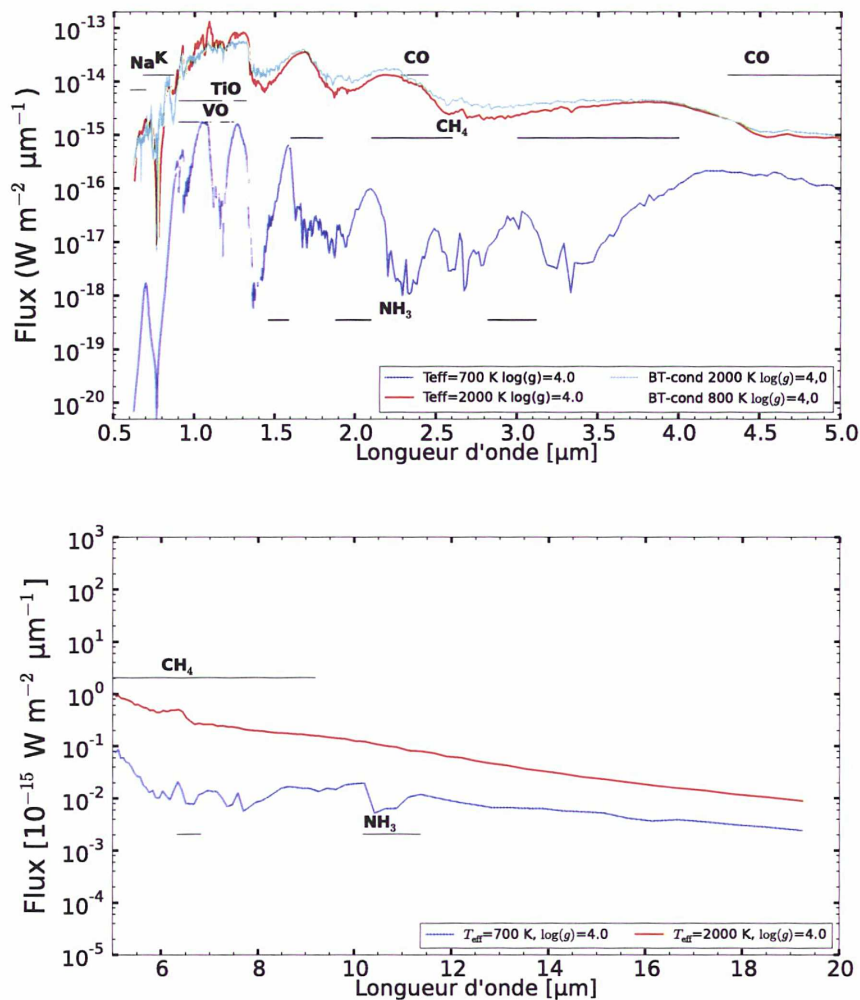


FIGURE 2.10 – Spectres de planètes sans nuage à une distance de 10 pc, d'un rayon  $1 R_{\text{Jup}}$ ,  $\log(g) = 4.0$  et avec  $T_{\text{eff}} = 700 \text{ K}$  (bleu) et  $2000 \text{ K}$  (rouge). Les absorptions moléculaires autres que  $\text{H}_2\text{O}$  sont indiquées. Des exemples de modèles BT-cond (en cyan et gris) sont aussi montrés pour comparaison.

La figure 2.10 montre des spectres de modèles sans nuage, avec une gravité de surface  $\log(g) = 4$  et deux valeurs de  $T_{\text{eff}}$ , 700 et 2000 K, ce qui nous permet d'observer l'effet des

différents absorbants. L'effet de la vapeur d'eau est visible dans les deux cas et à de nombreux endroits du spectre, les bandes d'absorption les plus importantes se trouvent autour de 0,94, 1,14, 1,38, 1,87 et 2,7  $\mu\text{m}$ , les autres absorbants sont identifiés sur la figure 2.10. Les alcalins ont aussi un effet important à haute et basse température au niveau de leur raies de résonance, pour K et Na respectivement à 767 et 589 nm. Dans le cas de haute température, les absorptions de TiO, VO et CO ont un impact important, alors que CH<sub>4</sub> joue surtout un rôle clef dans le cas à basse température. NH<sub>3</sub> a un effet moins important, visible uniquement à faible température, principalement autour de 3,0, 2,0, 1,5 et 10,5  $\mu\text{m}$ .

### 2.5.3 Effet des nuages

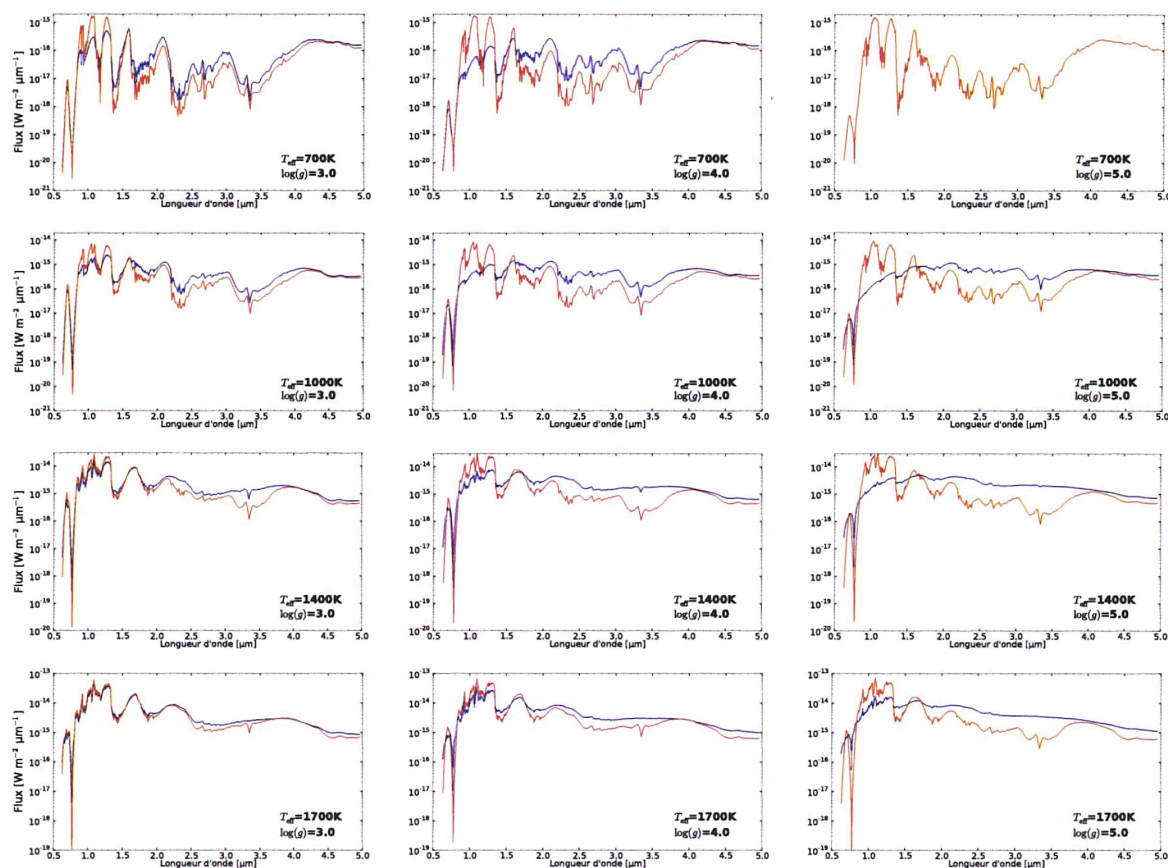


FIGURE 2.11 – Spectres d'une gamme de modèles sans (rouge) et avec nuages (bleu) de planètes à 10 pc avec un rayon de 1  $R_{\text{Jup}}$ . Pour information : pour 700, 1000, 1400 et 1700 K les maxima respectifs de flux de corps noir se trouvent à 4,1, 2,9, 2,1 et 1,7  $\mu\text{m}$ .

La figure 2.11 montre une grille de spectres calculés pour une  $T_{\text{eff}}$  variant de 700 à 1700 K et  $\log(g)$  variant entre 3 et 5 ; les flux correspondent à ceux de planètes de la taille de Jupiter, situées à 10 pc de nous. Pour chaque jeu de température/gravité, j'ai tracé le cas sans et avec nuages, sauf pour le cas  $\log(g) = 5$ ,  $T_{\text{eff}} = 700$  K pour lequel la condensation des nuages débute en dehors de la grille et n'est donc pas prise en compte, ne laissant que le cas sans nuage. Les profils de température correspondant à ces mêmes modèles sont montrés dans la figure 2.12 où est aussi notée la position des nuages de fer et de silicate.

Pour une  $T_{\text{eff}}$  donnée, les modèles avec nuages donnent des spectres moins contrastés. Ces derniers ont pour effet de diminuer le contraste entre les bandes d'absorption et les

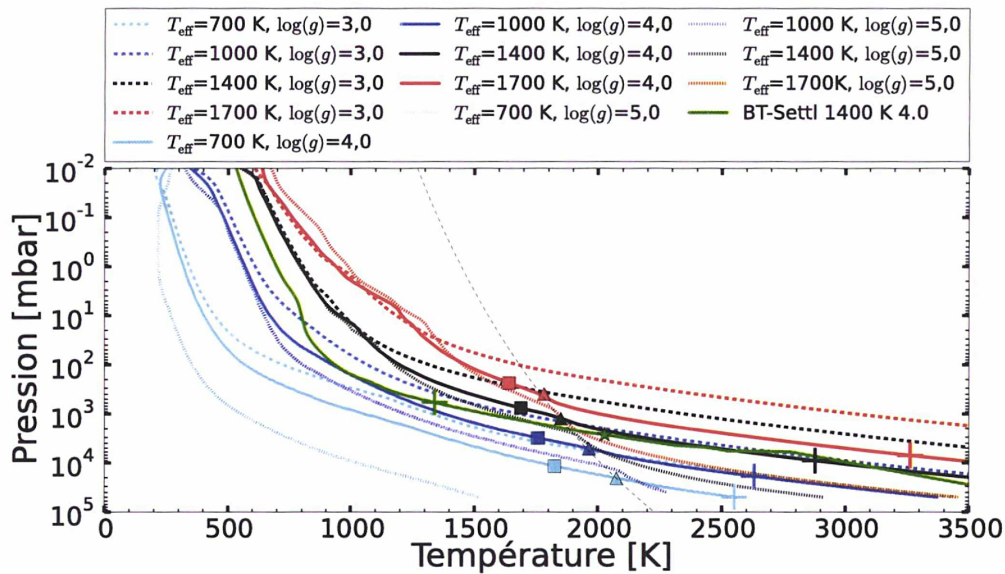


FIGURE 2.12 – Profils de température pour la gamme de  $T_{\text{eff}}$  et  $\log(g)$  utilisés pour générer les spectres de la Fig. 2.11. Les triangles et les rectangles sur les profils à  $\log(g) = 4$  indiquent respectivement le bas des nuages de fer et de silicates. Un profil BT-Settl (en vert) a aussi été ajouté pour comparaison, l'étoile correspondant à la position des poussières les plus basses. Les croix de couleur montrent la limite radiative-convective. Les pointillés montrent la courbe de condensation du fer.

fenêtres spectrales car l'opacité des nuages est très importante dans les profondeurs de la grille, autour de 1600-2100 K (suivant les cas, comme on peut le voir dans la figure 2.12) or le flux dans les fenêtres spectrales vient justement des niveaux les plus profonds. Les nuages ont aussi un effet sur les rapports de flux dans les différentes bandes photométriques. Pour une  $T_{\text{eff}}$  donnée, le flux avec nuage est globalement réduit avant  $\sim 1,7 \mu\text{m}$  et augmenté après : le flux sera donc plus faible en présence de nuages dans les bandes Y et J, où l'atmosphère est la plus transparente et plus élevé en K, L et M où les opacités atmosphériques sont plus importantes, obtenir le spectre d'une planète couvrant le plus grand domaine de longueur d'onde est donc important pour éviter les dégénérescences. Parmi les exemples montrés dans la figure 2.11, c'est pour les cas où  $\log(g) = 5$  et  $T_{\text{eff}} = 1000, 1400, \text{ ou } 1700$  K que l'impact des nuages se fait le plus ressentir. Les spectres ressemblent alors à des spectres corps noir à la température effective correspondante et, dans les faits, ils correspondent aux cas présentant des niveaux d'émission moyenne (le niveau de pression où la température correspond à la  $T_{\text{eff}}$ ) les plus profonds (figure 2.12), autour de 0.4 bar ; l'opacité des nuages est plus importante dans ces derniers cas en accord avec l'équation (2.18).

J'ai remarqué que la plupart des spectres avec et sans nuages se croisaient proche de  $4 \mu\text{m}$ . Cet endroit du spectre semble donc être intéressant à utiliser comme point de référence pour différencier les modèles avec et sans nuages, dans un diagramme couleur-magnitude par exemple. Les filtres fins comme le  $NB_{4,05}$  de NaCo semblent particulièrement adaptés à cet effet.

Je n'ai considéré ici qu'un jeu de paramètres pour définir les nuages :  $\tau_{\text{ref}} = 1$  et une échelle de hauteur des particules égale à l'échelle de pression. L'épaisseur optique, à un niveau de pression donné, est donc la même indépendamment de la position du niveau de condensation (équation 2.18) ou de  $T_{\text{eff}}$  ou  $\log(g)$ , ce qui m'interdit de présenter des conclusions fermes sur la relation entre opacité des nuages,  $T_{\text{eff}}$  et  $\log(g)$  avec les calculs présentés dans la figure 2.11. On peut raisonnablement considérer par exemple que  $\tau_{\text{ref}}$  évolue comme l'échelle de hauteur de pression, en  $1/g$ , ce qui est prédit par Ackerman

& Marley (2001) (dans leur équation 18). Ceci réduirait alors l'effet plus fort des nuages observé dans la figure 2.11 à forte gravité par rapport aux cas à faible gravité. On peut aussi postuler que si le rapport entre l'échelle de hauteur des particules et celle du gaz était inférieur à 1, c'est à dire si les particules étaient plutôt confinées près du niveau de condensation, alors l'effet des nuages serait moins important dans le cas  $T_{\text{eff}} = 700$  ou  $1000$  K, car les particules se trouveraient alors en grande partie sous le niveau d'émission moyenne.

### 2.5.4 Effets de la température effective

Bien entendu, augmenter la température effective a pour effet principal l'augmentation du flux émis, mais a aussi tendance à modifier la forme du spectre, principalement entre  $1$  et  $4 \mu\text{m}$  où se situent la plupart des absorptions moléculaires. Quand  $T_{\text{eff}}$  augmente les bandes de  $\text{CH}_4$ , qui sont visibles principalement autour de  $1,7$ ,  $2,3$  et  $3,3 \mu\text{m}$ , deviennent de moins en moins intenses alors que la bande du  $\text{CO}$  à  $4,7 \mu\text{m}$  comme celles de  $\text{TiO}$  et  $\text{VO}$  avant  $1,3 \mu\text{m}$  apparaissent. Ces fortes variations spectrales sont facilement détectables à partir de photométrie en bande large ou de spectroscopie basse résolution. On peut noter que : à haute température  $\text{TiO}$  et  $\text{VO}$  impactent la bande J ( $1,22 \mu\text{m}$ ) et  $\text{CO}$  la bande M, alors qu'à basse  $T_{\text{eff}}$   $\text{CH}_4$  modifie de façon importante les flux en bandes H ( $1,63 \mu\text{m}$ ), K ( $2,19 \mu\text{m}$ ) et L ( $3,45 \mu\text{m}$ ), tandis que  $\text{NH}_3$  impacte faiblement la bande K.

Les variations que nous observons entre les spectres de différentes températures viennent bien entendu de changements dans la composition chimique de l'atmosphère, nous les présentons dans la figure 2.13. Le carbone est réparti entre  $\text{CO}$  et  $\text{CH}_4$ , avec un rapport entre ces deux molécules qui dépend principalement de la température et, de façon secondaire, de la pression. Pour une planète de  $700$  K le méthane domine le monoxyde de carbone au dessus du niveau à  $1$  bar alors qu'à  $1700$  K  $\text{CO}$  domine sur toute la hauteur de l'atmosphère. C'est aussi le cas pour l'azote qui est lui réparti entre  $\text{N}_2$  et  $\text{NH}_3$ , ce dernier n'étant abondant dans la partie observable de l'atmosphère qu'à faible température ( $\leq 800$  K). Quand la température effective décroît,  $\text{TiO}$  et  $\text{VO}$  se retrouvent confinées dans les couches les plus profondes et n'ont que peu d'influence sur le flux sortant de l'atmosphère. Cela provient de la condensation de ces molécules en perovskite ( $\text{CaTiO}_3$ ) et  $\text{VO}$  solide et de la sédimentation de ces condensats à plus basse altitude. Il en va de même pour les alcalins  $\text{Na}$  et  $\text{K}$  qui eux forment respectivement des condensats de  $\text{Na}_2\text{S}$  et  $\text{KCl}$ .

### 2.5.5 Effets de la métallicité

Nous présentons rapidement l'effet de la métallicité dans la figure 2.14 pour un cas sans nuage et à  $T_{\text{eff}}$  et  $\log(g)$  fixé. On observe bien entendu une augmentation de la profondeur des bandes d'absorption proportionnelle à la métallicité. La profondeur de la bande de l'eau à  $2,7 \mu\text{m}$  est ainsi  $40\%$  plus importante pour une métallicité super-solaire  $Z=+0,5$  (car on y trouve plus d'oxygène et donc plus d'eau) comparée au spectre de métallicité sous-solaire  $Z=-0,5$ . Des observations spectrales à basse résolution devraient en principe permettre de contraindre aussi ce paramètre en supposant que l'on ait une bonne idée de  $T_{\text{eff}}$  et de  $\log(g)$ . Par contre, notre méconnaissance des effets des nuages peut être une limitation importante car ceux-ci pourraient très bien avoir des effets similaires à un changement de métallicité. Dans la figure 2.14 seule la bande K ( $2,19 \mu\text{m}$ ) permet de différencier nettement un cas à métallicité sous-solaire (bleu) d'un cas avec nuage épais (cyan).

### 2.5.6 Effets de la gravité de surface

L'échelle de hauteur du gaz est inversement proportionnelle à l'accélération de la gravité  $g$  ce qui implique que si  $g$  augmente alors la profondeur à laquelle on trouvera une

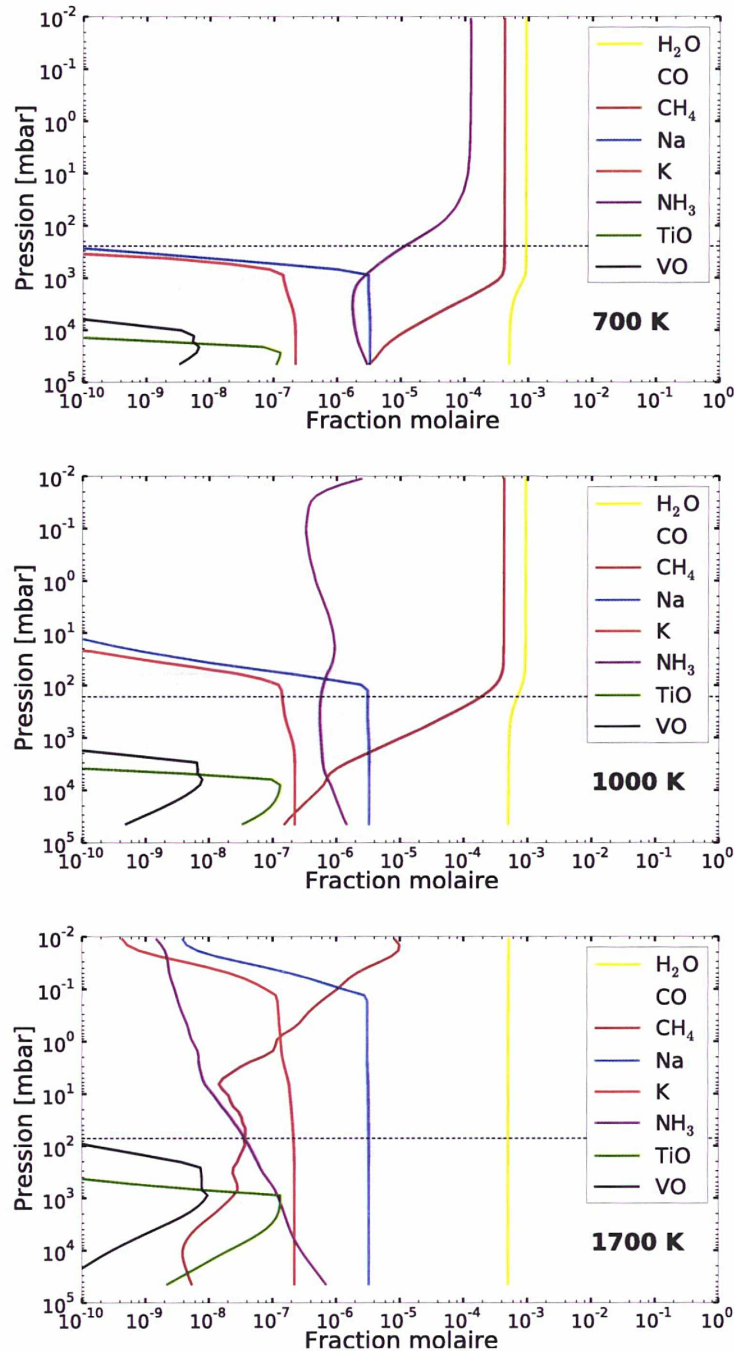


FIGURE 2.13 – Profils verticaux des absorpteurs les plus importants dans une atmosphère contenant des nuages, avec un  $\log(g)$  de 4, et trois températures effectives différentes : 700, 1000 et 1700 K. Les altitudes où sont présents les nuages de fer et de silicate sont identifiées par les zones transparentes en magenta et bleu clair et la ligne noire pointillée est la position où  $T = T_{\text{eff}}$ .

même colonne de gaz à une longueur d'onde donnée va aussi augmenter. Ceci explique la répartition des profils de température en fonction de la gravité que l'on voit dans la figure 2.12. Quand  $\log(g)$  augmente, les profils de température ont tendance à se décaler vers le bas, tout comme les niveaux de condensation des nuages. Le problème est compliqué par la présence de nuages et la dépendance des absorptions moléculaires en fonction de la pression. Les effets de la gravité sur la forme des spectres sont plus subtils que ceux de la

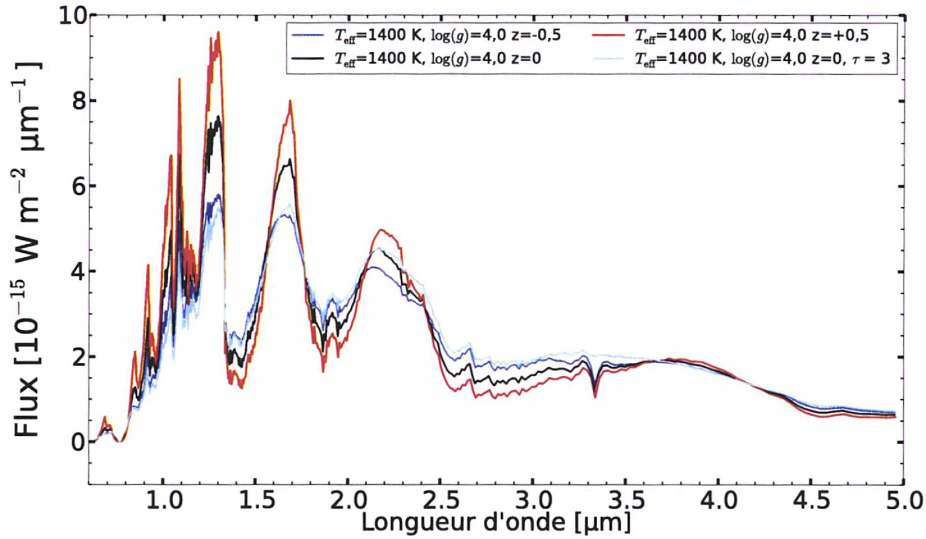


FIGURE 2.14 – Effet de la métallicité  $Z$  sur des modèles avec nuages (bleu, noir et rouge  $\tau_{\text{ref}}=1$ , cyan  $\tau_{\text{ref}}=3$ ),  $T_{\text{eff}} = 1400$  K et  $\log(g) = 3,9$ .

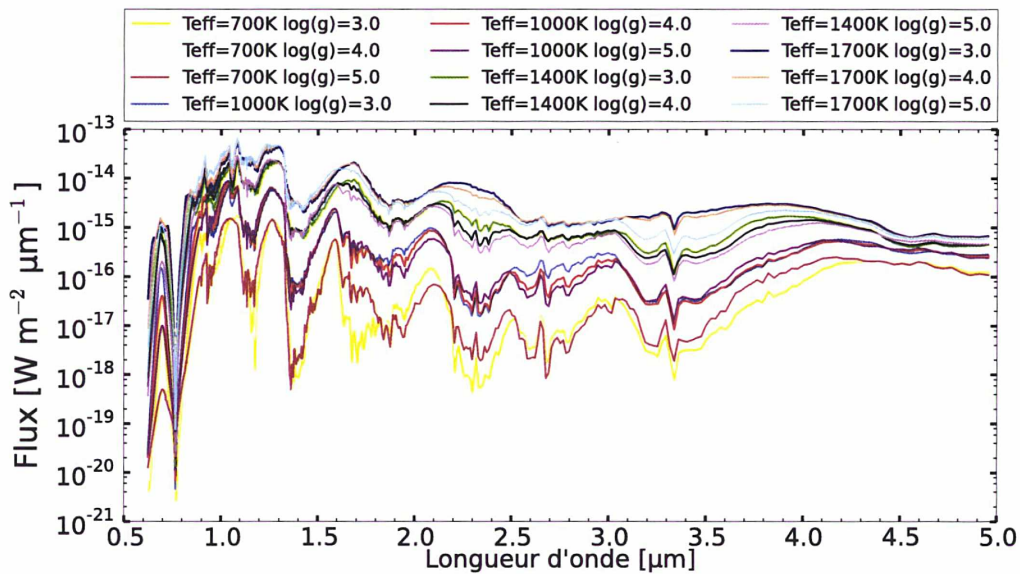


FIGURE 2.15 – Série de spectres calculés sans nuage avec  $T_{\text{eff}}$  entre 700 et 1700 K et  $\log(g)$  entre 3 et 5.

température effective, comme nous pouvons l'observer dans la figure 2.15 sans considérer l'effet des nuages.

Du fait de la dépendance en pression de l'équilibre thermo-chimique, les abondances des gaz, à un niveau de température donné, dépendent de la pression à ce niveau, et indirectement de la gravité. Par exemple : le rapport  $\text{CH}_4/\text{CO}$  à une température donnée varie suivant la racine carrée de la pression, donc le méthane sera beaucoup plus abondant au-dessus du niveau d'émission moyenne (niveau où  $T = T_{\text{eff}}$ ) quand  $g$  sera grand, ce qui explique l'augmentation importante de la profondeur des bandes du méthane dans les cas à  $T_{\text{eff}} = 1700$  K (et dans une moindre mesure pour les cas à 1400 K) quand on passe de  $\log(g[\text{cgs}]) = 3$  à 5. On observe alors un rapport de mélange du méthane de deux ordres de grandeur plus important à ce niveau. Ces calculs semblent montrer que pour des objets

de  $T_{\text{eff}} \sim 1600\text{-}1800$  K, les bandes du méthane à 2,3 et 3,3  $\mu\text{m}$  devraient être détectables dans l'atmosphère des naines brunes (gravité de surface importante) mais probablement pas dans les objets de masse similaire à celle de Jupiter. Par contre à faible température, pour  $T_{\text{eff}} = 700$  K, les rapports  $\text{CH}_4/\text{H}_2$  sont similaires quelque soit  $\log(g)$ , au niveau où  $T = T_{\text{eff}}$  et au-dessous, car ils atteignent alors leur valeur maximale, égale à deux fois le rapport C/H élémentaire. Nous pouvons donc dire pour conclure cette partie, que les effets de la gravité sur le spectre sont significatifs mais qu'ils sont difficiles à différencier des variations de composition.

### 2.5.7 Synthèse

L'eau a un impact important dans toutes les conditions, principalement entre 0,94 et 2,7  $\mu\text{m}$ . Certains modes de SPHERE observent en partie certaines de ces zones et il faut prendre garde à ce que l'eau dans l'atmosphère de Terre soit bien prise en compte.

Les alcalins sont également visibles à chaque fois, dans la partie rouge du visible avec des ailes ayant un effet non négligeable dans le proche infrarouge. Cela peut compliquer la détection des planètes avec ZIMPOL ou en bande Y avec IRDIS de SPHERE.

TiO et VO ont un impact à forte température dans en bande J où ils sont des marqueurs de ces conditions extrêmes.

CO intervient aussi à haute température effective avec un effet notable dans le MIR en M, qui concernera plus MIRI du JWST ou NaCo.

Le méthane a un effet à faible température effective et à forte température uniquement si la gravité est elle même très élevée. Cette molécule impacte principalement les bandes H, K et L ainsi que le MIR au delà de 5  $\mu\text{m}$ .

L'ammoniac n'intervient que faiblement et à faible température effective en K.

Les nuages ont pour effet de diminuer le contraste entre les bandes pour faire ressembler le spectre à celui d'un corps noir. Comparer YJ et KLM permet de quantifier cet effet.

La forme du spectre entre 1 et 4  $\mu\text{m}$  est un bon moyen de contraindre la température effective du fait de la présence de la plus part des raies moléculaires.

Un spectre en bande K permet de faire la différence entre un effet venant la métallicité et un effet venant des nuages.

$g$  est un paramètre difficile à contraindre mais je présente plus tard le fait que les spectres IFS en bandes H semble un bon marqueur pour le faire.

## 2.6 Comparaison à la littérature

Je présente dans cette section quelques comparaisons de spectres et de profils de température entre les sorties d'Exo-REM (trois cas différents de nuages : no cloud, sans nuage,  $\tau = 1$  pour un cas avec nuages épais et  $\tau = 3$  pour un cas avec nuages très épais) et celles de quatre modèles d'atmosphère précédemment présentés. Je me base pour cette étude sur les travaux de Helling *et al.* (2008) qui permettent de partir d'une comparaison cohérente de ces modèles.

La figure 2.16 nous permet d'observer que les spectres générés par ces modèles sont assez différents entre eux.

Dans le cas à haute température effective, la paramétrisation du modèle de Tsuji lui permet de se rapprocher successivement des spectres les plus affectés par les nuages, qui sont ceux générés par les modèles d'Ackerman & Marley et Drift-Phoenix, et du spectre le moins affecté qui est celui généré par le BT-Settl.

On observe un parallèle similaire dans les spectres Exo-REM, les cas sans nuage et avec nuages épais donnent des spectres de forme similaire à ceux identifiés comme étant

plus ou moins affectés dans les conditions présentées ici. Le cas avec nuages très épais ( $\tau_{\text{ref}} = 3$ ) semble lui très différent de ce qui est présenté ici et il représente un cas extrême comparé à la littérature.

Pour les cas à basse température, le Drift-Phoenix n'est pas considéré, on observe que les modèles de Tsuji ne sont que peu affectés par les nuages au contraire des modèles de Ackerman & Marley et BT-Settl qui eux le sont fortement.

Les modèles Exo-REM considérés ici sont assez différents, dans ces conditions de pression de température, l'utilisation de la liste de raies Exomol du méthane a certainement un effet non négligeable de différentiation. Le traitement des nuages est aussi important et on remarque facilement que les spectres Exo-REM sont beaucoup plus impactés par les nuages que ceux présentés dans la littérature, reproduisant quasiment un spectre de corps noir.

Je retrouve des rapprochements similaires dans la figure 2.17 qui représente les profils des différents modèles.

À haute température la grande diversité des profils présentés dans Helling *et al.* (2008) se répartit dans les faits entre le profil sans nuage et celui avec nuages épais. Le profil avec nuages très épais se différencie des autres comme c'était le cas pour le spectre, l'effet des nuages est clairement visible.

À basse température les profils de la littérature ressemblent plus aux profils Exo-REM que le cas sans nuage qui est plus bas en température.

Je montre enfin dans la figure 2.18 des spectres de température et gravité intermédiaires avec et sans nuage comparés aux BT-Settl et Drift-PHOENIX.

Le spectre BT-Settl a une forme très proche du spectre Exo-REM avec nuage sauf au niveau des ailes des alcalins et par la présence d'une bande d'absorption proche de  $4,3 \mu\text{m}$  (hors de la zone explorée par SPHERE), qui vient peut être du  $\text{CO}_2$  qui n'est pas inclus dans le modèle actuellement. D'autres différences mineures peuvent être observées, elles viennent peut être des différences dans les listes de raies utilisées ou d'absorbants mineurs négligés dans Exo-REM.

La figure 2.12 montre également le profil de température correspondant à ce cas de spectre BT-Settl. Au-dessous de la limite radiative-convective, les profils Exo-REM et BT-Settl sont différents, le profil BT-Settl étant décalé vers le bas de 1 à 2 échelles de hauteur par rapport à celui d'Exo-REM. Je n'ai pas réussi à identifier clairement d'où venait cette importante différence mais une des sources doit être une répartition assez différente des absorbants dans l'atmosphère.

Le spectre Drift-PHOENIX est très différent des trois autres. On y observe peu de raies à cause d'un effet très important des nuages, qui sont beaucoup plus épais que dans les autres modèles donnant un spectre proche d'un corps noir.



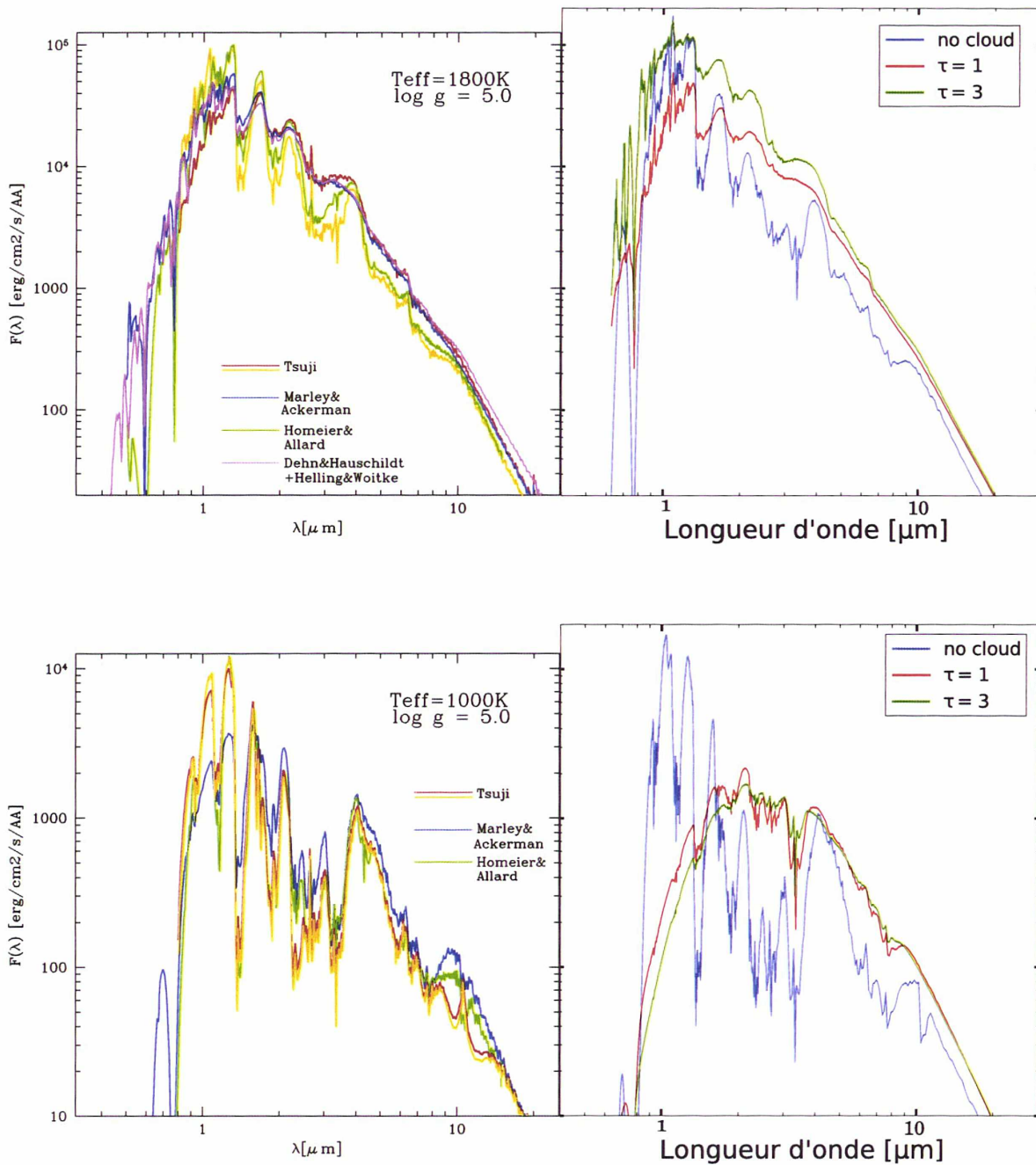


FIGURE 2.16 – À gauche, comparaison des modèles Tsuji (brun et orange), Ackerman & Marley (bleu), BT-Settl (vert) et Drift Phoenix rose (extrait de Helling *et al.*, 2008). À droite, comparaison de spectres Exo-REM sans nuage (bleu), avec nuages épais (rouge) et avec nuages très épais (vert).

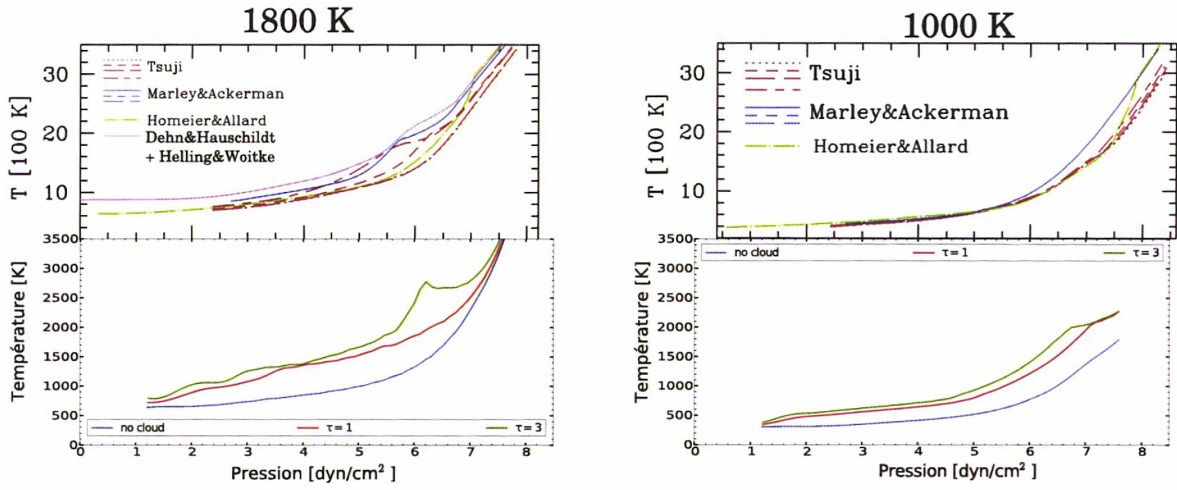


FIGURE 2.17 – En haut, comparaison des modèles Tsuji (brun), Ackerman& Marley (bleu), BT-Settl (vert) et Drift Phoenix (rose) (extrait de Helling *et al.* , 2008). En bas, comparaison de profils Exo-REM sans nuage (bleu), avec nuages épais (rouge) et avec nuages très épais (vert).

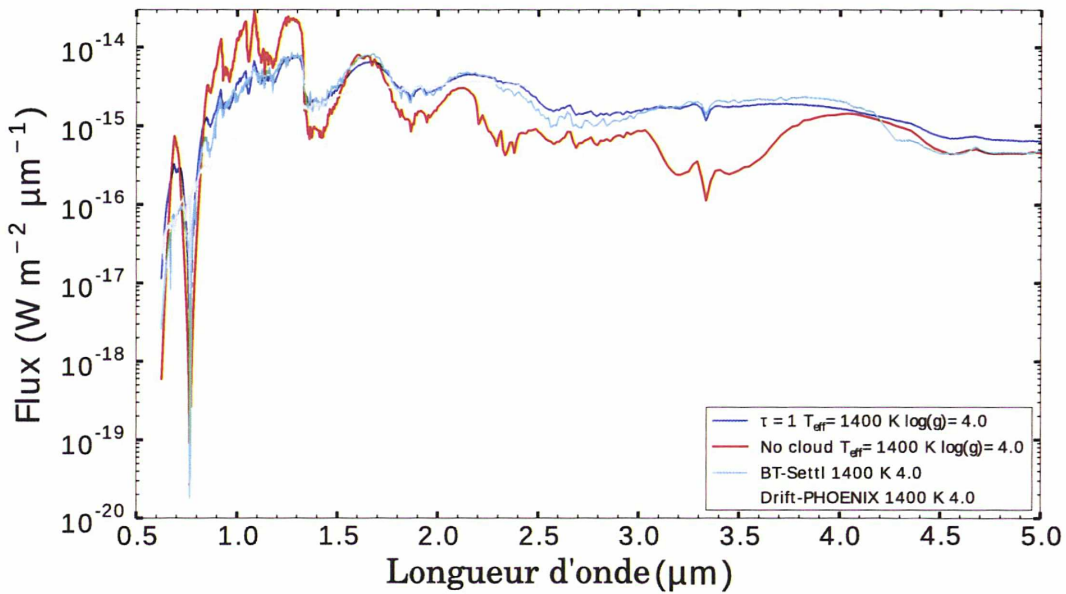


FIGURE 2.18 – Spectres calculés pour une atmosphère nuageuse (bleu) et sans nuage (rouge) à 10 pc, pour une planète de  $1 R_{Jup}$  ,  $\log(g) = 4$  and  $T_{eff} = 1400$  K comparés à un spectre BT-Settl (cyan) et Drift-Phoenix (gris) avec les mêmes paramètres.

## **Chapitre 3**

# **Application d'Exo-REM aux observations existantes**



### 3.1 Méthode suivie

Nous décrivons dans cette partie comment nous avons utilisé les observations existantes pour déterminer les caractéristiques de planètes observées. Dans une première étape, nous utilisons Exo-REM pour générer des grilles de spectres, chacune couvrant une gamme de températures effectives et de gravités de surface identiques mais en faisant varier les autres paramètres (notamment les nuages) d'une grille à l'autre. En règle générale, ces grilles sont générées avec des  $\log(g[\text{cgs}])$  répartis entre 2,1 and 5,5 par pas de 0,1 et des  $T_{\text{eff}}$  entre 700 et 2000 K par pas de 100 K. Ces paramètres sont choisis pour couvrir tout l'espace des gravités accessibles théoriquement à une YEGP ou une BD, la gamme de température correspond, quant à elle, à celle des cibles actuelles de l'imagerie directe. Les spectres sont générés pour un rayon de Jupiter ( $R_{\text{Jup}}$ ) et le rayon est ajusté ensuite dans la partie minimisation de notre procédure (voir plus loin).

Identifier le rayon comme un simple facteur de dilution est une simplification. Le rayon d'une planète impacte bien entendu le flux observé de façon géométrique, mais il affecte aussi l'évolution de l'accélération de la gravité en fonction de l'altitude et donc l'échelle de hauteur à un niveau de pression donné. Avant de négliger ce dernier effet nous avons effectué des tests pour quantifier l'impact "non-géométrique" du rayon en comparant des spectres de paramètres identiques mais en modifiant le rayon d'entrée. Nous avons observé que les modifications de la forme des spectres étaient négligeables devant les incertitudes associées actuellement aux observations. Par exemple, pour un cas à  $\tau_{\text{ref}}=1$ ,  $T_{\text{eff}} = 1700$  K et  $\log(g[\text{cgs}]) = 5$  on trouve une différence sur le flux intégré de 0.01%. Nous pouvons donc considérer le rayon comme un facteur d'échelle, qui affecte le flux observé via la surface visible de la planète depuis la Terre,  $\pi R^2$ .

Les paramètres physiques  $T_{\text{eff}}$  et  $g$  sont déterminés avec une barre d'erreur associée à un ou deux  $\sigma$  (soit des niveaux de confiance respectivement de 68 et 95%) à partir d'une analyse des moindres carrés à  $n-1$  degrés de liberté (Bevington & Robinson, 2003) où  $n$  est le nombre de points d'observation indépendants (un degré de liberté est enlevé par la détermination de  $R$  par minimisation).

Nous avons défini cinq jeux de paramètres pour les nuages, pour générer cinq grilles de spectres, dont nous détaillons les caractéristiques dans la table 3.1, pour explorer une gamme diversifiée : une grille sans nuage, trois avec des rayons moyens de particules de 30  $\mu\text{m}$  (dans Ackerman & Marley, 2001, le rayon des particules est inférieur à 80  $\mu\text{m}$  pour le fer et les silicates) et  $\tau_{\text{ref}} = 0,1, 1$  et 3 (notre maximum possible, après le modèle n'arrive pas à converger), et une dernière avec des rayons moyens de particules de 3  $\mu\text{m}$  (pour explorer l'effet du rayon des particules) et  $\tau_{\text{ref}} = 1$ . La différence entre les épaisseurs optiques des nuages de fer et de forsterite provient de la différence entre les efficacités d'absorption  $Q_{\text{abs}}$  de ces deux types de particules. Rappelons que le modèle peut être instable (voir chapitre précédent), dans les faits pour  $\tau_{\text{ref}} > 3$ , ce qui explique nos choix de paramètres de nuages.

Les observations d'exoplanètes se trouvent sous la forme de séries de points photométriques (à large bande ou en bande étroite) que l'on peut exprimer en magnitudes (formant des distributions d'énergie spectrales, SED en anglais pour Spectral Energy Distribution), ainsi

TABLE 3.1 – Paramètres utilisés dans les cinq grilles pour caractériser les nuages.

$\langle r \rangle$ ( $\mu\text{m}$ )	$\tau_{\text{ref}}$	$\mathcal{T}_{\text{Mg}_2\text{SiO}_4}$ ( $\lambda=1,2 \mu\text{m}; p = 1 \text{ bar}$ )	$\mathcal{T}_{\text{Fe}}$ ( $\lambda=1,2 \mu\text{m}; p = 1 \text{ bar}$ )
	0	0	0
30	0,1	0,015	0,1
30	1	0,15	1
30	3	0,45	3
3	1	0,018	1

que sous la forme de spectres (souvent normalisés), ou une combinaison de ces deux types de données. Nous calculons le  $\chi^2$  entre les données  $X_{\text{Observées}}$  et chaque spectre synthétique d'une grille donnée en intégrant ces derniers sur les filtres utilisés ou en les convoluant pour les adapter à la résolution du spectre observé. Nous utilisons, pour le calcul du  $\chi^2$  la relation suivante :

$$\chi^2 = \sum \left( \frac{X_{\text{Observées}} - X_{\text{Modèle}}}{\Delta X_{\text{Observées}}} \right)^2, \quad (3.1)$$

où  $\Delta X_{\text{Observées}}$  sont les incertitudes sur la photométrie de la planète cible. Nous parlerons aussi de  $\chi^2_{\text{réduit}}$  qui correspond au  $\chi^2$  divisé par le nombre de degrés de liberté, ce qui nous permettra de facilement comparer ce terme indépendamment du nombre d'observations.

Pour déterminer le  $X_{\text{Modèle}}$  nous avons dû calculer les magnitudes qui correspondent aux spectres synthétiques. Cela demande de connaître le flux de référence, pour lequel la magnitude dans cette bande est nulle. La plupart de ces flux de référence sont disponibles dans la littérature (entre autres sur le site de l'observatoire Gemini<sup>1</sup>). Quand cela n'est pas le cas nous les avons déterminés grâce à un spectre de Véga (Rieke *et al.*, 2008, disponible en ligne sur la base de données VizieR) ramené à 10 pc.

Si nous n'utilisons que des mesures photométriques, nous déterminons le rayon par la minimisation du  $\chi^2$  :

$$5 \log_{10}(R) = - \frac{\sum \left( \frac{X_{\text{Observées}} - X_{\text{Modèle}}}{\Delta X_{\text{Observées}}^2} \right)}{\sum \left( \frac{1}{\Delta X_{\text{Observées}}^2} \right)}. \quad (3.2)$$

Comme nous l'avons vu précédemment le rayon  $R$  (ici exprimé en  $R_{\text{Jup}}$ ) est vu comme un facteur d'échelle global qui n'aurait pas d'influence sur la forme du spectre. Nous obtenons, après la minimisation, pour chaque grille, une carte de la répartition des  $\chi^2$  en fonction des  $T_{\text{eff}}$  et  $\log(g)$ , ainsi qu'un rayon affecté à chaque planète synthétique.

Nous pouvons, au besoin, effectuer une sélection des solutions en rejetant les cas non-physiques : par exemple les modèles de formation par accrétion autour d'un noyau de Morasini *et al.* (2012) et les modèles à démarrage chauds de Spiegel & Burrows (2012) nous permettent de mettre des bornes sur les rayons possibles des planètes, connaissant l'âge de l'étoile. On peut aussi obtenir la carte des masses des planètes synthétiques en utilisant le fait que la masse et le rayon sont liés par la gravité :

$$g = \frac{GM}{R^2}. \quad (3.3)$$

Avec cette information et d'autres types de mesures comme un relevé des vitesses radiales de l'étoile, on peut aussi restreindre les domaines accessibles en  $R$  et  $g$ .

Dans la section suivante je montre trois cas d'objets dont nous avons présenté les études dans des articles à comités de lecture (Galicher *et al.*, 2014; Bonnefoy *et al.*, 2014b; Baudino, J.-L. *et al.*, 2015) ou lors de conférences internationales (Baudino *et al.*, 2013, 2014a,b), il s'agit de HD 95086  $b$ ,  $\beta$  Pictoris  $b$  et  $\kappa$  Andromedae " $b$ ". Je poursuis ensuite sur les études de planètes avec des données de mise en service de SPHERE du système HR 8799 et de la naine brune GJ 758 B qui sont présentés dans deux articles soumis actuellement : Vigan *et al.* (2015) et Bonnefoy *et al.* (2015).

1. <http://www.gemini.edu/sciops/instruments/midir-resources/imaging-calibrations/fluxmagnitude-conversion>

## 3.2 HD 95086 b

### 3.2.1 La planète et les données

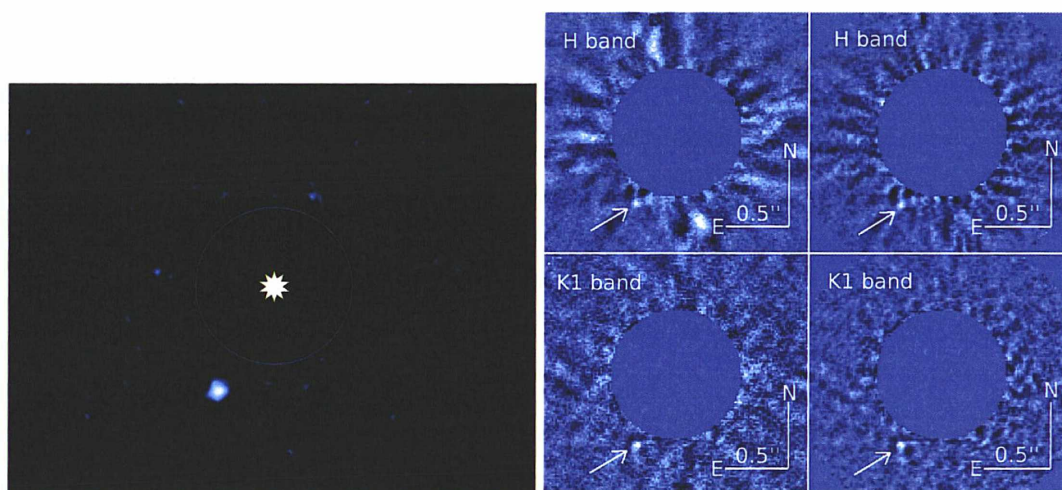


FIGURE 3.1 – À gauche : première image de HD 95086 b avec NaCo (Rameau *et al.*, 2013c). À droite : images en bandes H et  $K_1$  de HD 95086 b obtenues avec GPI (Galicher *et al.*, 2014).

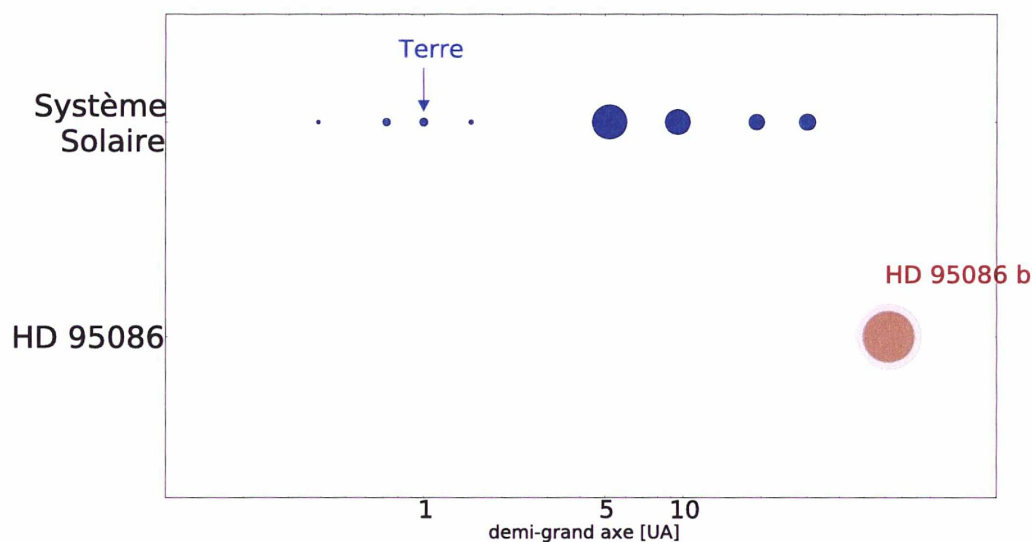


FIGURE 3.2 – Distance au Soleil (demi-grand axe) de chaque planète du système solaire, et position de HD95086 b par rapport à son étoile, la surface des disques varie comme la racine carrée de la masse des planètes.

L'étoile HD 95086 est étudiée depuis les années 90 (Slawson *et al.*, 1992) car elle se trouve dans un amas d'étoiles récemment formées. Des observations effectuées grâce au satellite Spitzer (Chen *et al.*, 2006) ont permis de découvrir et de caractériser le disque de débris qui l'entoure. Des observations effectuées avec APEX, dans le domaine millimétrique, montrent que ce disque ressemble à la ceinture de Kuiper de notre système solaire (Nilsson *et al.*, 2010). La planète HD 95086 b a été découverte par Rameau *et al.*

TABLE 3.2 – Observations photométriques de la planète HD 95086 *b*.

Filtre	Magnitude apparente	Références
H	$20,1 \pm 0,9$	Galicher <i>et al.</i> (2014)
K <sub>1</sub>	$18,9 \pm 0,5$	Galicher <i>et al.</i> (2014)
L'	$16,2 \pm 0,2$	Rameau <i>et al.</i> (2013b), Rameau <i>et al.</i> (2013c), et Galicher <i>et al.</i> (2014)
Filtre et date	Séparation [mas]	Références
H 11/12/13	$633 \pm 17$	Galicher <i>et al.</i> (2014)
K <sub>1</sub> 10/12/13	$623 \pm 15$	Galicher <i>et al.</i> (2014)

(2013b) avec NaCo au VLT dans le cadre d'un relevé concentré sur les jeunes étoiles avec NaCo (Rameau *et al.* , 2013a), cette étoile étant de type A8, de  $17,4 \pm 4$  millions d'années (Meshkat *et al.* , 2013). Le disque a ensuite été résolu grâce au satellite Herschel (Moór *et al.* , 2013) dans l'infrarouge lointain.

Avec les données de mise en service de l'instrument GPI combinées à cette première observation (table 3.2) nous avons présenté dans Galicher *et al.* (2014) (figure 3.1) une étude de la planète dont voici une présentation détaillée pour la comparaison avec Exo-REM. Cette première étude nous permet de voir quels paramètres peuvent être contraints sur une planète avec très peu d'observations (trois ici).

Le jeu de données que nous analysons est donc constitué de l'observation originale de la planète en bande L' par NaCo re-réduit et de deux points photométriques, obtenus en intégrant deux spectres GPI en bandes H et K<sub>1</sub>. En effet, la faible magnitude dans ces deux bandes (autour de 19-20) et l'utilisation de données de mise en service, nous ont contraint à étudier le flux total de chaque bande plutôt que les spectres, dans ces derniers la planète n'était pas détectable.

### 3.2.2 Analyse

Notre analyse montre immédiatement que tous les modèles (Fig. 3.3) arrivent à reproduire les observations, avec une tendance claire vers les basses températures. Dans ces conditions les nuages de fer et de silicates sont très bas et ont un impact moindre sur le spectre d'où des modèles assez proches avec et sans nuages. Malheureusement nous atteignons à chaque fois la limite minimale en température de notre grille, ne nous permettant de placer qu'une contrainte sur la température maximale ici de 1600 K avec un niveau de confiance à  $2\text{-}\sigma$ . Pour la gravité de surface, nous recouvrons toute la grille et cela ne nous permet pas de contraindre ce paramètre.

### 3.2.3 Contraintes extérieures

HD 95086 est le système le plus jeune que nous avons étudié, il s'est formé il y a moins de 20 millions d'années. Dans ces conditions les modèles de formation ne permettent pas de former de planète et de naine brune de taille supérieure à  $2 R_{\text{Jup}}$ . Cette contrainte supplémentaire élimine les cas sans nuages ou avec nuages fins (Fig. 3.3, grilles du haut) à  $1\text{-}\sigma$  mais surtout impose une limite inférieure de 900 K pour la température effective.

Cette sélection en rayon nous permet donc d'obtenir des informations sur la  $T_{\text{eff}}$  et la gravité, comme nous l'avons reporté dans la table 3.3 la température effective de HD 95086 est égale à  $1250 \pm 350$  K à un niveau de confiance de  $2\text{-}\sigma$  alors que la gravité de surface est supérieure à 3,5 à un niveau de confiance de  $1\text{-}\sigma$  mais sans contrainte à  $2\text{-}\sigma$ .



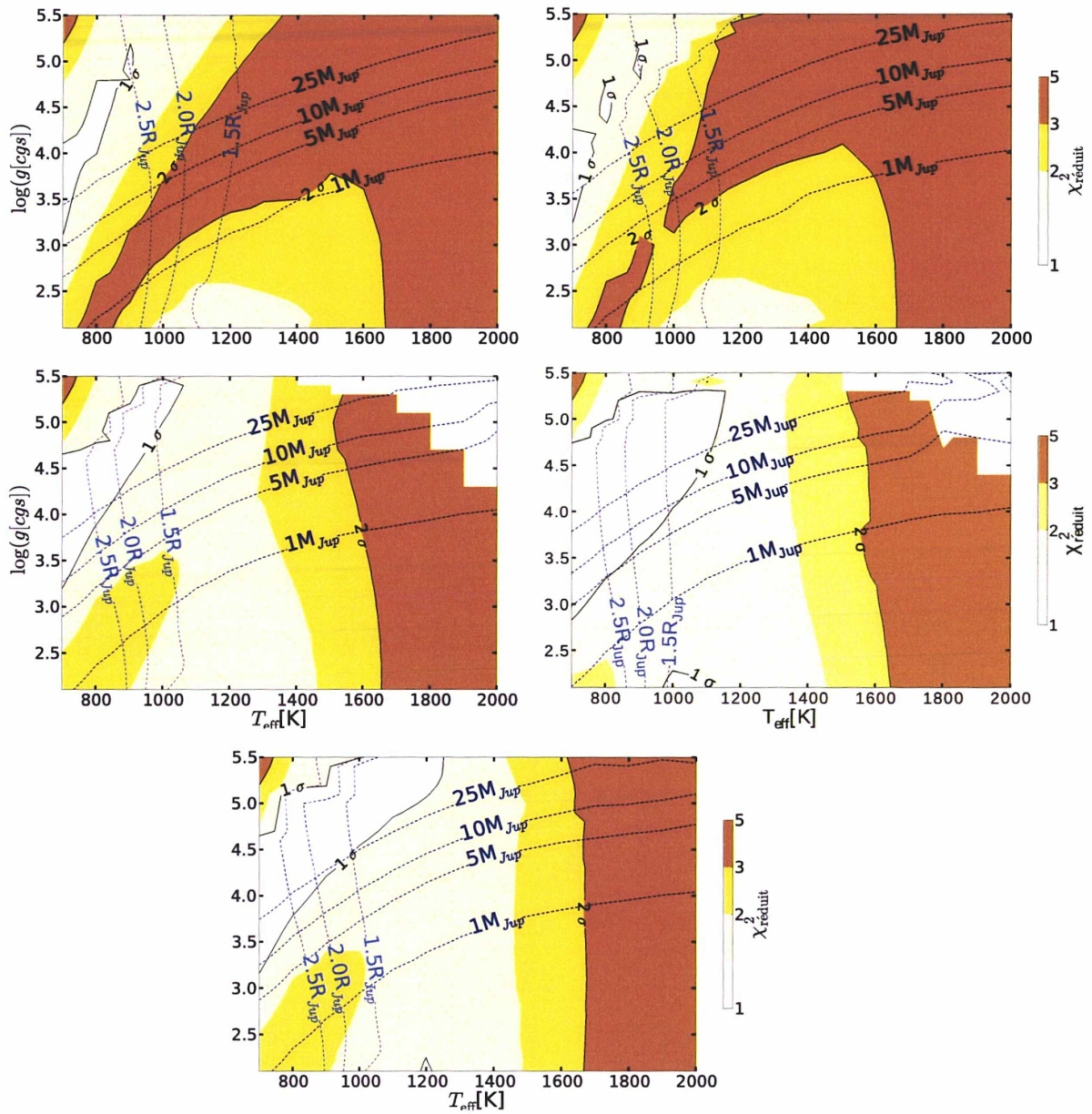


FIGURE 3.3 – Carte des  $\chi^2_{\text{réduit}}$  pour la SED de HD 95086 b. Les lignes bleues verticales indiquent les limites où les planètes sont de 2,5, 2,0 et 1,5  $R_{\text{Jup}}$ . Les lignes horizontales bleues indiquent les limites des planètes de 25, 10, 5 et 1  $M_{\text{Jup}}$ . De gauche à droite et de haut en bas : pas de nuage,  $\tau_{\text{ref}} = 0,1$  et  $\langle r \rangle = 30 \mu\text{m}$ ,  $\tau_{\text{ref}} = 1$  et  $\langle r \rangle = 30 \mu\text{m}$ ,  $\tau_{\text{ref}} = 3$  et  $\langle r \rangle = 30 \mu\text{m}$ ,  $\tau_{\text{ref}} = 1$  et  $\langle r \rangle = 3 \mu\text{m}$ .

TABLE 3.3 –  $T_{\text{eff}}$  et  $\log(g)$  dérivés pour HD 95086 *b* à chaque étape de l'analyse.

Références	type de données	contraintes	niveau de confiance	$T_{\text{eff}}$ [K]	$\log(g)$	rayon [ $R_{\text{Jup}}$ ]	Meilleurs modèles
Ce travail	SED	non	$1 \sigma$	$< 1200$	$> 2,7$	1-5	
Ce travail	SED	non	$2 \sigma$	$< 1600$	?	0,5-6	
Ce travail	SED	rayon	$1 \sigma$	$1050 \pm 150$	$> 3,5$	$1,5 \pm 0,5$	nuages
Ce travail	SED	rayon	$2 \sigma$	$1250 \pm 350$	?	$1,25 \pm 0,75$	
BT-Settl, Galicher <i>et al.</i> (2014)	SED	non	meilleur $\chi^2$	$1050 \pm 450$	$4,0 \pm 0,5$	?	

Ces conclusions correspondent aux analyses effectuées avec des modèles plus complexes comme le BT-Settl dans Galicher *et al.* (2014). Les trois points photométriques donnent des incertitudes relatives de 28 à 42 % sur  $T_{\text{eff}}$  et peu d'information sur la gravité. Ils ne sont pas suffisants pour caractériser la planète. Ce sont les points les plus simples à obtenir car proches du pic du corps noir pour un objet à ces températures mais il nous faut couvrir une plus large gamme en longueur d'onde pour obtenir des contraintes satisfaisantes sur les paramètres de la planète.

Pour obtenir des meilleurs contraintes sur les paramètres de cette planète il nous faut compléter sa SED. J'ai participé à une proposition d'observation en ce sens coordonnée par Julien Rameau avec NaCo en bande M', même si les observations n'ont encore rien donné de concluant.

L'incertitude sur les points que nous avons déjà est élevée, comparé à  $\beta$  Pictoris b par exemple, rendant l'étude de l'atmosphère difficile, c'est donc un autre point à améliorer.

### 3.3 $\beta$ Pictoris *b*

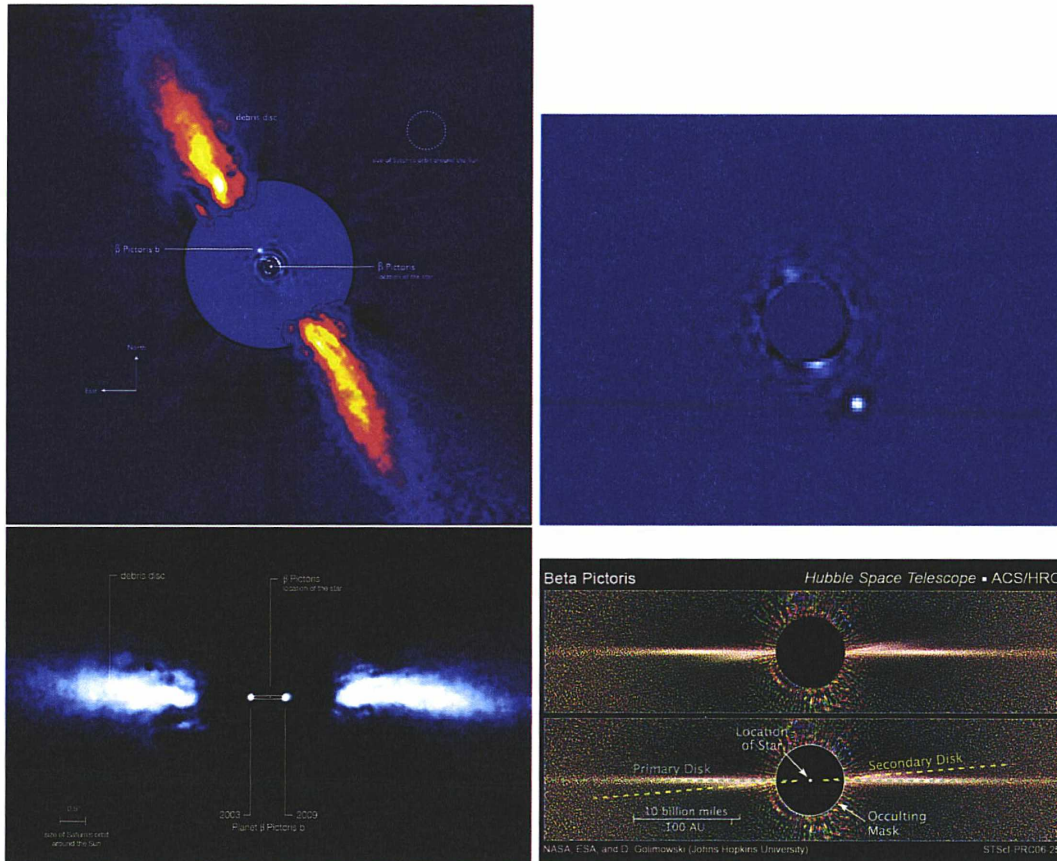


FIGURE 3.4 – À gauche : Images de  $\beta$  Pictoris *b* et du disque à plusieurs époques (ESO/A-M Lagrange) avec NaCo (Lagrange *et al.*, 2009b). À droite, en haut : image de la planète par GPI (Chilcote *et al.*, 2015). À droite, en bas : images des disques autour de l'étoile avec le HST.

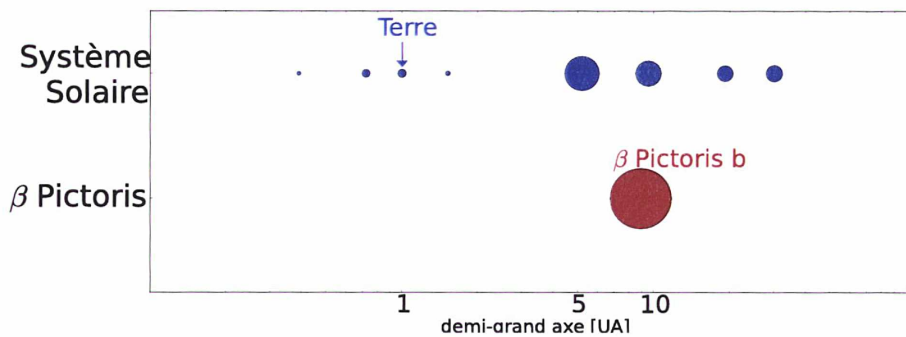


FIGURE 3.5 – Distance au Soleil (demi-grand axe) de chaque planète du système solaire, et position de  $\beta$  Pictoris *b* par rapport à son étoile, la surface des disques varie comme la racine carrée de la masse des planètes.

TABLE 3.4 – Observations photométriques de la planète  $\beta$  Pictoris b.

Filtre	Magnitude apparente	Références
Ys	$15,53 \pm 0,34$	Males <i>et al.</i> (2014)
J	$14,0 \pm 0,3$	Bonnefoy <i>et al.</i> (2013)
CH <sub>4</sub> S <sub>1%</sub>	$13,18 \pm 0,15$	Males <i>et al.</i> (2014)
H	$13,5 \pm 0,2$	Bonnefoy <i>et al.</i> (2013)
Ks	$12,6 \pm 0,1$	Bonnefoy <i>et al.</i> (2011)
L'	$11,02 \pm 0,2$	Bonnefoy <i>et al.</i> (2011, 2013)
NB 4.05	$11,20 \pm 0,23$	Quanz <i>et al.</i> (2010)
M'	$11,0 \pm 0,3$	Bonnefoy <i>et al.</i> (2013)
Filtre et date	Séparation [mas]	Références
L' 10/11/03	$413 \pm 22$	Chauvin <i>et al.</i> (2012)
L' 25/10/09	$299 \pm 14$	Chauvin <i>et al.</i> (2012)
L' 29/12/09	$306 \pm 9$	Chauvin <i>et al.</i> (2012)
K <sub>S</sub> 10/04/10	$346 \pm 7$	Chauvin <i>et al.</i> (2012)
L' 28/09/10	$383 \pm 11$	Chauvin <i>et al.</i> (2012)
K <sub>S</sub> 16/11/10	$387 \pm 8$	Chauvin <i>et al.</i> (2012)
L' 17/11/10	$390 \pm 13$	Chauvin <i>et al.</i> (2012)
K <sub>S</sub> 01/02/11	$408 \pm 9$	Chauvin <i>et al.</i> (2012)
K <sub>S</sub> 26/03/11	$426 \pm 13$	Chauvin <i>et al.</i> (2012)
H 11/01/12	$456 \pm 11$	Bonnefoy <i>et al.</i> (2013)
Y <sub>S</sub> 04/12/12	$470 \pm 10$	Males <i>et al.</i> (2014)
J 10/12/13	$430 \pm 10$	Bonnefoy <i>et al.</i> (2014b)

### 3.3.1 La planète et les données

$\beta$  Pictoris b est une des planètes les plus étudiées actuellement. Elle se situe à  $19,44 \pm 0,05$  pc (van Leeuwen, 2007) de nous, et a été découverte en 2008 (Lagrange *et al.* , 2009b). Se trouvant sur une orbite relativement proche de sa jeune étoile ( $21 \pm 4$  millions d'années Binks & Jeffries, 2014), un suivi de la position de la planète a permis de déterminer son demi-grand axe avec précision,  $8,9_{-0,6}^{+0,4}$  ua (Bonnefoy *et al.* , 2014b; Lagrange *et al.* , 2013, 2014). Cette planète se trouve dans un disque de débris circumstellaire connu depuis longtemps (Smith & Terrile, 1987) et Lagrange *et al.* (2012b) ont démontré que le plan de l'orbite de la planète est aligné avec les perturbations observées dans le disque par Mouillet *et al.* (1997) et non avec le plan du disque en lui-même, présentant là un bon exemple d'interaction planète-disque. Il y a un autre fait remarquable : le plan de l'orbite de la planète est quasiment parallèle à la ligne de visée, l'inclinaison du système est très faible voir nulle... au point qu'un événement photométrique, ayant eu lieu en 1981 est actuellement considéré comme un possible transit de la planète devant son étoile (Lecavelier Des Etangs *et al.* , 1997).

Autre faits intéressant, ce système ressemble d'autant plus au système solaire que Kiefer *et al.* (2014) ont présenté dans Nature la découverte de deux familles de comètes autour de l'étoile.

J'ai pris en compte dans cette étude un ensemble de données couvrant une large gamme de longueur d'onde entre l'infrarouge proche et l'infrarouge moyen. La plupart de ces observations (Table 3.4) ont été obtenues avec NaCo au VLT dans les bandes J, H, K<sub>S</sub>, L', NB\_4.05, M' (Bonnefoy *et al.* , 2013, 2011; Quanz *et al.* , 2010) et elles sont complétées par des observations avec MagAO dans les bandes Ys et CH<sub>4s</sub> (Males *et al.* , 2014). J'utilise également les données de mise en service de l'instrument GPI (Bonnefoy *et al.* , 2014b;

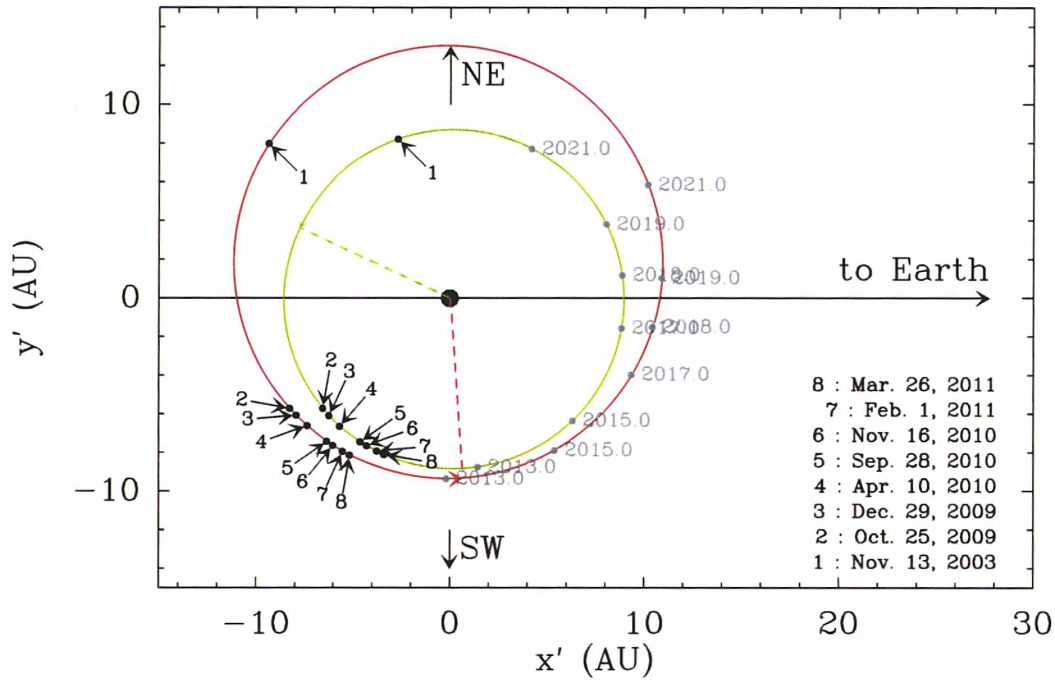


FIGURE 3.6 – Orbites potentielles de la planète  $\beta$  Pictoris  $b$  autour de son étoile à différentes époques par Chauvin *et al.* (2012). Les points 1 à 8 sont des observations complétées depuis. Un transit pourrait avoir lieu dans ces conditions entre 2017 et 2019.

Chilcote *et al.*, 2015) qui contiennent deux spectres, l'un en bande J (entre 1,12 et 1,35  $\mu\text{m}$  pour une résolution de 35-39) et l'autre en bande H (entre 1,51 and 1,79  $\mu\text{m}$  pour une résolution de 44-49).

### 3.3.2 Analyse de la photométrie

J'ai commencé par analyser les points photométriques seuls et la première chose que j'ai remarqué est que les modèles sans nuages ou avec des nuages minces (Fig. 3.7, respectivement sur la ligne du haut à gauche et à droite) ne me permettent pas d'obtenir des solutions proches des observations, les minima de différences se trouvent alors sur les bords des grilles. Par contre si l'on considère des cas avec nuages épais (Fig. 3.7, ligne du bas), Exo-REM arrive à reproduire les observations (le  $\chi^2_{\text{réduit}}$  est proche de 1) et j'obtiens une zone à  $1-\sigma$  incluse dans les frontières de la grille. Je peux alors contraindre la température effective autour de 1500-1700 K, ce qui n'est pas le cas pour la gravité de surface à laquelle nous ne pouvons assigner à ce stade qu'une limite inférieure ( $\log(g[\text{cgs}]) > 4$ ). J'ai aussi remarqué que les cas où  $\langle r \rangle = 30 \mu\text{m}$  sont les seuls à obtenir des solutions à  $1-\sigma$  alors qu'à  $\langle r \rangle = 3 \mu\text{m}$  les meilleurs cas sont à  $2-\sigma$  (figure 3.7, graphique en bas à droite).

### 3.3.3 Analyse du spectre J

Nous avons effectué la même analyse sur le spectre en bande J, dont les  $\chi^2_{\text{réduit}}$  ont des valeurs plus faibles du fait de la grande incertitude sur les flux, de nombreux modèles donnent des résultats dans les barres d'erreur. Cette situation ne nous permet pas vraiment de contraindre les caractéristiques de la planète.

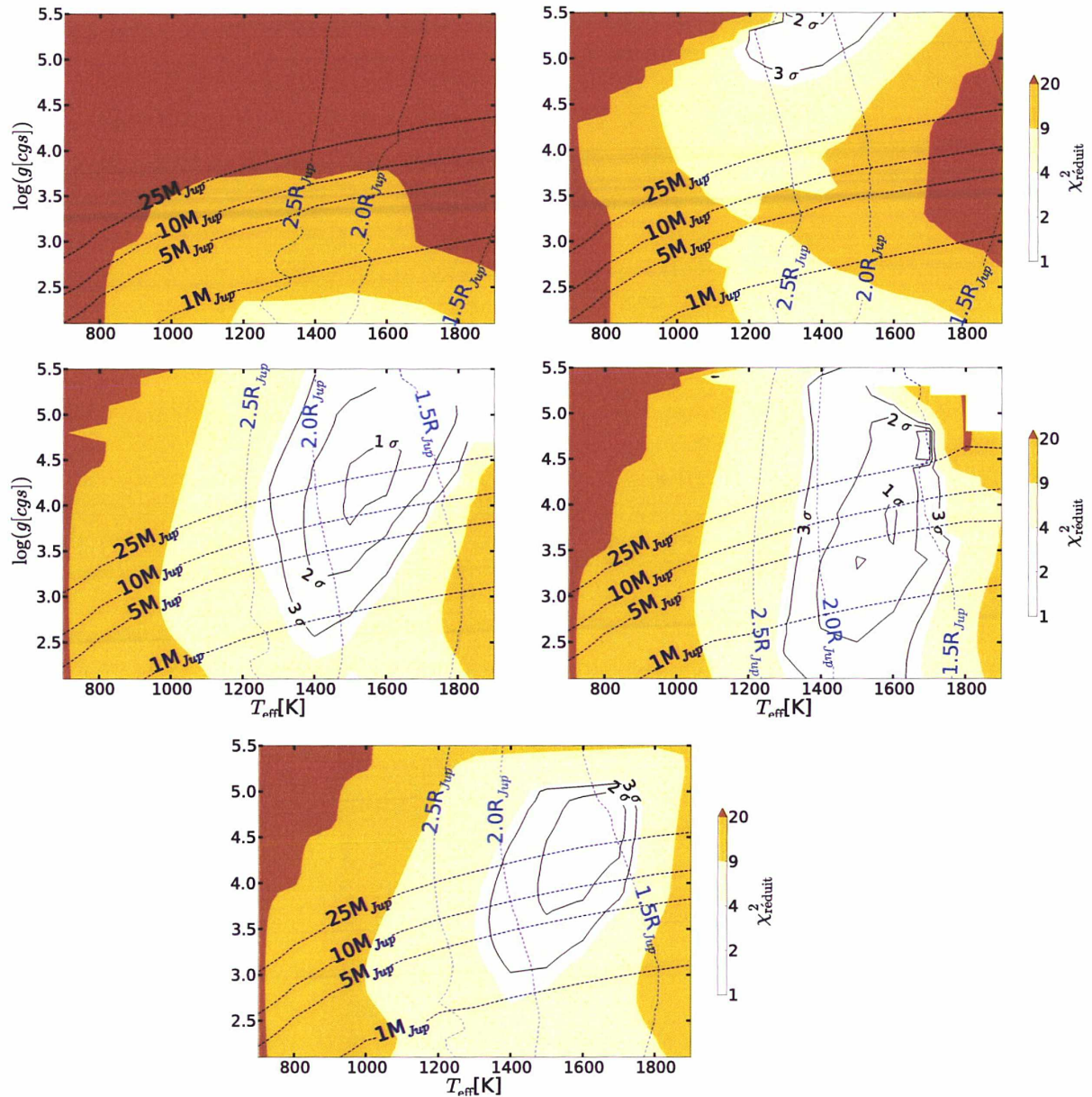


FIGURE 3.7 – Carte des  $\chi^2_{\text{réduit}}$  pour la SED de  $\beta$  Pictoris b. Les lignes bleues verticales indiquent les limites où les rayons des planètes sont de 2,5, 2,0 et 1,5  $R_{\text{Jup}}$ . Les lignes horizontales bleues indiquent les limites des planètes de 25, 10, 5 et 1  $M_{\text{Jup}}$ . De gauche à droite et de haut en bas : pas de nuage,  $\tau_{\text{ref}} = 0,1$  et  $\langle r \rangle = 30 \mu\text{m}$ ,  $\tau_{\text{ref}} = 1$  et  $\langle r \rangle = 30 \mu\text{m}$ ,  $\tau_{\text{ref}} = 3$  et  $\langle r \rangle = 30 \mu\text{m}$ ,  $\tau_{\text{ref}} = 1$  et  $\langle r \rangle = 3 \mu\text{m}$ .

### 3.3.4 Sélections

Si nous considérons que l'âge du système  $\beta$  Pictoris est de 15-25 millions d'années les modèles de formation donnent des planètes géantes avec un rayon inférieur à 2  $R_{\text{Jup}}$  (en considérant une sélection large, et une formation par accréation autour d'un noyau tel que décrit dans Mordasini *et al.*, 2012). En prenant en compte cette sélection, on trouve que les cas avec une température effective inférieure à 1400 K ne doivent pas être considérés.

Comme nous l'avons dit au début de cette partie,  $\beta$  Pictoris b a une faible inclinaison, et il est donc possible, même si sa période orbitale est très longue, d'effectuer un suivi de la vélocimétrie radiale de l'étoile. Dans Lagrange *et al.* (2012a), pour un demi-grand axe de 8,

TABLE 3.5 –  $T_{\text{eff}}$  et  $\log(g)$  dérivés pour  $\beta$  Pictoris  $b$  à chaque étape de l'analyse.

Références	type de données	contraintes	niveau de confiance	$T_{\text{eff}}$ [K]	$\log(g)$	rayon [ $R_{\text{Jup}}$ ]	Meilleurs modèles
Ce travail	SED	non	$1 \sigma$	$1600 \pm 100$	$4,0 \pm 0,8$	$1,68 \pm 0,22$	nuages, $30 \mu\text{m}$
Ce travail	SED	non	$2 \sigma$	$1550 \pm 250$	$>3,2$	$1,82 \pm 0,44$	nuages
Ce travail	H-band	non	$2 \sigma$	$1400 \pm 100$	$4,1 \pm 0,3$	$1,9 \pm 0,2$	nuages, $\tau_{\text{ref}} = 3$
Ce travail	SED	rayon et masse	$1 \sigma$	$1550 \pm 50$	$3,8 \pm 0,6$	$1,73 \pm 0,12$	nuages, $30 \mu\text{m}$
Ce travail	SED	rayon et masse	$2 \sigma$	$1550 \pm 150$	$3,5 \pm 1,0$	$1,76 \pm 0,24$	nuages
Bonnefoy <i>et al.</i> (2013)	SED	non	meilleur $\chi^2$	$1700 \pm 100$	$4,0 \pm 0,5$	1,22-1,76	nuages, Drift Phoenix
Currie <i>et al.</i> (2013)	SED	non	$1 \sigma$	1575-1650	$3,8 \pm 0,2$	$1,65 \pm 0,06$	nuages, AMES-Dusty modifié

9, 10, 11 et 12 ua, ce genre de mesure a permis d'estimer une masse maximale de la planète de 10, 12, 15,5, 20, 25  $M_{\text{Jup}}$  alors qu'une détermination de la masse à partir des modèles d'évolution donne une masse minimale de 6  $M_{\text{Jup}}$  (Bonnefoy *et al.*, 2013). Plus récemment, Bonnefoy *et al.* (2014b) a présenté une compilation mise à jour des mesures de vitesses radiales et a contraint la masse à un maximum de 20  $M_{\text{Jup}}$  (avec un niveau de confiance de 96%). Nous avons retenu un critère plus conservateur avec une masse maximale de 25  $M_{\text{Jup}}$  qui nous permet d'enlever les modèles de haute gravité de surface dans les cartes de  $\chi^2$ .

Ces sélections en rayon et en masse nous permettent de déterminer de façon précise les paramètres physiques  $T_{\text{eff}}$  et  $\log(g)$ , ainsi qu'il est détaillé dans la table 3.5. Grâce à cela nous pouvons donner de nouvelles valeurs pour  $T_{\text{eff}} = 1550 \pm 150$  K et  $\log(g[\text{cgs}]) = 3,5 \pm 1,0$  à un niveau de confiance de  $2\text{-}\sigma$ .

Ces conclusions correspondent aux autres analyses d'observations effectuées à ce jour par Bonnefoy *et al.* (2013) et Currie *et al.* (2013) où ont été utilisés des modèles PHOENIX comme BT-Settl, Drift-PHOENIX ou Ames-Dusty (voir chapitre d'introduction). Vous pouvez observer dans Bonnefoy *et al.* (2014b) les spectres comparés de ces modèles avec Exo-REM (modèle LESIA dans cet article).

Exo-REM fournit des conclusions similaires à d'autres modèles souvent plus complexes, à partir de données photométriques et de spectres basse résolution. Une autre étude récente, Males *et al.* (2014), calcule le flux bolométrique de la planète et le compare aux modèles d'évolution pour aboutir à une  $T_{\text{eff}} = 1643 \pm 32$  K.

Dans notre travail les barres d'erreur sont plus élevées qu'ailleurs car nous prenons en compte un niveau de confiance à  $2\text{-}\sigma$  et nous explorons de plus faibles gravités de surface, contrairement à la plus part des études publiées, cela nous permet de fermer le contour correspondant à ce niveau de confiance (dans Bonnefoy *et al.* (2013) et Currie *et al.* (2013) les incertitudes recouvrent souvent le minimum de gravité considéré).

Le modèle avec le meilleur  $\chi^2$  est tracé dans les figures 3.9 et 3.10, qui confirment qu'il faut avoir des nuages pour reproduire le contraste observé entre les différentes longueurs d'onde. Nous observons tout de même deux endroits où le modèle est éloigné des observations : dans la bande H et dans le filtre NB4.05 pour les données photométriques tandis que, pour le spectre, c'est la partie après  $1,33 \mu\text{m}$  qui pose problème.

### 3.3.5 Analyse du spectre H

Un autre spectre GPI est disponible dans la littérature, celui en bande H de Chilcote *et al.* (2015). Nous n'avons pas effectué la même analyse sur ces données car l'erreur associée au flux publié ne prend en compte que le bruit (à un niveau de 1-2%) alors que les auteurs font aussi référence à une potentielle pente, estimée à 10% dans l'article.

Mon meilleur résultat, au sens des moindres carrés, est obtenu pour  $T_{\text{eff}} = 1400$  K,  $\log(g[\text{cgs}]) = 4.1$  et  $\tau_{\text{ref}} = 3$  (figure 3.11). Le rayon (légèrement supérieur à 2  $R_{\text{Jup}}$ ) qu'une



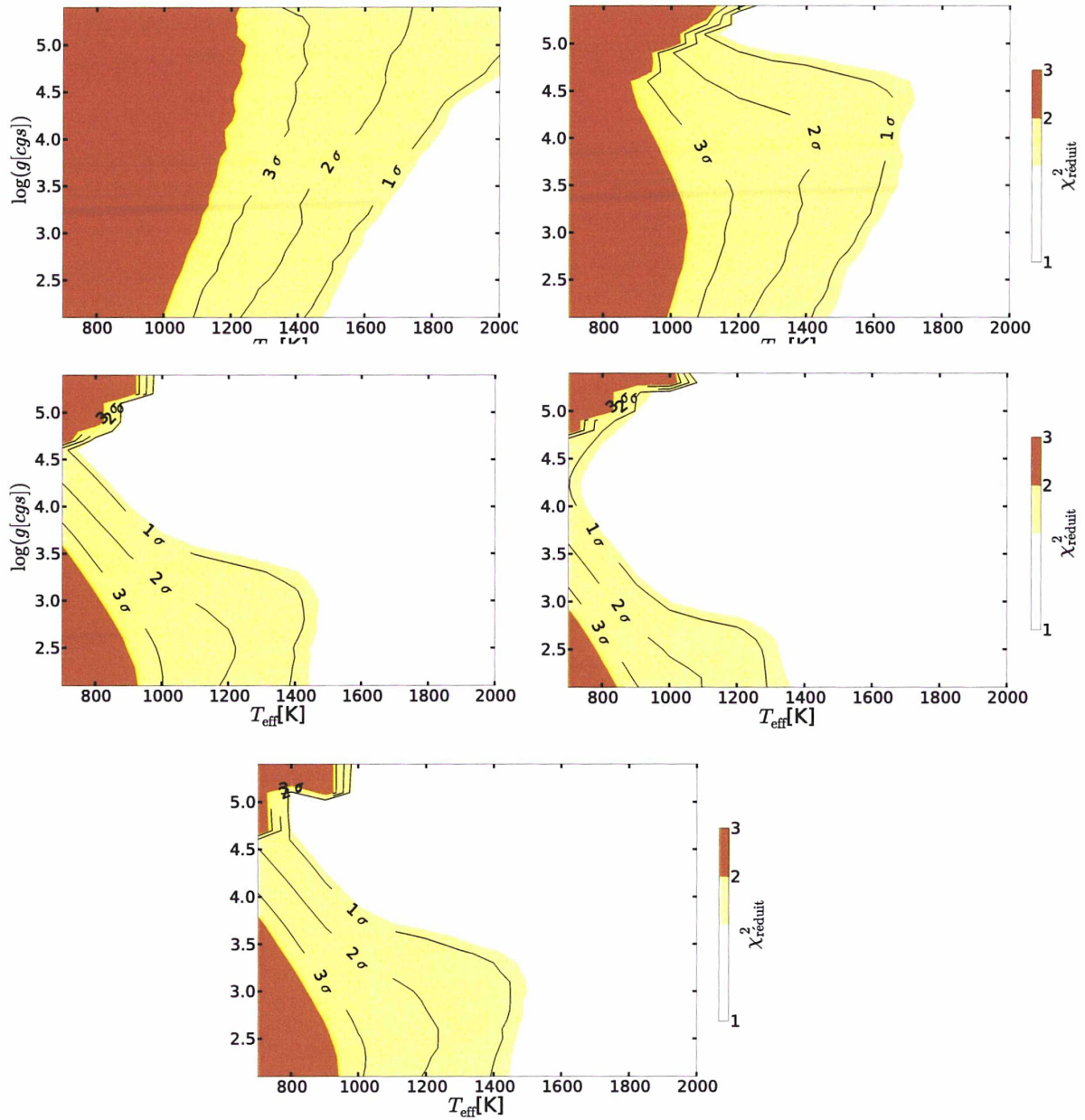


FIGURE 3.8 – Carte des  $\chi^2_{\text{réduit}}$  pour le spectre en bande J de  $\beta$  Pictoris b. De gauche à droite et de haut en bas : pas de nuage,  $\tau_{\text{ref}} = 0,1$  et  $\langle r \rangle = 30 \mu\text{m}$ ,  $\tau_{\text{ref}} = 1$  et  $\langle r \rangle = 30 \mu\text{m}$ ,  $\tau_{\text{ref}} = 3$  et  $\langle r \rangle = 30 \mu\text{m}$ ,  $\tau_{\text{ref}} = 1$  et  $\langle r \rangle = 3 \mu\text{m}$ .

planète de cette température devrait avoir pour reproduire le flux n'est pas physique si on se réfère à la photométrie de la planète (Males *et al.*, 2014). J'ai aussi montré un cas plus vraisemblable au vu des conclusions obtenues avec les autres jeux de données (Table 3.5), soit  $T_{\text{eff}} = 1500 \text{ K}$ ,  $\log(g[\text{cgs}]) = 4,1$  et  $\tau_{\text{ref}} = 3$ .

Seuls la grille avec  $\tau_{\text{ref}} = 3$  me permet de reproduire ce spectre à au moins 3- $\sigma$ , dans ce cas uniquement j'obtiens des contraintes très précises sur la planète soit  $T_{\text{eff}} = 1400 \pm 100 \text{ K}$ ,  $\log(g[\text{cgs}]) = 4,1 \pm 0,3$  pour un rayon de  $1,9 \pm 0,2 R_{\text{Jup}}$ .

La précision de ce résultat est à relativiser car Chilcote *et al.* (2015) font aussi référence à une pente de 10% qui rendrait de plus nombreux spectres compatibles avec les observations. J'arrive à mieux reproduire les observations que dans Chilcote *et al.* (2015), peut être grâce à la prise en compte de la liste de raies du méthane d'Exomol ou à la différence de

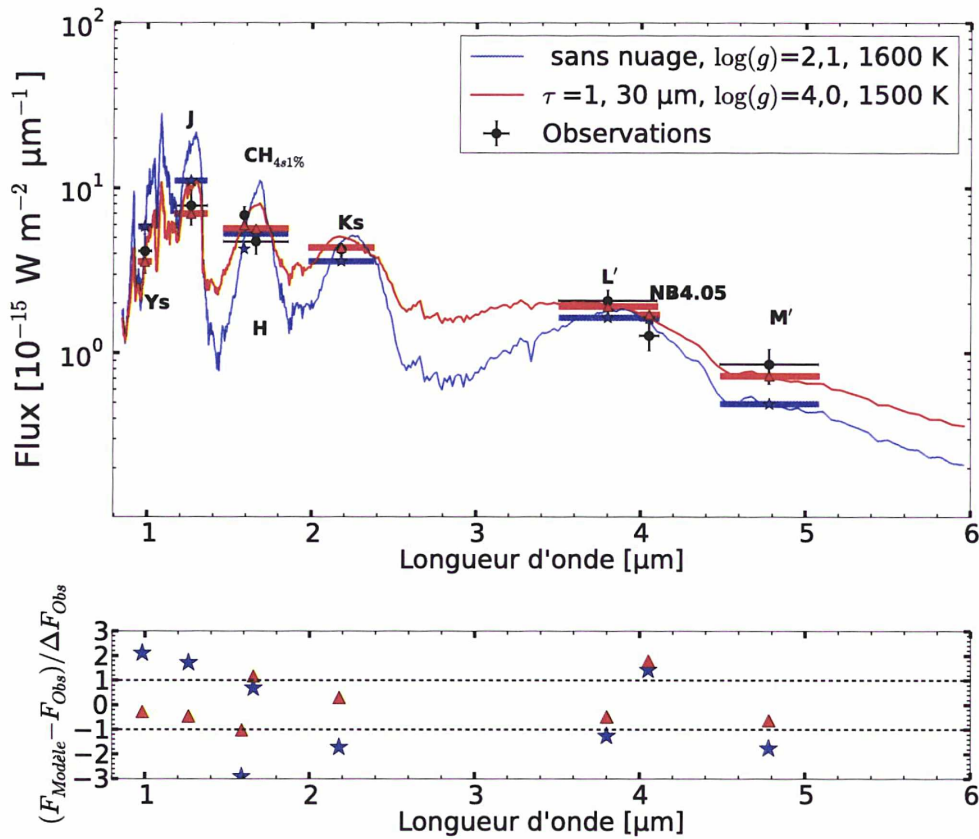


FIGURE 3.9 – En haut : meilleur  $\chi^2$  pour la SED de  $\beta$  Pictoris *b* (points noirs) avec (triangles rouges) et sans nuages (étoiles bleues) après la sélection en masse et rayon. Les barres indiquent la largeur des filtres.  $\text{CH}_4_{s,1\%}$  et NB 4.05 sont des filtres très étroits, qui couvrent une gamme de longueur d'onde inférieure à la largeur des cercles représentant les observations. En bas : la différence entre les flux synthétiques et observés divisés par l'incertitude sur les observations. Les deux lignes pointillées indiquent le niveau de déviation à  $\pm 1 \sigma$ .

traitement des nuages. Nous observons comme avec les autres jeux de données qu'il nous faut utiliser des modèles avec nuages épais pour reproduire le contraste observé entre le pic central et les bords.

Le rayon déterminé est élevé, ce qui pousse certains auteurs (Currie *et al.*, 2013) à postuler que la planète se serait formée quelques millions d'années après l'étoile.

Une autre chose est remarquable dans ce spectre : son extrême sensibilité à la gravité de surface (figure 3.11), même s'il nous faudrait une étude plus détaillée pour distinguer les effets des nuages et de la métallicité de ceux de la gravité.

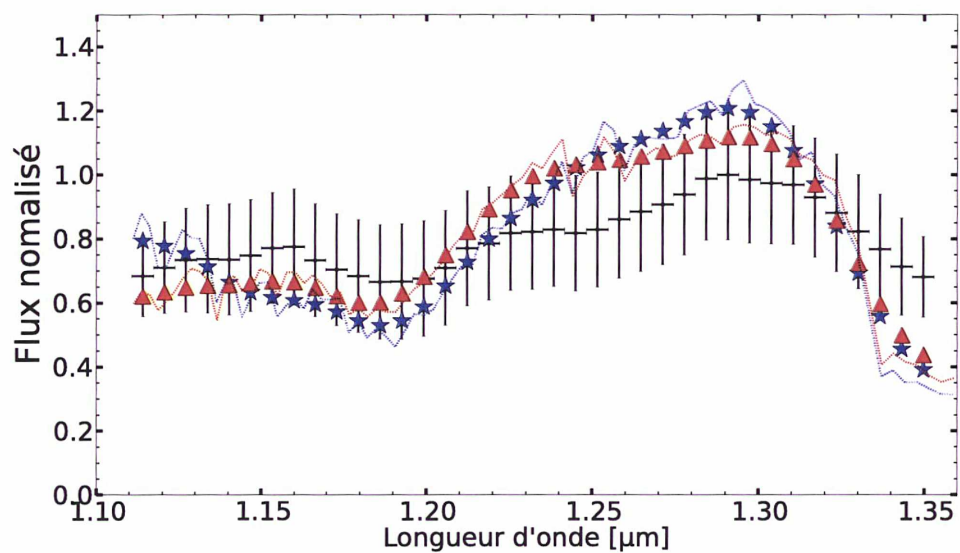


FIGURE 3.10 – Spectre GPI en bande J de  $\beta$  Pictoris *b* normalisé (noir) comparé aux mêmes modèles que dans la figure 3.9 avec (rouge) et sans (bleu) nuages.

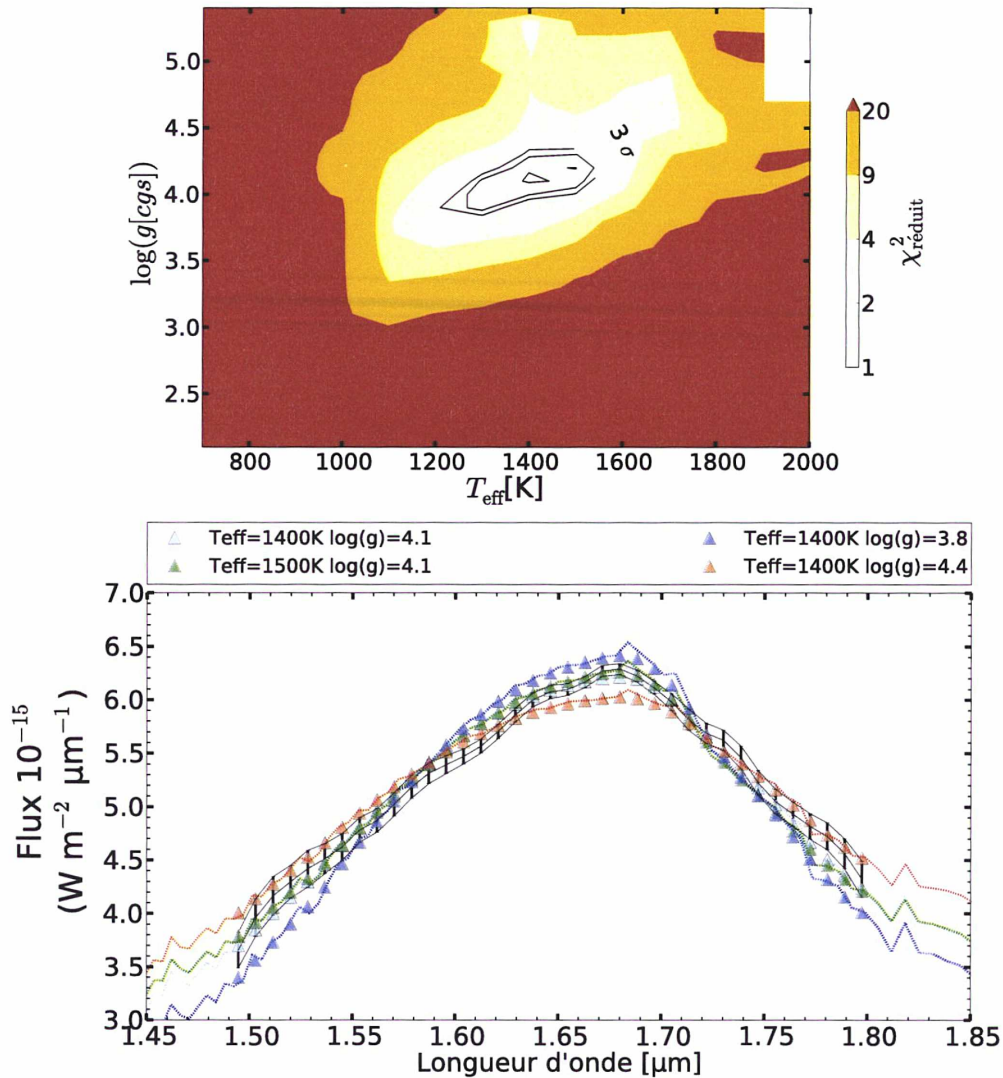


FIGURE 3.11 – En haut : Carte des  $\chi^2_{\text{réduit}}$  pour le spectre en bande H de  $\beta$  Pictoris  $b$  dans le cas reproduisant les observations, pour  $\tau_{\text{ref}} = 3$ . En bas : Spectre GPI en bande H de  $\beta$  Pictoris  $b$  (ronds noirs) comparé à des modèles avec nuages et  $\tau_{\text{ref}} = 3$ . Le modèle le plus proche des observations, au sens des moindres carrés, est en cyan ( $T_{\text{eff}}=1400$  K,  $\log(g[\text{cgs}]) = 4,1$ ). Des modèles à  $\pm 0.3$  dex en gravité sont aussi présentés pour comparaison. Un modèle supplémentaire à plus haute température est aussi présenté, il reproduit les observations à mieux que  $2\text{-}\sigma$ . Les lignes pointillées montrent le spectre avant la convolution.

### 3.4 $\kappa$ Andromedae "b"

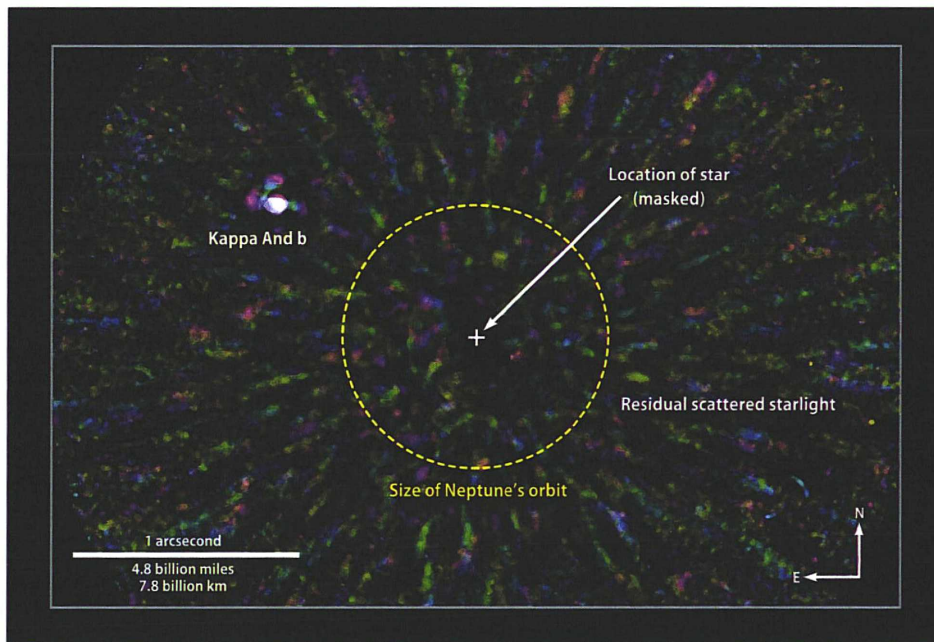


FIGURE 3.12 – Images de  $\kappa$  Andromedae "b" (Carson *et al.* , 2013).

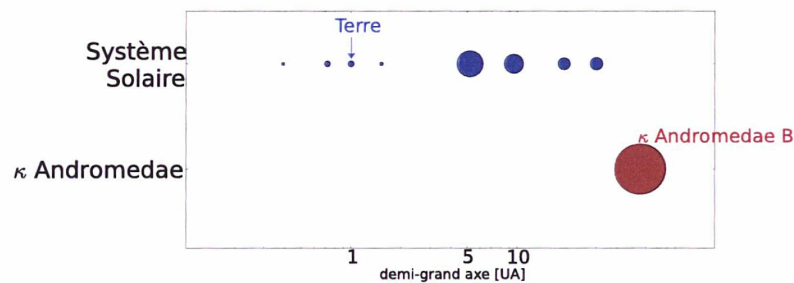


FIGURE 3.13 – Distance au Soleil (demi-grand axe) de chaque planète du système solaire, et position de  $\kappa$  Andromedae "b" par rapport à son étoile, la surface des disques varie comme la racine carrée de la masse des planètes.

#### 3.4.1 La planète et les données

L'étoile  $\kappa$  Andromedae est un objet connu et utilisé comme standard photométrique pour le filtre  $H_\beta$  (Crawford, 1960). L'objet en orbite autour de  $\kappa$  Andromedae est un peu différent des deux autres : annoncé comme une planète, il semblerait qu'elle soit plutôt une naine brune. Cet objet a été détecté par le relevé Strategic Explorations of Exoplanets and Disks with Subaru (SEEDS, Tamura, 2009) autour d'une étoile B9 IV (Garrison & Gray, 1994), une sous-géante à  $51,6 \pm 0,5$  pc de nous (van Leeuwen, 2007) avec un âge compris entre 30 et 100 millions d'années suivant les auteurs (respectivement Bonnefoy *et al.* ,

TABLE 3.6 – Observations photométriques de  $\kappa$  Andromedae "b".

Filtre	Magnitude apparente	Références
J	$15,86 \pm 0,21$	Bonnefoy <i>et al.</i> (2014a)
H	$14,95 \pm 0,13$	Bonnefoy <i>et al.</i> (2014a)
Ks	$14,32 \pm 0,09$	Bonnefoy <i>et al.</i> (2014a)
L'	$13,12 \pm 0,1$	Bonnefoy <i>et al.</i> (2014a); Carson <i>et al.</i> (2013)
NB4.05	$13,0 \pm 0,2$	Bonnefoy <i>et al.</i> (2014a)
M'	$13,3 \pm 0,3$	Bonnefoy <i>et al.</i> (2014a)

TABLE 3.7 –  $T_{\text{eff}}$  et  $\log(g)$  dérivés pour  $\kappa$  Andromedae "b" à chaque étape de l'analyse.

Références	type de données	contraintes	niveau de confiance	$T_{\text{eff}}$ [K]	$\log(g)$	rayon [ $R_{\text{Jup}}$ ]	Meilleurs modèles
Ce travail	SED	non	1 $\sigma$	> 1400	>3,5	1-5	
Ce travail	SED	non	2 $\sigma$	> 1300	>2,1	0,5-6	
Ce travail	SED	rayon	1 $\sigma$	>1800	>5,3	$1,25 \pm 0,25$	$\tau_{\text{ref}} = 1,3 \mu\text{m}$
Ce travail	SED	rayon	2 $\sigma$	>1700	>3	$1,25 \pm 0,75$	
Bonnefoy <i>et al.</i> (2014a)	SED	non	meilleur $\chi^2$	$1900^{+100}_{-200}$	$4,5 \pm 0,5$	1,16-1,25	avec nuages, BT-Settl
Hinkley <i>et al.</i> (2013)	spectre	non	meilleur $\chi^2$	$2040^{+58}_{-64}$	$4,33^{+0,88}_{-0,79}$	?	un modèle PHOENIX avec nuage

2014a; Hinkley *et al.* , 2013).

Nous utilisons ici les valeurs des points photométriques publiés dans Bonnefoy *et al.* (2014a), en premier lieu les point originaux du relevé SEEDS J, H, Ks et L' obtenus à l'observatoire Subaru par l'instrument HiCIAO (Carson *et al.* , 2013). Ceux-ci ont été recalculés ou remplacés par des observations de l'instrument NIRC2 au Keck dans les bandes Ks, L' et Br $\alpha$  (appelé aussi NB4.05). Un point photométrique dans l'infrarouge moyen, en bande M', permet de compléter ce jeu de données, il a été obtenu par l'instrument LMIRCam au Large Binocular Telescope Interferometer (LBTI).

### 3.4.2 Analyse

L'analyse des grilles montre clairement que les cas sans nuages ne reproduisent pas les observations (Fig. 3.14, en haut à gauche). Nous observons une tendance vers les températures et gravités élevées. Plusieurs des contours à 1 et 2- $\sigma$  arrivent à se refermer sans dépasser les limites des grilles, la température effective semble dans chaque grille supérieure à 1400 K (à 1- $\sigma$ ), et la gravité supérieure à 3,5 (à 1- $\sigma$ ).

### 3.4.3 Sélections

$\kappa$  Andromedae est peut être l'étoile la plus vieille considérée ici, dans ces conditions le domaine de rayon accessible à la planète devrait être plus faible. En fait les modèles de formation pour une planète de l'âge de ce système donnent un rayon maximal de  $1,5 R_{\text{Jup}}$  si l'objet est formé par un processus de démarrage à chaud et  $1,3 R_{\text{Jup}}$  sinon. Ces coupures ajoutent encore plus de contraintes sur la température effective, ne nous laissant que celles au-delà de 1700 K.

On remarque dans les meilleurs modèles avec et sans nuages (figure 3.15) que l'effet des nuages est crucial ici pour reproduire les données, notamment la bande J dont le flux est beaucoup trop élevé par rapport aux autres longueurs d'onde sans nuage.

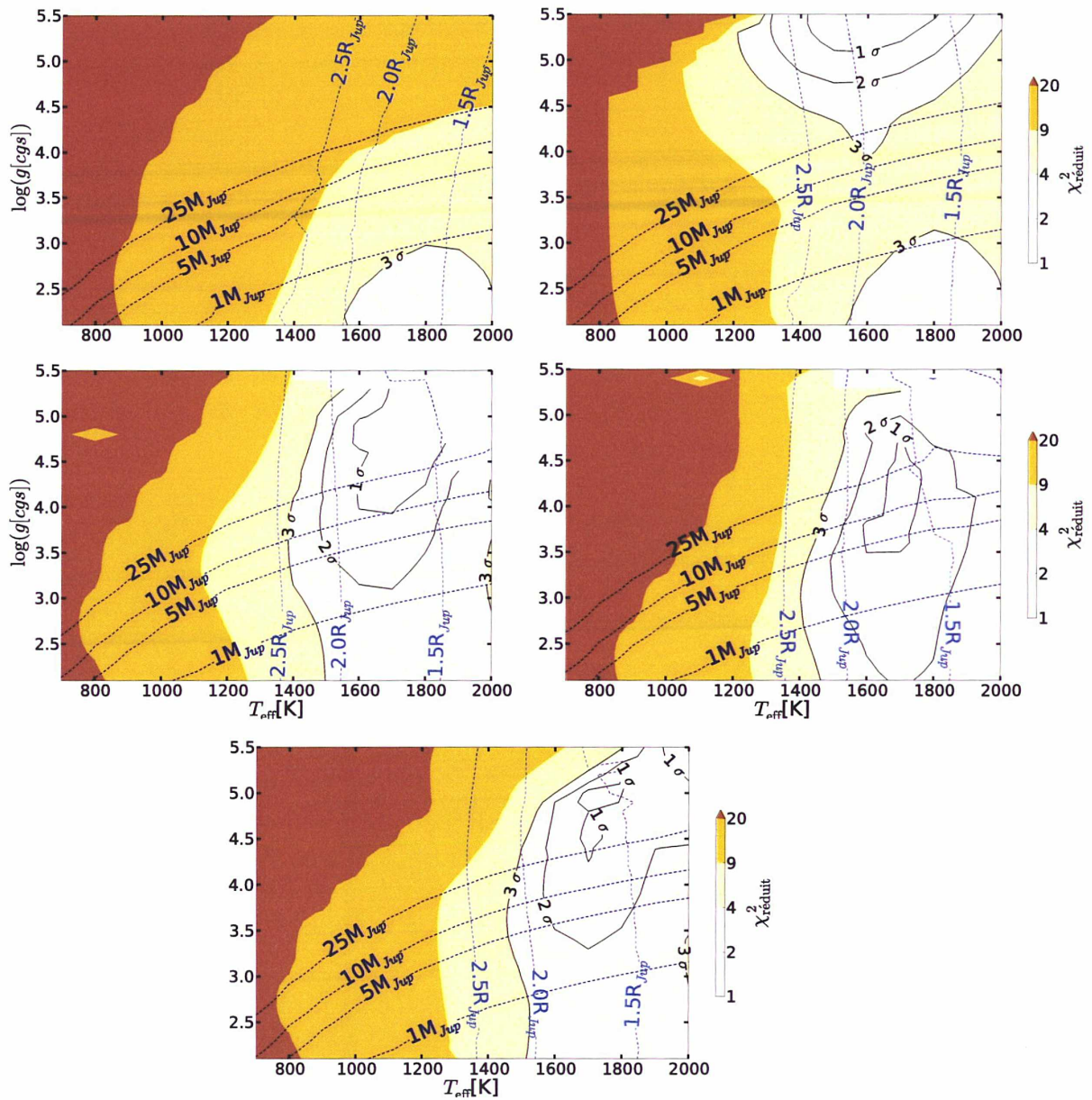


FIGURE 3.14 – Carte des  $\chi^2_{\text{réduit}}$  pour la SED de  $\kappa$  Andromedae "b". Les lignes bleues verticales indiquent les limites où les rayons des planètes sont de 2,5, 2,0 et 1,5  $R_{\text{Jup}}$ . Les lignes horizontales bleues indiquent les limites des planètes de 25, 10, 5 et 1  $M_{\text{Jup}}$ . De gauche à droite et de haut en bas : pas de nuage,  $\tau_{\text{ref}} = 0,1$  et  $\langle r \rangle = 30 \mu\text{m}$ ,  $\tau_{\text{ref}} = 1$  et  $\langle r \rangle = 30 \mu\text{m}$ ,  $\tau_{\text{ref}} = 3$  et  $\langle r \rangle = 30 \mu\text{m}$ ,  $\tau_{\text{ref}} = 1$  et  $\langle r \rangle = 3 \mu\text{m}$ .

Notre étude de cet objet (table 3.7) nous montre un objet très chaud, avec une forte gravité et un rayon en comparaison faible. Ces caractéristiques font tout à fait penser aux naines brunes, en accord avec ce qui a été déduit par d'autres études. Nos résultats sont cohérents avec les autres conclusions que l'on trouve dans la littérature même si nous nous trouvons aux limites d'Exo-REM. En effet notre modèle n'est adapté ni pour les fortes gravités, ni pour les hautes températures ce qui fait que nous nous retrouvons à étudier ici les limites maximales accessibles.

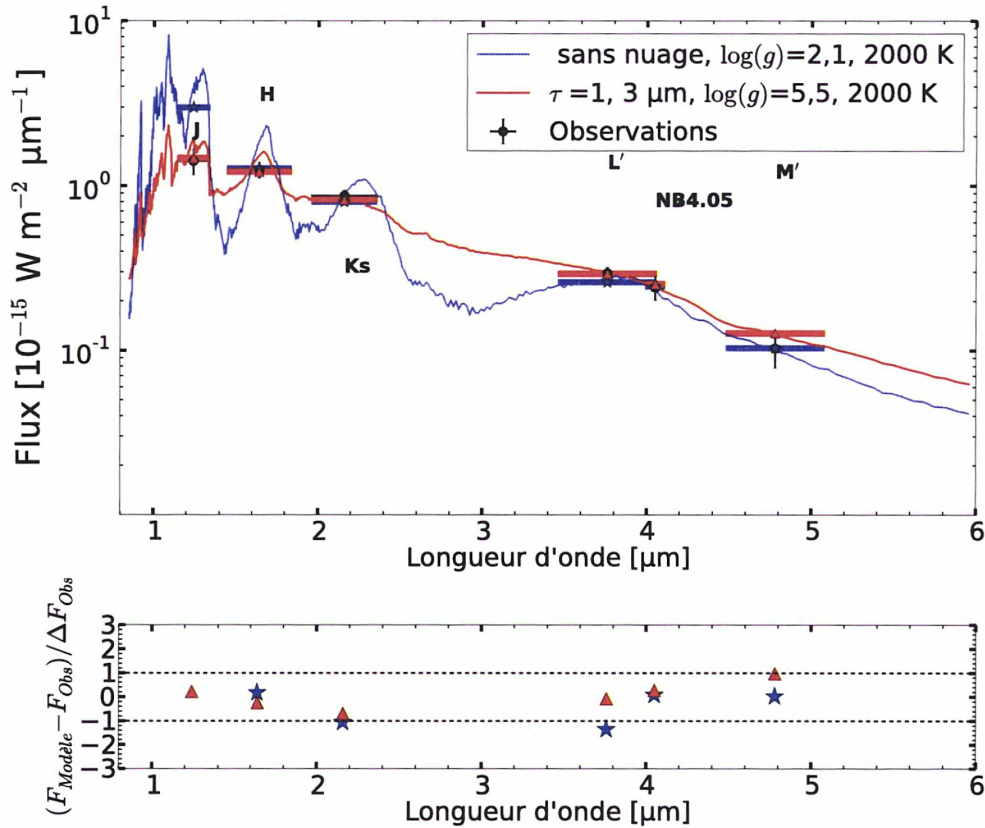


FIGURE 3.15 – En haut : meilleur  $\chi^2$  pour la SED de  $\kappa$  Andromedae "b" (ronds noirs) avec (triangles rouges) et sans nuages (étoiles bleues) après la sélection en masse et rayon. Les barres indiquent la largeur des filtres. En bas : différence entre les flux synthétiques et observés divisés par l'incertitude sur les observations. Les deux lignes pointillées indiquent le niveau de déviation à  $\pm 1 \sigma$ .

### 3.5 HR 8799 *b,c,d,e*

HR 8799 est une étoile massive, variable ressemblant à  $\gamma$  Doradus (proche de A5) (Gray & Kaye, 1999). Elle se situe à 39,4 pc (van Leeuwen, 2007) mais son âge reste encore incertain, entre 20 et 160 millions d'années selon les auteurs. La grande luminosité du disque de débris dans l'infrarouge (vu par IRAS, ISO et Spitzer) orbitant autour d'elle tend à lui donner un jeune âge (Moór *et al.*, 2006). Alors que HR 8799 semble faire partie de l'amas d'étoiles rassemblant Tucana/Horologium et Columba (Zuckerman *et al.*, 2011) ce qui tendrait plus à lui donner un âge plus avancé. Des observations interférométriques récentes avec CHARA (Baines *et al.*, 2012) n'ont pas permis de trancher (26-471 millions d'années).

HR 8799 est la première étoile autour de laquelle a été imagé un système multiple d'exoplanètes, d'abord trois à 24, 38 et 68 ua (Marois *et al.*, 2008) puis une quatrième (Marois *et al.*, 2010). Non seulement ce système a été imagé mais c'est aussi le premier avec lequel le premier spectre d'émission d'une planète a été obtenu, à basse résolution avec NaCo (Janson *et al.*, 2010), à haute résolution avec Osiris (Bowler *et al.*, 2010), avec un IFS, celui du Projet 1640 (Oppenheimer *et al.*, 2013).

Très similaire au système solaire, ces quatre planètes géantes sont encadrées par une ceinture de débris du côté de l'étoile et par une ceinture de Kuiper à l'extérieur (Su *et al.*, 2009; Hughes *et al.*, 2011; Contro *et al.*, 2015; Matthews *et al.*, 2014).

Les SED et spectres de ces planètes sont mal compris, les modèles ont en général du



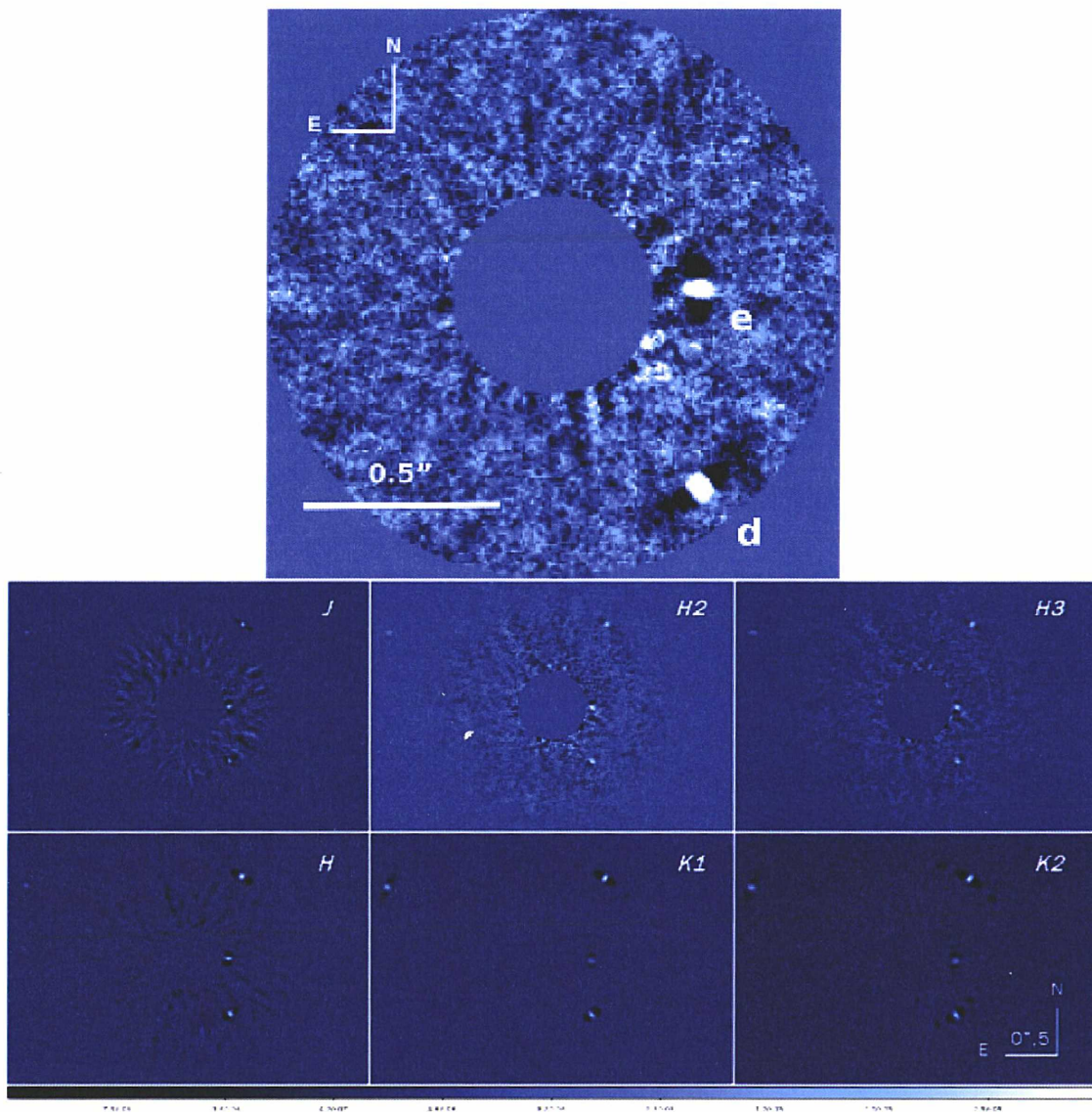


FIGURE 3.16 – En haut : image des planètes HR 8799 d et e obtenue par IFS/SPHERE, en bas : images des quatre planètes dans les différents filtres SPHERE/IRDIS (Zurlo et al. 2015).

mal à reproduire les observations. De plus l'étoile est variable, sur une période de quelques jours ce qui vu les échelles de temps pour les planètes ne devrait pas avoir un grand impact, sauf si on cherche à étudier la variabilité des planètes (le flux de la planète est déterminé à partir de son contraste avec celui de l'étoile au moment des observations et du flux de l'étoile dans la littérature).

Je présente ici une étude de la SED des quatre planètes du système. J'ai effectué ces caractérisations en préparation des articles sur les premiers résultats SPHERE présentés dans Zurlo et al. (2015) et Bonnefoy, M., Zurlo, A., Baudino, J.-L. et al. (2015) qui sont tout deux soumis. Ici je me suis concentré sur une SED composée des observations SPHERE, Keck de Marois *et al.* (2008) et Galicher *et al.* (2011) ainsi que NaCo de Currie *et al.* (2014). Ces SED couvrent la gamme du proche infrarouge à l'infrarouge moyen, entre J et M' (tables 3.8, 3.9, 3.10, 3.11). Ces observations sont complétées par des spectres à basse et moyenne résolution (voir détails en fonction de la planète).

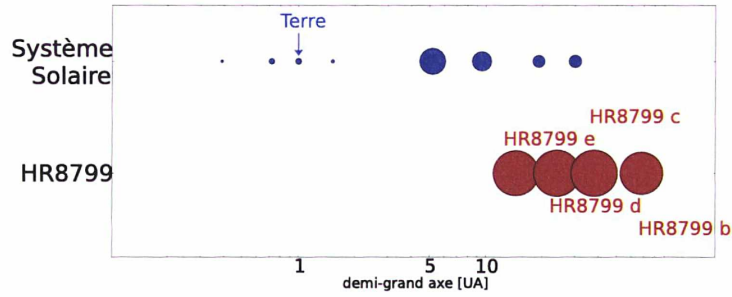


FIGURE 3.17 – Distance au Soleil (demi-grand axe) de chaque planète du système solaire, et positions de HR 8799 *b,c,d* et *e* par rapport à leur étoile, la surface des disques varie comme la racine carrée de la masse des planètes.

### 3.5.1 HR 8799 *b*

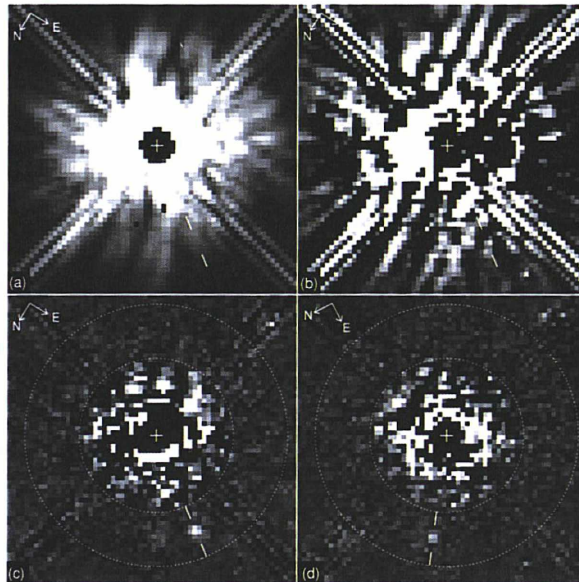


FIGURE 3.18 – Image HST de HR 8799 *b* découverte dans les images d'archives de 1998 par Lafrenière *et al.* (2009). La planète est visible sur les images C et D, en bas, encadré de deux traits.

HR 8799 *b* est la planète la plus extérieure du système. Sa distance à l'étoile facilite sa détection par les instruments généralistes, ainsi Lafrenière *et al.* (2009) ont retrouvé cette planète dans les archives du télescope spatial Hubble de 1998 (figure 3.18). Par contre cette planète ne se trouve pas dans le champ des IFS de SPHERE et GPI ce qui explique que nous n'ayons pas de spectre de ces instruments actuellement.

Cette planète a été observée avec le spectrographe OSIRIS de Keck II en bande K pour étudier le méthane (Bowler *et al.*, 2010) ainsi que le rapport C/O (Barman *et al.*, 2011) ce dernier spectre étant de bien meilleure résolution que ce qui avait été fait précédemment. J'ai complété la SED de HR8799 *b* (table 3.8) avec les spectres OSIRIS en bande H et K de Barman *et al.* (2011) de résolution  $R \sim 60$ .

TABLE 3.8 – Observations photométriques de HR8799 *b*.

Filtre	Flux absolu $\text{W m}^{-2} \mu\text{m}^{-1}$	Références
SPHERE/BB-J	$6.42\text{e-}16 \pm 6.7\text{e-}17$	Zurlo <i>et al.</i> (2015)
SPHERE/H2	$1.26\text{e-}15 \pm 1.9\text{e-}16$	Zurlo <i>et al.</i> (2015)
Keck/CH <sub>4,S</sub>	$1.02\text{e-}15 \pm 1.6\text{e-}16$	Marois <i>et al.</i> (2008)
SPHERE/H3	$1.42\text{e-}15 \pm 1.6\text{e-}16$	Zurlo <i>et al.</i> (2015)
Keck/CH <sub>4,L</sub>	$1.11\text{e-}15 \pm 2.0\text{e-}16$	Marois <i>et al.</i> (2008)
SPHERE/K1	$1.05\text{e-}15 \pm 8.5\text{e-}16$	Zurlo <i>et al.</i> (2015)
Keck/K <sub>S</sub>	$1.04\text{e-}15 \pm 7.60\text{e-}17$	Marois <i>et al.</i> (2008)
SPHERE/K2	$9.71\text{e-}16 \pm 1.02\text{e-}16$	Zurlo <i>et al.</i> (2015)
Keck/L'	$4.71\text{e-}16 \pm 4.3\text{e-}17$	Currie <i>et al.</i> (2014)
NaCo/NB-4.05	$6.87\text{e-}16 \pm 1.15\text{e-}16$	Currie <i>et al.</i> (2014)
Keck/M'	$1.29\text{e-}16 \pm 3.6\text{e-}17$	Galicher <i>et al.</i> (2011)
Date	Séparation [mas]	Références
1998.8285	$1738 \pm 18$	Soummer <i>et al.</i> (2011)
2002.54	$1743 \pm 30$	Fukagawa <i>et al.</i> (2009)
2004.5337	$1716 \pm 7$	Marois <i>et al.</i> (2008)
2005.54	$1726 \pm 6$	Currie <i>et al.</i> (2012)
2007.58	$1726 \pm 6$	Metchev <i>et al.</i> (2009)
2007.81	$1713 \pm 10$	Marois <i>et al.</i> (2008)
2008.6267	$1724 \pm 6$	Marois <i>et al.</i> (2008)
2009.76	$1738 \pm 40$	Bergfors <i>et al.</i> (2011)
2010.83	$1717 \pm 10$	Currie <i>et al.</i> (2012)
2011.86	$1708 \pm 22$	Esposito <i>et al.</i> (2013)

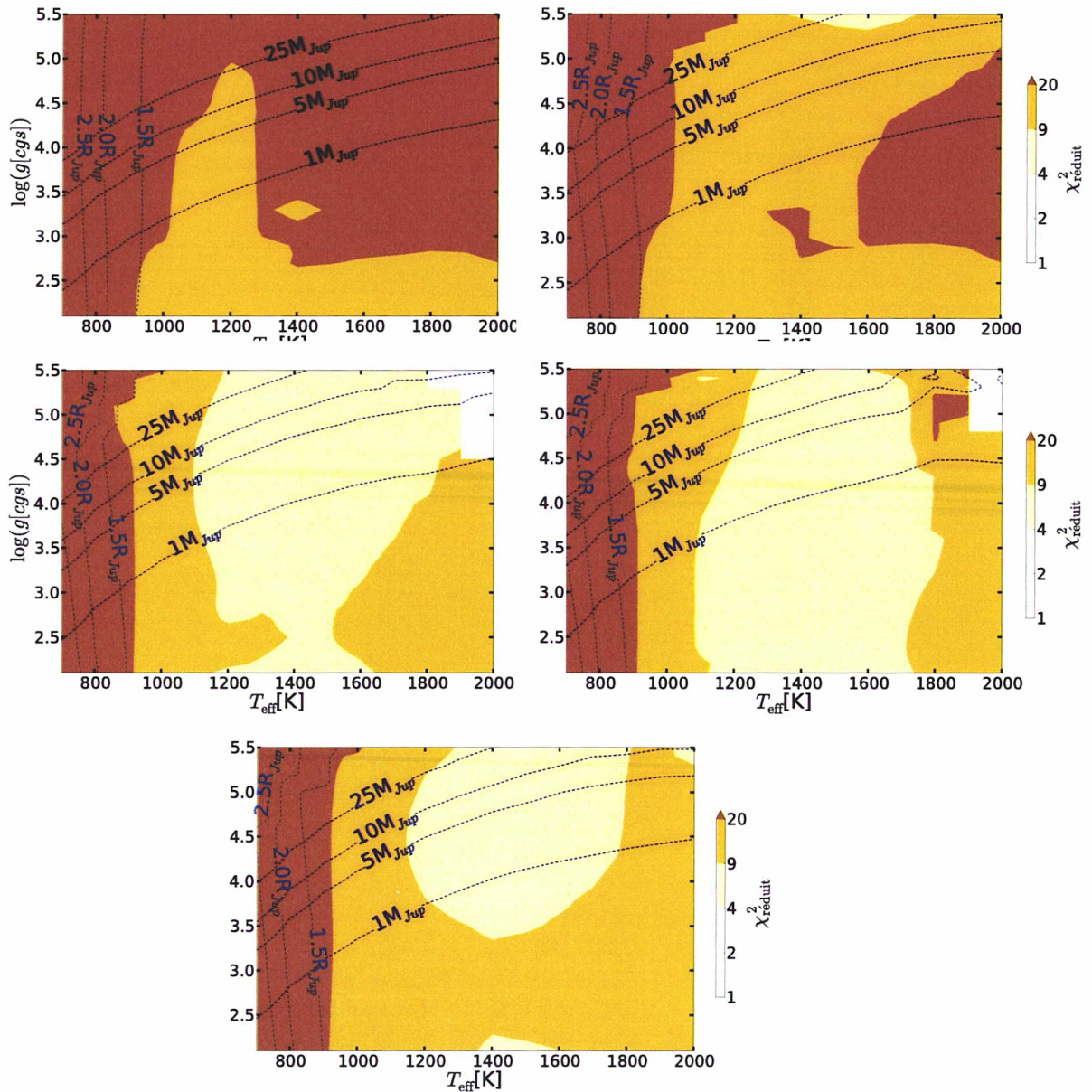


FIGURE 3.19 – Carte des  $\chi^2_{\text{réduit}}$  pour la SED de HR8799 *b*. Les lignes bleues verticales indiquent les limites où les rayons des planètes sont de 2,5, 2,0 et 1,5  $R_{\text{Jup}}$ . Les lignes horizontales bleues indiquent les limites des planètes de 25, 10, 5 et 1  $M_{\text{Jup}}$ . De gauche à droite et de haut en bas : pas de nuage,  $\tau_{\text{ref}} = 0,1$  et  $\langle r \rangle = 30 \mu\text{m}$ ,  $\tau_{\text{ref}} = 1$  et  $\langle r \rangle = 30 \mu\text{m}$ ,  $\tau_{\text{ref}} = 3$  et  $\langle r \rangle = 30 \mu\text{m}$ ,  $\tau_{\text{ref}} = 1$  et  $\langle r \rangle = 3 \mu\text{m}$ .

La technique utilisée sur les planètes précédentes ne semble par fonctionner ici (figure 3.19). Dans le cas de HR8799 *b* aucune des grilles standards ne permet de reproduire les observations de la SED.

Le spectre combinant bande H et K donne de meilleurs résultats. Bien que la plupart des spectres n'arrivent pas à reproduire les observations, la grille avec les nuages les plus optiquement épais nous permet d'obtenir une solution à  $3\text{-}\sigma$  et cela uniquement lorsque l'on a une atmosphère super-solaire (figure 3.20, à droite, le contour correspondent à  $3\text{-}\sigma$ ).

Dans le cadre de l'étude de ces planètes j'ai compilé des grilles de métallicité sous et super-solaire, en les comparant avec le spectre de HR8799 *b* j'arrive à reproduire les obser-

vations, toujours pour  $\tau_{\text{ref}} = 3$  mais ici avec une métallicité  $z = 0,5$  dex, super-solaire (figure 3.20, à droite) et jusqu'à  $3\text{-}\sigma$  sur une gamme très restreinte de paramètres ( $\pm 50$  K pour la température effective et  $\pm 0,1$  dex pour la gravité de surface).

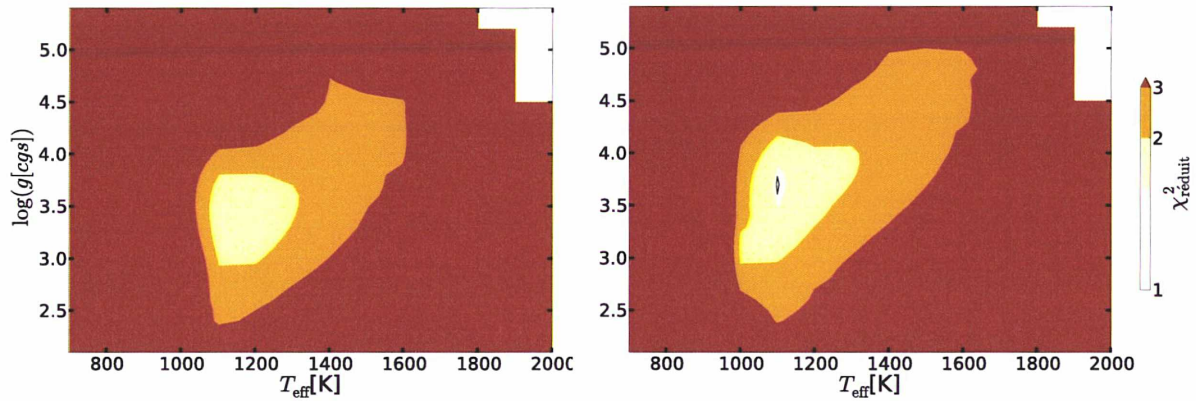


FIGURE 3.20 – Carte des  $\chi_{\text{réduit}}^2$  pour le spectre OSIRIS de HR8799 b de Barman *et al.* (2011), pour des paramètres de nuage  $\tau_{\text{ref}} = 3$  et  $\langle r \rangle = 30 \mu\text{m}$  de métallicité solaire à gauche et super-solaire ( $z=0.5$ ) à droite.

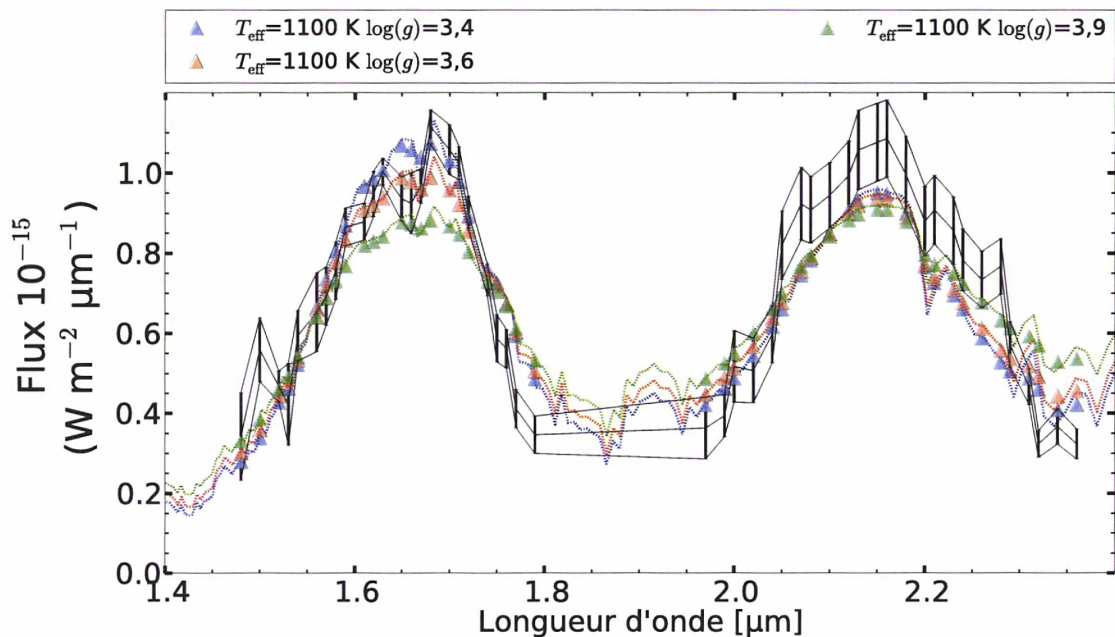


FIGURE 3.21 – Exemples de spectres dégradés à la résolution OSIRIS pour des planètes de  $0,7 R_{\text{Jup}}$  1100 K autour de  $\log(g[\text{cgs}])=3,6$  (triangles de couleurs) de métallicité super-solaire reproduisant les observations HR8799 b de Barman *et al.* (2011) (en noir avec une barre d'erreur à  $1\text{-}\sigma$ ).

Bien que Exo-REM ne permette pas de reproduire la SED, il réussit assez bien à reproduire les spectres en bande H et K et à donner une planète HR 8799 b avec  $T_{\text{eff}} = 1100 \pm 50$  K,  $\log(g) = 3,5 \pm 0,4$  (à  $3\text{-}\sigma$ ) pour un rayon autour de  $0,7 R_{\text{Jup}}$  ce qui semble peut-être petit d'après les modèles de formation.

Mes problèmes pour reproduire la SED et les faibles rayons dérivés pourraient venir de la chimie hors-équilibre qui semble avoir lieu dans cette atmosphère (Barman *et al.* , 2015) et qui n'est pas prise en compte dans Exo-REM.

TABLE 3.9 – Observations photométriques de HR8799 *c*.

Filtre	Flux absolu $\text{W m}^{-2} \mu\text{m}^{-1}$	Références
SPHERE/BB-J	$1.90\text{e-}15 \pm 2.7\text{e-}16$	Zurlo et al. 2015
SPHERE/H2	$3.15\text{e-}15 \pm 4.1\text{e-}16$	Zurlo et al. 2015
Keck/CH <sub>4,S</sub>	$2.41\text{e-}15 \pm 4.6\text{e-}16$	Marois <i>et al.</i> (2008)
SPHERE/H3	$3.56\text{e-}15 \pm 4.0\text{e-}16$	Zurlo et al. 2015
Keck/CH <sub>4,L</sub>	$2.75\text{e-}15 \pm 5.3\text{e-}16$	Marois <i>et al.</i> (2008)
SPHERE/K1	$2.54\text{e-}15 \pm 1.9\text{e-}16$	Zurlo et al. 2015
Keck/K <sub>S</sub>	$2.42\text{e-}15 \pm 1.9\text{e-}16$	Marois <i>et al.</i> (2008)
SPHERE/K2	$2.70\text{e-}15 \pm 2.4\text{e-}16$	Zurlo et al. 2015
Keck/L'	$1.04\text{e-}15 \pm 8\text{e-}17$	Currie <i>et al.</i> (2014)
NaCo/NB-4.05	$1.50\text{e-}15 \pm 1.2\text{e-}16$	Currie <i>et al.</i> (2014)
Keck/M'	$3.30\text{e-}16 \pm 4.5\text{e-}17$	Galicher <i>et al.</i> (2011)
Date	Séparation [mas]	Références
1998.8285	$966 \pm 49$	Soummer <i>et al.</i> (2011)
2004.5337	$960 \pm 10$	Marois <i>et al.</i> (2008)
2005.54	$951 \pm 10$	Currie <i>et al.</i> (2012)
2007.58	$952 \pm 10$	Metchev <i>et al.</i> (2009)
2007.81	$958 \pm 10$	Marois <i>et al.</i> (2008)
2008.6267	$964 \pm 4$	Marois <i>et al.</i> (2008)
2009.76	$940 \pm 80$	Bergfors <i>et al.</i> (2011)
2010.83	$949 \pm 10$	Currie <i>et al.</i> (2012)
2011.86	$360 \pm 20$	Esposito <i>et al.</i> (2013)

### 3.5.2 HR 8799 *c*

Contrairement à la planète *b* HR 8799 *c* est suffisamment proche de son étoile pour entrer dans le champ de l'IFS de GPI (Ingraham *et al.*, 2014). Je peux donc compléter la SED avec un spectre combiné des filtres K1 et K2 de GPI avec respectivement une résolution  $R \sim 66$  et 79.

La conclusion qui s'impose en regardant la figure 3.22 est que je n'arrive pas à reproduire la SED avec Exo-REM.

Le spectre GPI quant-à-lui est bien mieux reproduit (figure 3.23) et ce dans toutes les grilles. Mais les contours à  $2\text{-}\sigma$  sont très larges ce qui nous donne comme contrainte que  $T_{\text{eff}}$  doit être supérieure à 1100 K et  $\log(g[\text{cgs}])$  inférieur à 5,3. Le spectre GPI, couvrant une gamme restreinte de longueur d'onde et avec des barres d'erreur plus élevées que le spectre OSIRIS de la planète *b*, les contraintes que nous arrivons à dériver des observations sont plus faibles.

L'effet de la métallicité est bien visible sur la figure 3.24 en particulier dans la bande de l'eau à  $1,92 \mu\text{m}$ , le spectre de métallicité super-solaire reproduit beaucoup mieux les observations grâce à cela, mais il suffit d'utiliser un autre jeu de température et de gravité pour retrouver une forme quasiment identique. On observe donc ici un cas de dégénérescence difficilement discriminable.

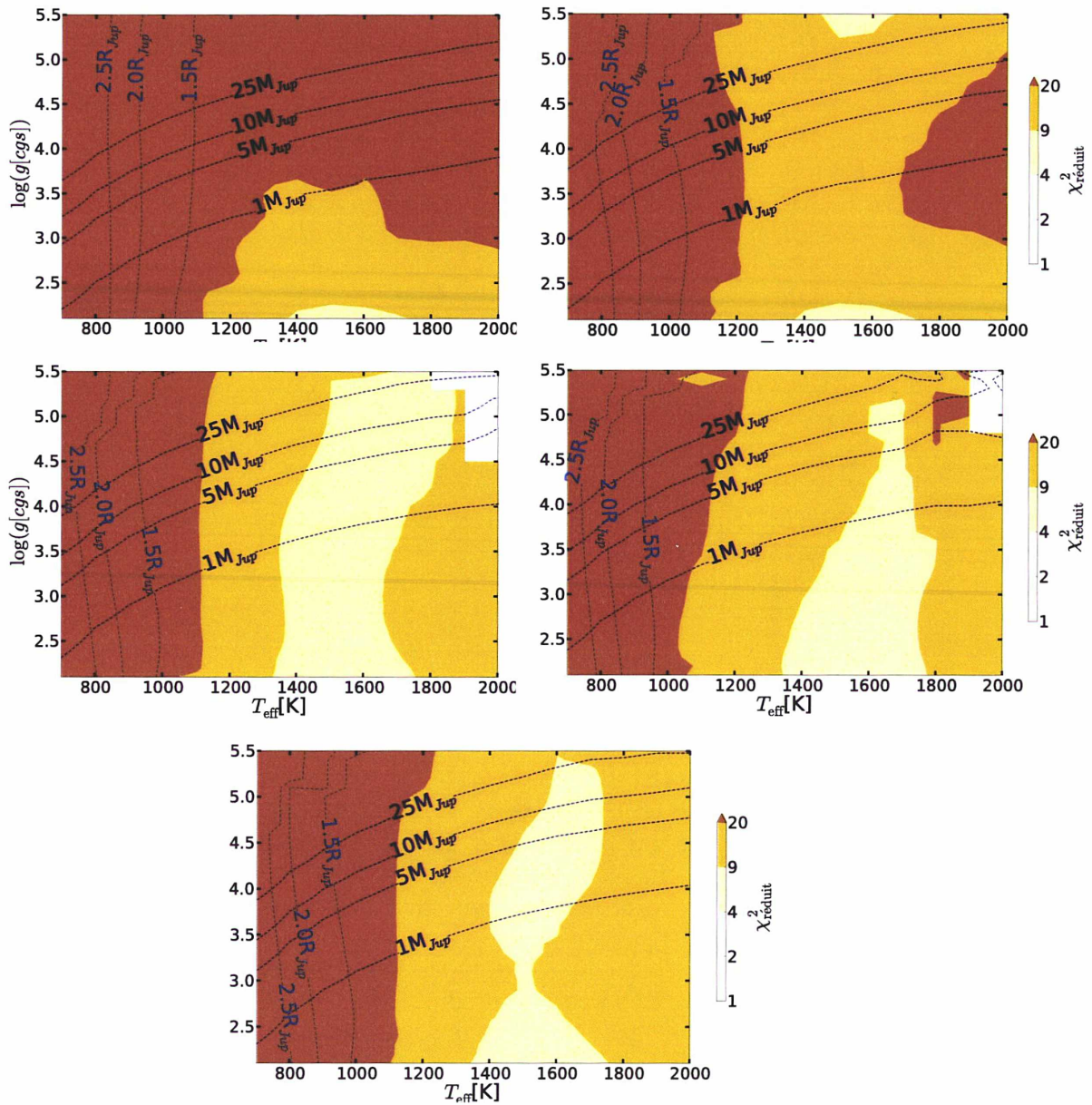


FIGURE 3.22 – Carte des  $\chi^2_{\text{réduit}}$  pour la SED de HR8799 *c*. Les lignes bleues verticales indiquent les limites où les rayons des planètes sont de 2,5, 2,0 et 1,5  $R_{\text{Jup}}$ . Les lignes horizontales bleues indiquent les limites des planètes de 25, 10, 5 et 1  $M_{\text{Jup}}$ . De gauche à droite et de haut en bas : pas de nuage,  $\tau_{\text{ref}} = 0,1$  et  $\langle r \rangle = 30 \mu\text{m}$ ,  $\tau_{\text{ref}} = 1$  et  $\langle r \rangle = 30 \mu\text{m}$ ,  $\tau_{\text{ref}} = 3$  et  $\langle r \rangle = 30 \mu\text{m}$ ,  $\tau_{\text{ref}} = 1$  et  $\langle r \rangle = 3 \mu\text{m}$ .



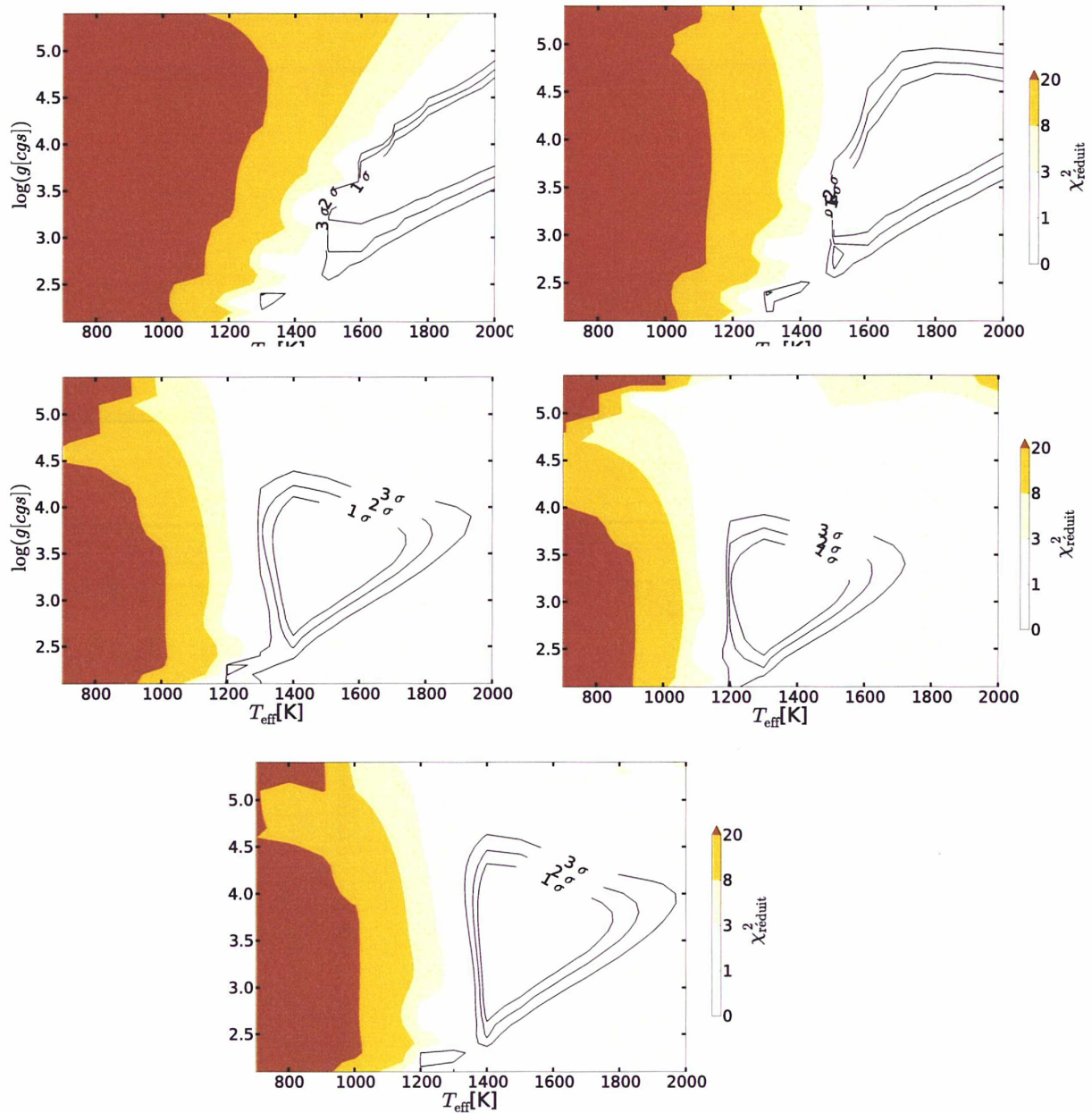


FIGURE 3.23 – Carte des  $\chi^2_{\text{réduit}}$  pour le spectre GPI de HR8799 c. De gauche à droite et de haut en bas : pas de nuage,  $\tau_{\text{ref}} = 0,1$  et  $\langle r \rangle = 30 \mu\text{m}$ ,  $\tau_{\text{ref}} = 1$  et  $\langle r \rangle = 30 \mu\text{m}$ ,  $\tau_{\text{ref}} = 3$  et  $\langle r \rangle = 30 \mu\text{m}$ ,  $\tau_{\text{ref}} = 1$  et  $\langle r \rangle = 3 \mu\text{m}$ .

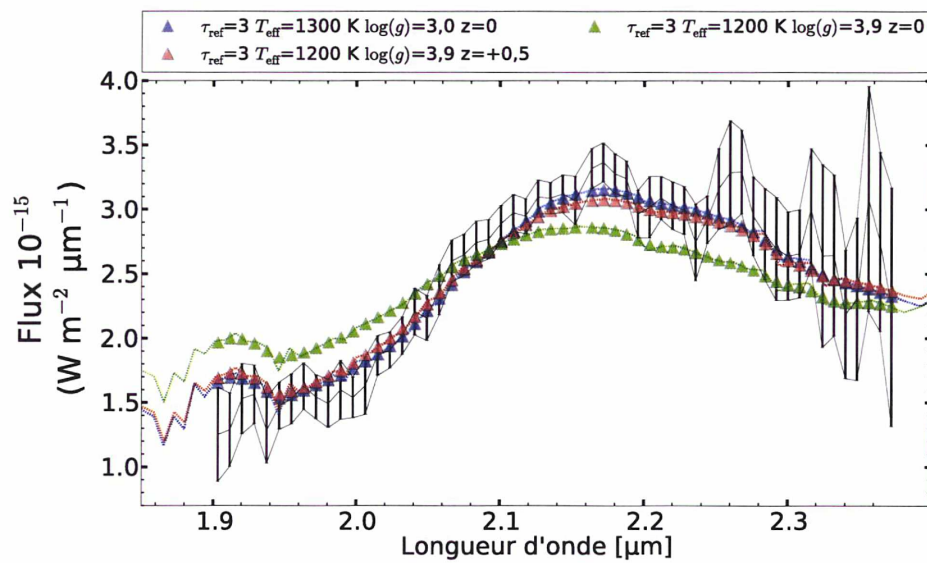


FIGURE 3.24 – Spectre GPI en bande K de HR 8799 *c* comparé à deux modèles Exo-REM avec nuages optiquement épais  $\tau_{\text{ref}} = 3$ ,  $T_{\text{eff}} = 1200 \text{ K}$ ,  $\log(g[\text{cgs}]) = 3,9$  de métallicité solaire en rouge et super-solaire en vert. Le meilleur  $\chi^2$  dans les cas de métallicité solaire est aussi tracé en bleu.

### 3.5.3 HR 8799 d

HR 8799 d est la seule planète du système à avoir été observée avec les IFS de SPHERE (Zurlo et al. 2015) et GPI permettant d'obtenir un spectre couvrant le proche infrarouge entre Y et K.

Exo-REM ne nous permet toujours pas de reproduire la SED à  $2\text{-}\sigma$ . Malgré cela on observe (figure 3.25) pour les cas avec  $\tau_{\text{ref}} = 1$  et 3 des zones avec un  $\chi^2_{\text{réduit}} < 2$  dans le premier cas entre 1000 et 1400 K pour  $\log(g[\text{cgs}])$  supérieur à 4,7 et dans le second entre 1000 et 1400 K au-dessus de 3,5.

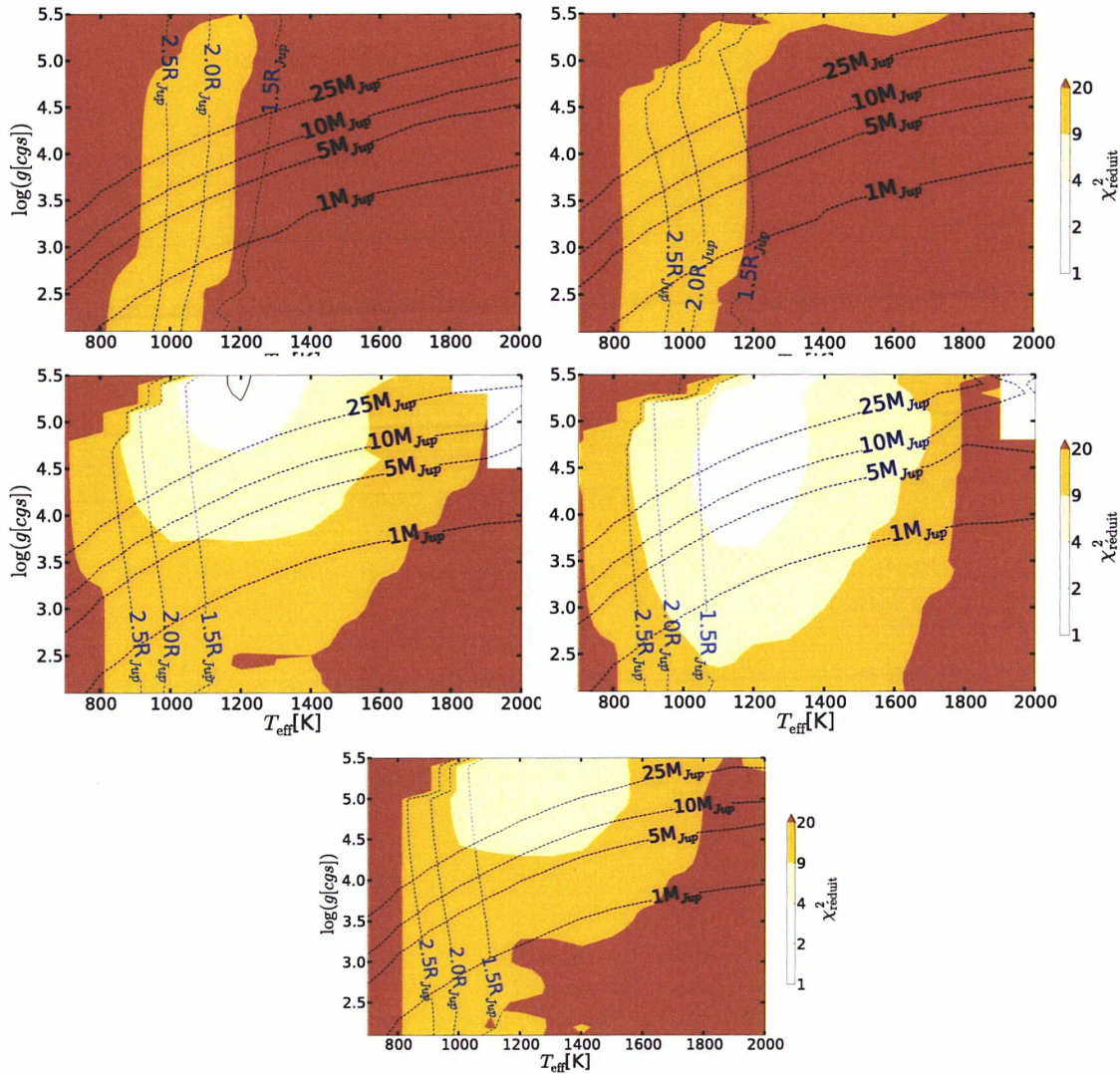


FIGURE 3.25 – Carte des  $\chi^2_{\text{réduit}}$  pour la SED de HR8799 d. Les lignes bleues verticales indiquent les limites où les rayons des planètes sont de 2,5, 2,0 et 1,5  $R_{\text{Jup}}$ . Les lignes horizontales bleues indiquent les limites des planètes de 25, 10, 5 et 1  $M_{\text{Jup}}$ . De gauche à droite et de haut en bas : pas de nuage,  $\tau_{\text{ref}} = 0,1$  et  $\langle r \rangle = 30 \mu\text{m}$ ,  $\tau_{\text{ref}} = 1$  et  $\langle r \rangle = 30 \mu\text{m}$ ,  $\tau_{\text{ref}} = 3$  et  $\langle r \rangle = 30 \mu\text{m}$ ,  $\tau_{\text{ref}} = 1$  et  $\langle r \rangle = 3 \mu\text{m}$ .

Le spectre YH de SPHERE possède des barres d'erreur très importantes, en effet nous avons été conservateurs dans notre définition des incertitudes lors de l'étude de ces données. Ces grandes barres d'erreur viennent du fait que chaque algorithme d'extraction de planète a donné un spectre différent ; nous avons donc publié dans Zurlo et al. (2015) la mé-

TABLE 3.10 – Observations photométriques de HR8799 *d*.

Filtre	Flux absolu $\text{W m}^{-2} \mu\text{m}^{-1}$	Références
SPHERE/BB-J	$1.92\text{e-}15 \pm 7.9\text{e-}16$	Zurlo et al. 2015
SPHERE/H2	$3.36\text{e-}15 \pm 6.1\text{e-}16$	Zurlo et al. 2015
Keck/CH <sub>4,S</sub>	$2.95\text{e-}15 \pm 9.4\text{e-}16$	Marois <i>et al.</i> (2008)
SPHERE/H3	$3.34\text{e-}15 \pm 5.7\text{e-}16$	Zurlo et al. 2015
Keck/CH <sub>4,L</sub>	$1.49\text{e-}15 \pm 3.5\text{e-}16$	Marois <i>et al.</i> (2008)
SPHERE/K1	$2.52\text{e-}15 \pm 2.2\text{e-}16$	Zurlo et al. 2015
Keck/K <sub>S</sub>	$2.47\text{e-}15 \pm 2.9\text{e-}16$	Marois <i>et al.</i> (2008)
SPHERE/K2	$2.75\text{e-}15 \pm 3.1\text{e-}16$	Zurlo et al. 2015
Keck/L'	$1.21\text{e-}15 \pm 1.0\text{e-}16$	Currie <i>et al.</i> (2014)
NaCo/NB-4.05	$1.65\text{e-}15 \pm 2.3\text{e-}16$	Currie <i>et al.</i> (2014)
Keck/M'	$4.68\text{e-}16 \pm 1.8\text{e-}16$	Galicher <i>et al.</i> (2011)
Date	Séparation [mas]	Références
1998.8285	$549 \pm 69$	Soummer <i>et al.</i> (2011)
2005.54	$585 \pm 20$	Currie <i>et al.</i> (2012)
2007.58	$613 \pm 16$	Metchev <i>et al.</i> (2009)
2008.6267	$621 \pm 4$	Marois <i>et al.</i> (2008)
2009.76	$658 \pm 14$	Bergfors <i>et al.</i> (2011)
2010.83	$634 \pm 10$	Currie <i>et al.</i> (2012)
2011.86	$635 \pm 20$	Esposito <i>et al.</i> (2013)

diane des spectres extraits par les différentes méthodes leur dispersion donnant les barres d'erreur. J'observe inévitablement (figure 3.26) que la plupart des spectres reproduisent les observations dans ces conditions.

Le spectre GPI a été publié par (Ingraham *et al.*, 2014), les barres d'erreur plus faibles nous permettent d'arriver à une meilleure contrainte sur les paramètres. J'obtiens avec ce jeux de données de bons résultats, à partir du moment où l'atmosphère contient des nuages, pour des températures supérieures à 1200 K et  $\log(g[cgs])$  supérieur à 3,5 (figure 3.27).

En combinant la zone avec un  $\chi_{\text{red}}^2 < 2$  avec la SED et les résultats obtenus avec le spectre GPI, on se concentre sur les grilles  $\tau_{\text{ref}} = 1$  et 3 avec des particules de 30  $\mu\text{m}$ . Dans le premier cas cela donne comme résultat que seul le spectre avec  $T_{\text{eff}} = 1400$  K et  $\log(g[cgs]) = 4,7$  reproduit les observations alors que dans le cas des nuages plus épais  $T_{\text{eff}} = 1300 \pm 100$  K et  $\log(g[cgs]) = 4,1 \pm 0,9$ .

La figure 3.28 présente les meilleurs  $\chi^2$  pour les observations SPHERE et GPI pour HR 8799 *d* dans le cas super-solaire et les spectres Exo-REM de métallicité solaire pour comparaison. Bien que les spectres Exo-REM soient beaucoup plus réguliers que les observations, ils les reproduisent bien. Je remarque plusieurs points de divergence, autour de 1,8, 2,15, 2,8 et 2,33. Il faut noter aussi que les rayons déduits par minimisation du  $\chi^2$  sont légèrement différents  $\sim 1,08 R_{\text{Jup}}$  pour GPI et  $1,14 R_{\text{Jup}}$  pour le spectre SPHERE mais ils sont supérieurs à ceux dérivés par les autres modèles (tables 3.13, 3.14) et plus réalistes si on les compare aux modèles d'évolution.

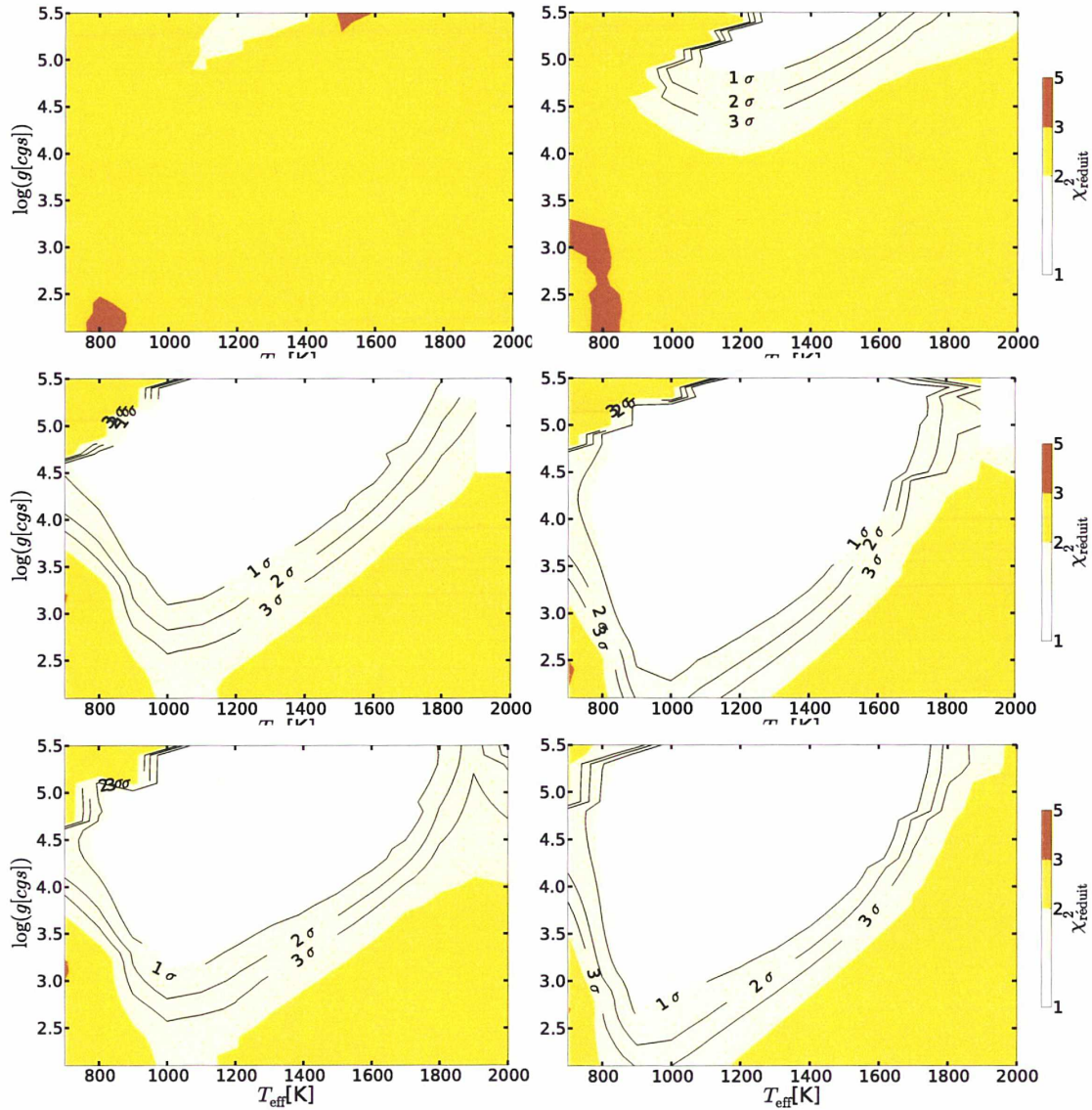


FIGURE 3.26 – Carte des  $\chi_{\text{réduit}}^2$  pour le spectre Y-H SPHERE de HR8799 d. De gauche à droite et de haut en bas : pas de nuage,  $\tau_{\text{ref}} = 0,1$  et  $\langle r \rangle = 30 \mu\text{m}$ ,  $\tau_{\text{ref}} = 1$  et  $\langle r \rangle = 30 \mu\text{m}$ ,  $\tau_{\text{ref}} = 3$  et  $\langle r \rangle = 30 \mu\text{m}$ ,  $\tau_{\text{ref}} = 1$  et  $\langle r \rangle = 3 \mu\text{m}$  et enfin  $\tau_{\text{ref}} = 3$  et  $\langle r \rangle = 30 \mu\text{m}$  avec  $z = 0,5$ .

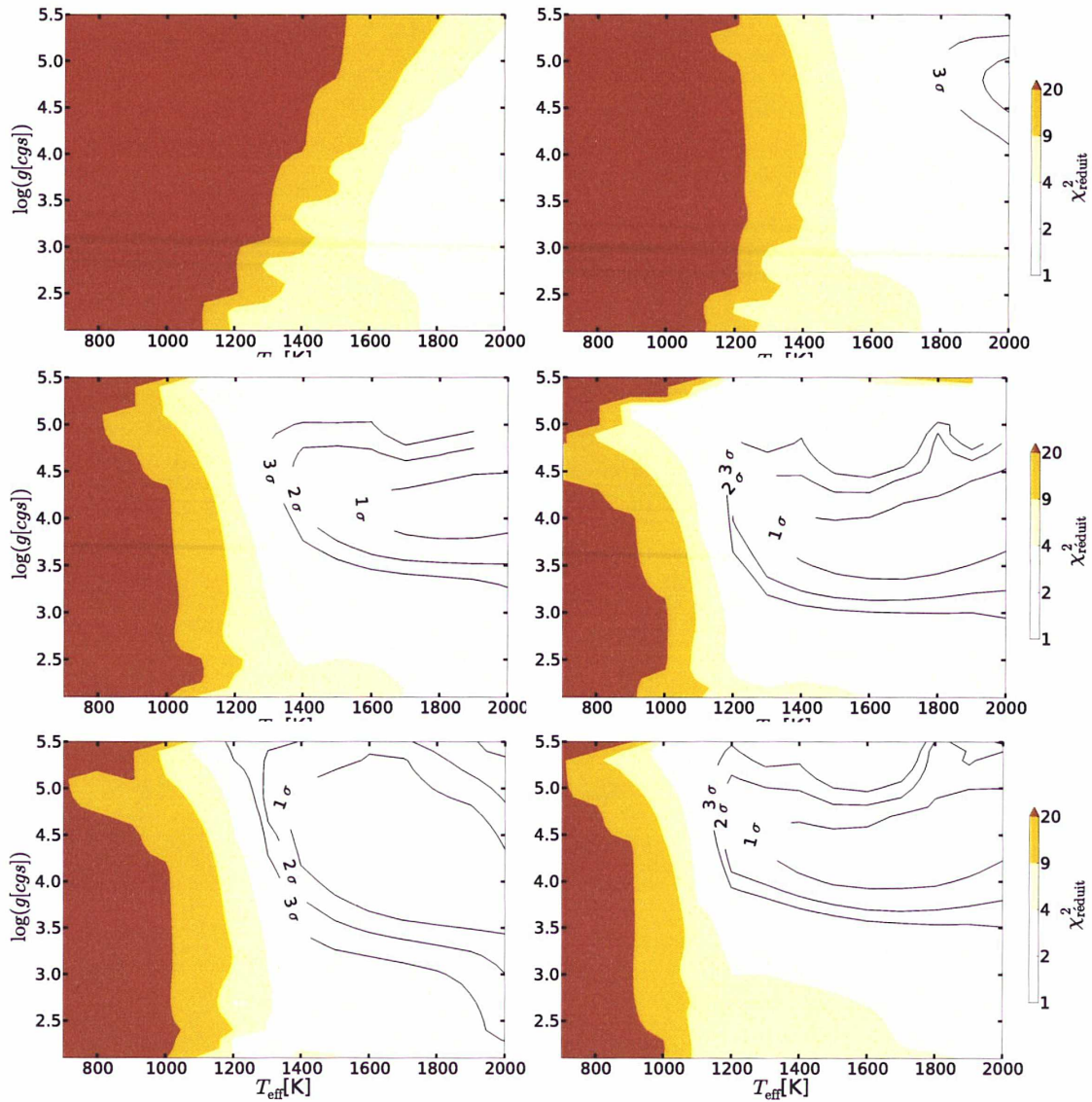


FIGURE 3.27 – Carte des  $\chi^2_{\text{réduit}}$  pour le spectre K GPI de HR8799 *d*. De gauche à droite et de haut en bas : pas de nuage,  $\tau_{\text{ref}} = 0,1$  et  $\langle r \rangle = 30 \mu\text{m}$ ,  $\tau_{\text{ref}} = 1$  et  $\langle r \rangle = 30 \mu\text{m}$ ,  $\tau_{\text{ref}} = 3$  et  $\langle r \rangle = 30 \mu\text{m}$ ,  $\tau_{\text{ref}} = 1$  et  $\langle r \rangle = 3 \mu\text{m}$  et enfin  $\tau_{\text{ref}} = 3$  et  $\langle r \rangle = 30 \mu\text{m}$  avec  $z = 0,5$ .

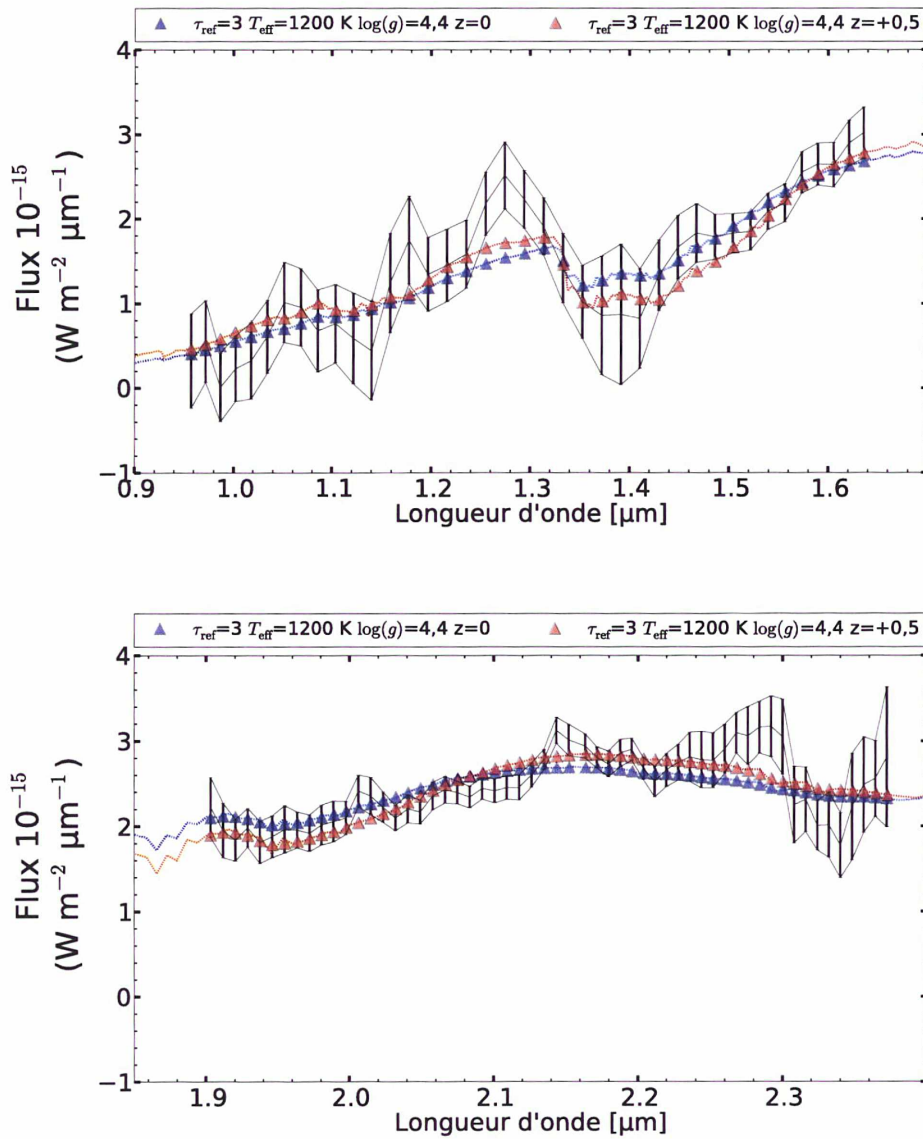


FIGURE 3.28 – Spectres Y-H SPHERE (en haut) et K GPI (en bas) de HR8799 *d* comparés à deux modèles Exo-REM avec nuages optiquement épais  $\tau_{\text{ref}} = 3$ ,  $T_{\text{eff}} = 1200$  K,  $\log(g[\text{cgs}]) = 4,4$  de métallicité solaire en bleu et super-solaire en rouge.

### 3.5.4 HR 8799 *e*

HR 8799 est la planète du système la plus difficile à observer car elle est très proche de l'étoile. C'est donc la planète pour laquelle nous avons le moins d'observations. Je complète ici l'étude de la SED avec le spectre Y-H de SPHERE de Zurlo et al. (2015).

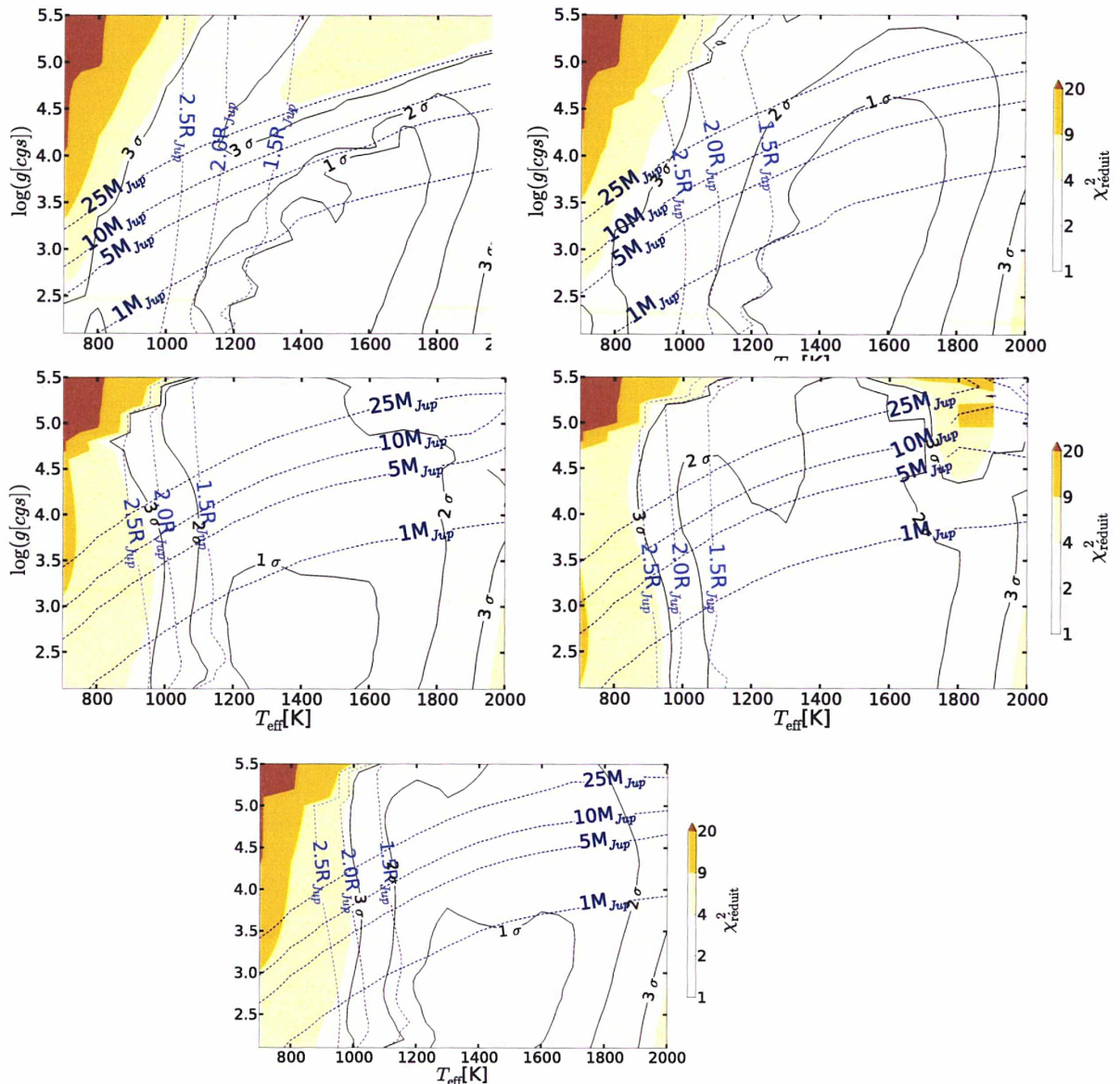


FIGURE 3.29 – Carte des  $\chi_{\text{réduit}}^2$  pour la SED de HR8799 *e*. Les lignes bleues verticales indiquent les limites où les rayons des planètes sont de 2,5, 2,0 et 1,5  $R_{\text{Jup}}$ . Les lignes horizontales bleues indiquent les limites des planètes de 25, 10, 5 et 1  $M_{\text{Jup}}$ . De gauche à droite et de haut en bas : pas de nuage,  $\tau_{\text{ref}} = 0,1$  et  $\langle r \rangle = 30 \mu\text{m}$ ,  $\tau_{\text{ref}} = 1$  et  $\langle r \rangle = 30 \mu\text{m}$ ,  $\tau_{\text{ref}} = 3$  et  $\langle r \rangle = 30 \mu\text{m}$ ,  $\tau_{\text{ref}} = 1$  et  $\langle r \rangle = 3 \mu\text{m}$ .

Contrairement aux autres planètes du système HR 8799, la planète *e* a une SED qui est bien reproduite par Exo-REM (figure 3.29) et cela dans toutes les grilles. J'observe également que la grille avec les nuages les plus épais  $\tau_{\text{ref}} = 3$  ne reproduit pas les observations en dessous de  $1\text{-}\sigma$ . La gravité recouvrant toute la grille dans plusieurs cas je ne peux pas émettre de conclusion, par contre  $T_{\text{eff}} = 1500 \pm 400 \text{ K}$ .



TABLE 3.11 – Observations photométriques de HR8799 *e*.

Filtre	Flux absolu $\text{W m}^{-2} \mu\text{m}^{-1}$	Références
SPHERE/BB-J	$2.29\text{e-}15 \pm 5.1\text{e-}16$	Zurlo <i>et al.</i> (2015)
SPHERE/H2	$3.71\text{e-}15 \pm 7.9\text{e-}16$	Zurlo <i>et al.</i> (2015)
SPHERE/H3	$3.90\text{e-}15 \pm 8.7\text{e-}16$	Zurlo <i>et al.</i> (2015)
SPHERE/K1	$2.71\text{e-}15 \pm 3.1\text{e-}16$	Zurlo <i>et al.</i> (2015)
Keck/K <sub>S</sub>	$3.02\text{e-}15 \pm 8.2\text{e-}16$	Marois <i>et al.</i> (2008)
SPHERE/K2	$2.80\text{e-}15 \pm 3.4\text{e-}16$	Zurlo <i>et al.</i> (2015)
Keck/L'	$1.22\text{e-}15 \pm 1.4\text{e-}16$	Currie <i>et al.</i> (2014)
NaCo/NB-4.05	$1.89\text{e-}15 \pm 3.8\text{e-}16$	Currie <i>et al.</i> (2014)
Date	Séparation [mas]	Références
2009.58	$369 \pm 38$	Marois <i>et al.</i> (2008)
2009.76	$375 \pm 14$	Bergfors <i>et al.</i> (2011)
2010.83	$347 \pm 20$	Currie <i>et al.</i> (2012)
2011.86	$403 \pm 22$	Esposito <i>et al.</i> (2013)

L'incertitude sur le spectre SPHERE est tellement élevée que nous ne pouvons pas conclure sur une contrainte supplémentaire (figure 3.30) car nous couvrons toute les grilles et toute la gamme de température et de gravité disponible.

La figure 3.31 nous permet de voir à quel point le spectre Y-H de HR 8799 *e* est bien reproduit par les modèles Exo-REM qu'ils soient ou non super-solaire.

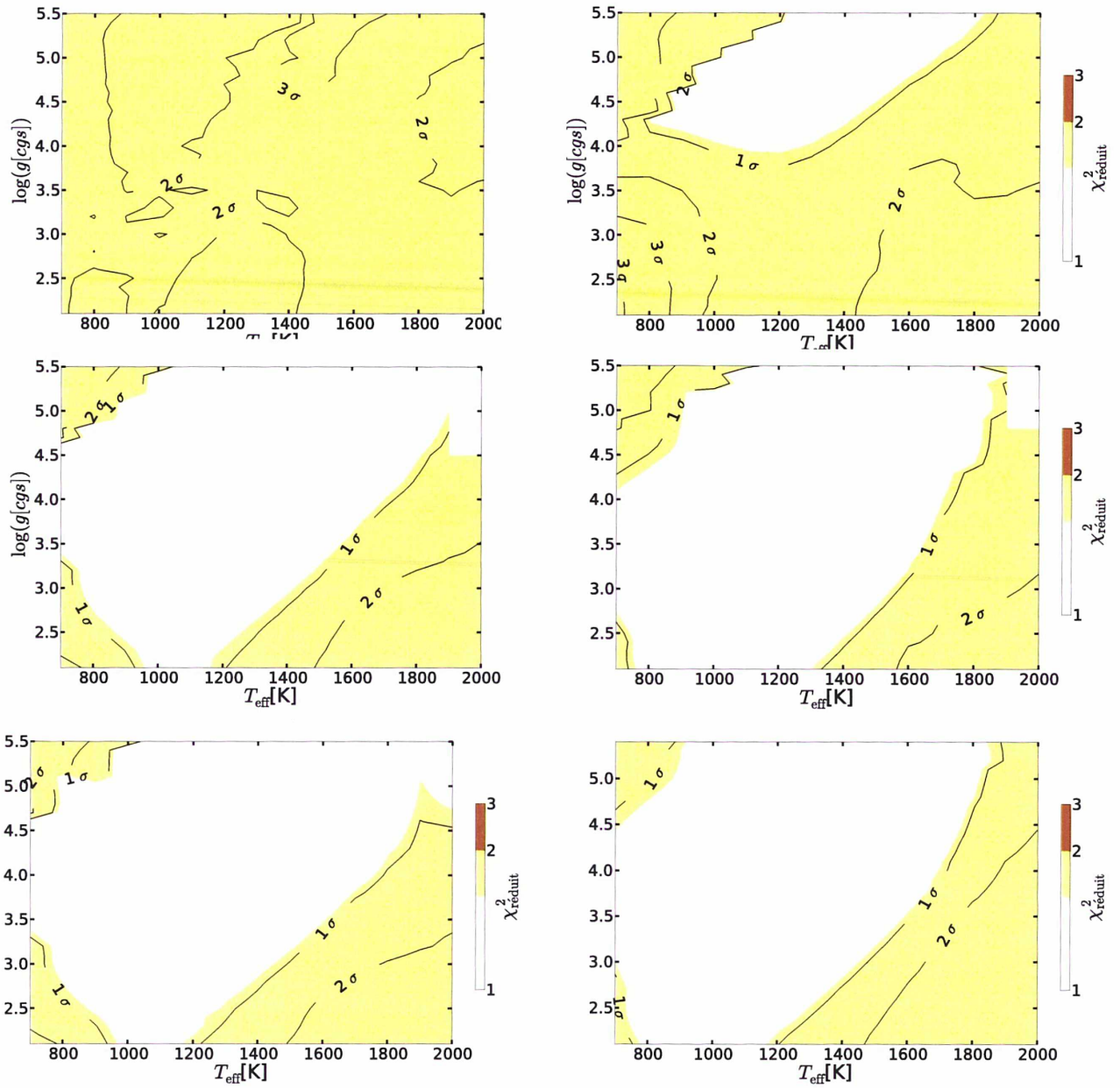


FIGURE 3.30 – Carte des  $\chi^2_{\text{réduit}}$  pour le spectre Y-H SPHERE de HR8799 *e*. De gauche à droite et de haut en bas : pas de nuage,  $\tau_{\text{ref}} = 0,1$  et  $\langle r \rangle = 30 \mu\text{m}$ ,  $\tau_{\text{ref}} = 1$  et  $\langle r \rangle = 30 \mu\text{m}$ ,  $\tau_{\text{ref}} = 3$  et  $\langle r \rangle = 30 \mu\text{m}$ ,  $\tau_{\text{ref}} = 1$  et  $\langle r \rangle = 3 \mu\text{m}$  et enfin  $\tau_{\text{ref}} = 3$  et  $\langle r \rangle = 30 \mu\text{m}$  avec  $z = 0,5$ .

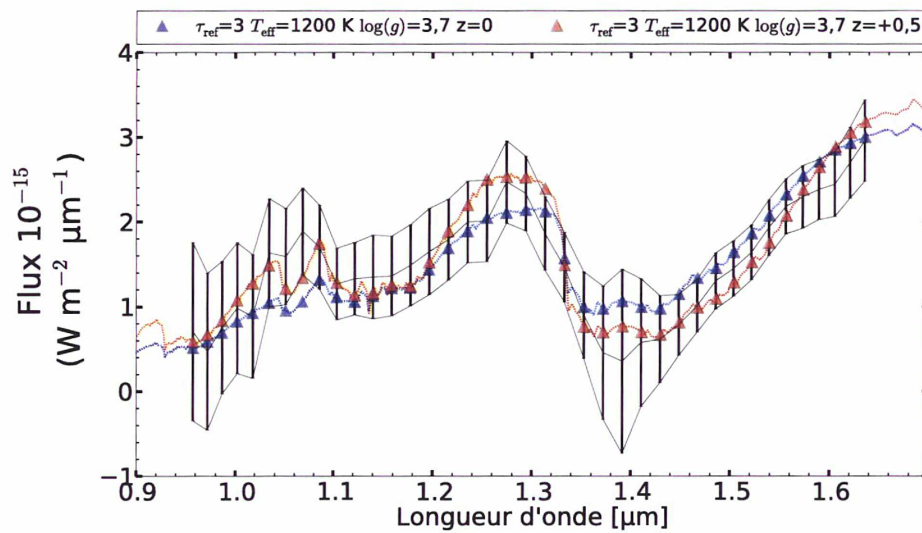


FIGURE 3.31 – Spectres Y-H SPHERE de HR 8799 *e* comparés à deux modèles Exo-REM avec nuages optiquement épais  $\tau_{\text{ref}} = 3$ ,  $T_{\text{eff}} = 1200$  K,  $\log(g[\text{cgs}]) = 3,7$  de métallicité solaire en bleu et super-solaire en rouge.

### 3.5.5 Résumé du système

Malgré le fait que des études récentes (par exemple, Barman *et al.*, 2015) aient montré que certaines des atmosphères ces planètes sont hors équilibre chimique, j'arrive à reproduire les observations spectrales des planètes dans des conditions de température et de rayon correspondant ou s'approchant plus des prédictions des modèles d'évolution que celles déterminées par d'autres modèles de la littérature (tables 3.12-3.15).

**Remarque :** il est fort probable que la métallicité élevée pour les planètes b et c vienne en fait compenser le fait que Exo-REM ne prenne pas actuellement en compte la chimie hors-équilibre relativisant nos résultats et expliquant certainement nos difficultés à reproduire les SED.

La figure 3.32 permet de comparer les résultats des modèles BT-Settl et Exo-REM sur toutes données disponibles au moment de la soumission de l'article de Bonnefoy et al. (2015). Exo-REM reproduit mieux les observations mais surtout il le fait pour des rayons plus réalistes même si d'après les modèles de formation, un rayon de 0,6-0,7  $R_{\text{Jup}}$  pour la planète b reste assez difficilement explicable pour une planète géante de cet âge. Nous avons remarqué qu'aucun modèle n'arrive à reproduire la SED incluant le point à 4,05  $\mu\text{m}$ .

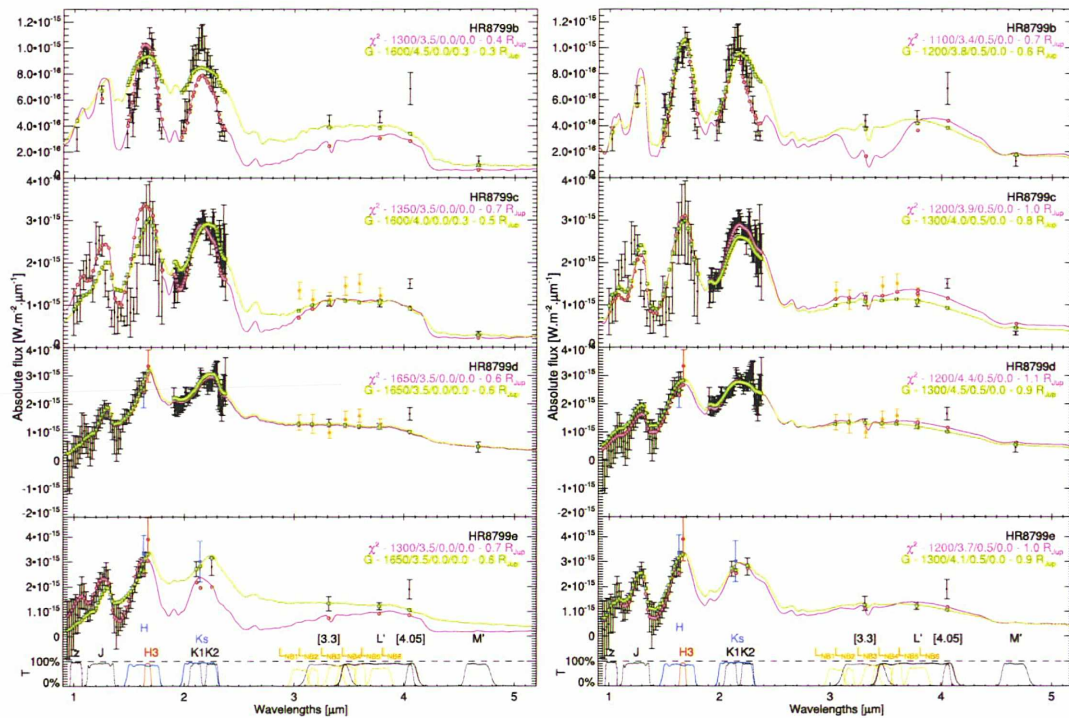


FIGURE 3.32 – Reproduction de la SED complète et des spectres des planètes du système HR 8799 extraite de Bonnefoy et al. (2015) comparée à gauche avec BT-Settl et à droite avec Exo-REM ( $\tau_{\text{ref}} = 3$ ). Les modèles présentés ici sont ceux qui reproduisent au mieux les observations suivant le  $\chi^2$ , G étant une méthode plus raffinée pondérant les jeux d’observations. Les caractéristiques apparaissant dans la légende sont  $T_{\text{eff}}$  [K] /  $\log(g[\text{cgs}])$  /  $z$  / abondance d’éléments  $\alpha$  (Si et Ca) et le rayon.

TABLE 3.12 – Contraintes des paramètres dans Barman *et al.* (2015).

Planète	$T_{\text{eff}}$ [K]	$\log(g[\text{cgs}])$	rayon	commentaires
<i>b</i>	1000	3,5	?	hors-équilibre meilleur modèle

TABLE 3.13 – Contraintes des paramètres dans Ingraham *et al.* (2014).

Planète	$T_{\text{eff}}$ [K]	$\log(g[\text{cgs}])$	rayon	commentaires
<i>c</i>	1300	3,75	0,88	meilleur modèle
<i>d</i>	1300	4	0,88	meilleur modèle partiellement nuageux

TABLE 3.14 – Contraintes des paramètres dans Bonnefoy *et al.* (2015).

Planète	$T_{\text{eff}}$ [K]	$\log(g[\text{cgs}])$	rayon	commentaires
<i>b</i>	1050-1600	3,4-4,5	0,3-0,7	plusieurs modèles
<i>c</i>	1200-1600	3,5-4,0	0,5-1,0	plusieurs modèles
<i>d</i>	1200-1650	3,5-4,5	0,6-1,1	plusieurs modèles
<i>e</i>	1100-1650	3,5-4,1	0,6-1,2	plusieurs modèles

TABLE 3.15 – Contraintes des paramètres présentés dans cette thèse.

Planète	$T_{\text{eff}}$ [K]	$\log(g[\text{cgs}])$	rayon	commentaires
<i>b</i>	$1100 \pm 50$	$3,6 \pm 0,1$	0,7	spectre $\tau_{\text{ref}} = 3$ à $3\text{-}\sigma$ $z=+0,5$
<i>c</i>	$\geq 1100$	$\leq 5,3$	?	grandes incertitudes
<i>d</i>	$1300 \pm 100$	$3,1 \pm 0,9$	1.1	plusieurs modèles
<i>e</i>	$1400 \pm 400$	?	?	grandes incertitudes

### 3.6 GJ 758 B

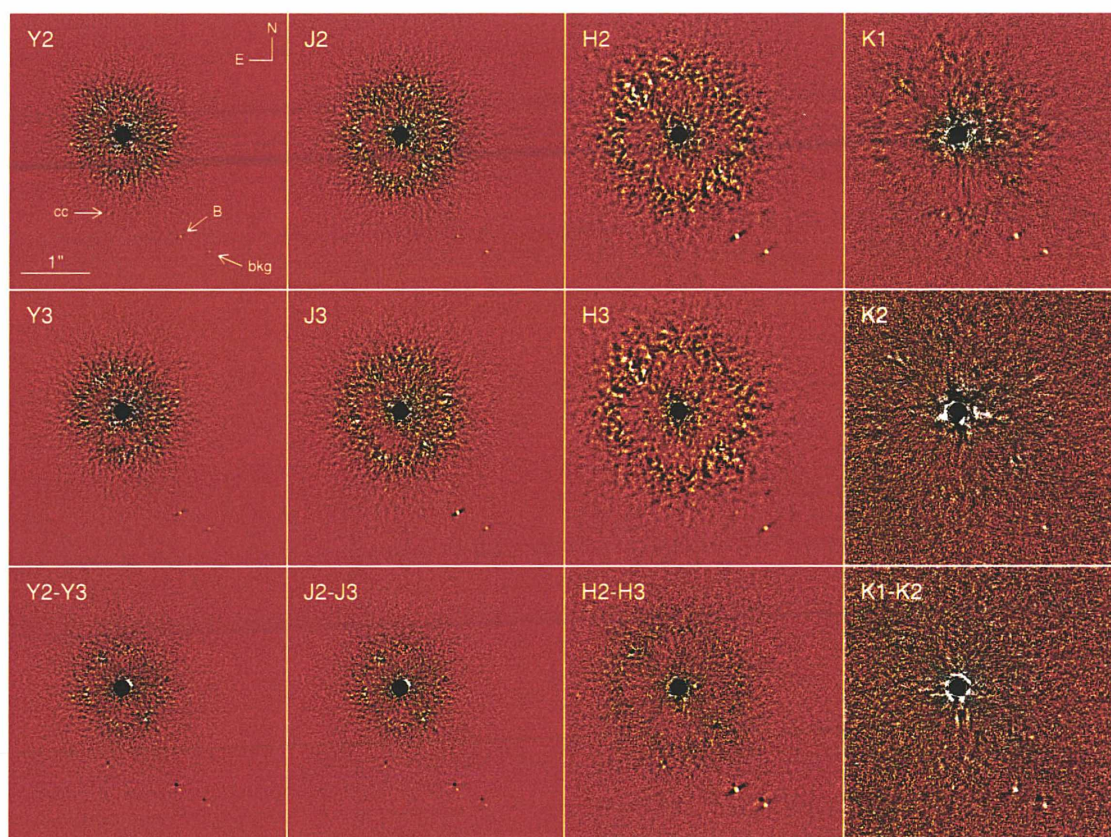


FIGURE 3.33 – Images de GJ 758 B dans les filtres SPHERE extraites de Vigan et al. (2015).

L'intérêt d'étudier GJ 758 vient en particulier du fait que c'est une planète de type solaire, une G9 de la séquence principale et une vieille étoile, plus vieille que le Soleil (8,2 milliards d'années, Thalmann *et al.*, 2009). Cette étoile est proche de nous (15,76 pc, van Leeuwen, 2007) et possède le compagnon le plus froid qu'il ait été possible d'imager, une naine brune de moins de 600 K de température effective (Thalmann *et al.*, 2009). GJ 758 B est une naine brune de faible masse extrêmement rouge (Currie *et al.*, 2010). Elle se situe à 29 ua de son étoile et son spectre semble fortement impacté par le méthane (Janson *et al.*, 2011).

Pour étudier cette naine brune j'utilise une SED composée en majeure partie de nouvelles observations SPHERE présenté par Vigan et al. (2015), article soumis récemment. La photométrie est complétée par des points Gemini/NIRI, et Keck/NIRC2 provenant de Janson *et al.* (2011). La SED est présentée dans la table 3.16.

Les grilles que je présente ici sont certainement les plus mauvaises que j'ai obtenues, Exo-REM ne semble pas adapté à l'étude de cette naine brune.

Cet objet est l'objet le plus froid que nous ayons imagé (autour de 600 K, table 3.17) et c'est une naine brune vieille donc un objet massif de rayon inférieur au rayon de Jupiter. Cela conduit cette atmosphère à certainement posséder une gravité très élevée pour une température très faible. Une exploration des fortes métallicités n'a rien non plus donné de concluant.

La figure 3.36 nous permet de comparer plusieurs modèles à la SED complète disponible

TABLE 3.16 – Observations photométriques de GJ 758 B.

Filtre	Flux apparents $\text{W m}^{-2} \mu\text{m}^{-1}$	Références
SPHERE/Y2	$5,07\text{e-}17 \pm 9,7\text{e-}18$	Vigan et al. (2015)
SPHERE/Y3	$8,53\text{e-}17 \pm 7,4\text{e-}18$	Vigan et al. (2015)
SPHERE/J2	$3,45\text{e-}17 \pm 8,5\text{e-}18$	Vigan et al. (2015)
NIRI/J	$1,13\text{e-}16 \pm 2,3\text{e-}17$	Janson et al. (2011)
SPHERE/J3	$2,07\text{e-}16 \pm 3,5\text{e-}17$	Vigan et al. (2015)
NIRI/CH <sub>4,S</sub>	$4,07\text{e-}17 \pm 8,2\text{e-}18$	Janson et al. (2011)
SPHERE/H2	$1,18\text{e-}16 \pm 1,3\text{e-}17$	Vigan et al. (2015)
HiCIAO/H	$4,07\text{e-}17 \pm 8,2\text{e-}18$	Thalmann et al. (2009)
SPHERE/H3	$1,22\text{e-}17 \pm 5,6\text{e-}18$	Vigan et al. (2015)
SPHERE/K1	$2,90\text{e-}17 \pm 5,9\text{e-}18$	Vigan et al. (2015)
Keck/L	$2,16\text{e-}17 \pm 2,1\text{e-}18$	Janson et al. (2011)
Date	Séparation [mas]	Références
03/05/09	$1879 \pm 10$	Janson et al. (2011)
08/08/09	$1858 \pm 10$	Janson et al. (2011)
01/11/09	$1850 \pm 10$	Currie et al. (2010)
29/04/10	$1839 \pm 11$	Currie et al. (2010)
27/05/10	$1823 \pm 10$	Currie et al. (2010)
14/08/14	$1698 \pm 5$	Vigan et al. (2015)

TABLE 3.17 – Contraintes des paramètres de GJ 758 B.

Planète	$T_{\text{eff}}$ [K]	$\log(g[\text{cgs}])$	rayon	commentaires
Janson et al. (2011)	600	?	?	forte métallicité
Vigan et al. (2015)	600	?	?	pas de bons modèles



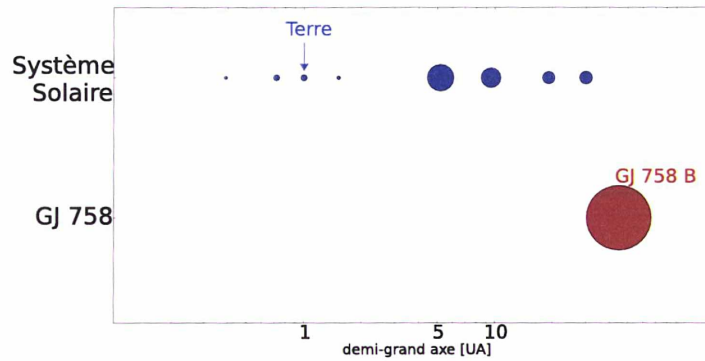


FIGURE 3.34 – Distance au Soleil (demi-grand axe) de chaque planète du système solaire, et position de GJ 758 B par rapport à son étoile, la surface des disques varie comme la racine carrée de la masse des planètes.

au moment de la soumission de l'article. Pour cet article j'ai fourni au consortium SPHERE des spectres de plus basse température. Ici, au centre, les spectres sans nuage (NC) et avec nuages (T3 pour  $\tau_{\text{ref}} = 3$ ) sont identiques car ils sont de trop basse température et de trop haute gravité, les nuages commencent sous la grille du modèle d'atmosphère et ne sont alors pas pris en compte. Les autres modèles ont aussi beaucoup de mal à reproduire les observations, ils le font pour des rayons de 0,6 pour BT-settl-Y, 0,7 pour BT Settl et autour de 0,9  $R_{\text{Jup}}$  pour les deux autres là où Exo-REM donne des rayons autour de 1,2  $R_{\text{Jup}}$ .

Ce rayon est trop élevé quel que soit le modèle de formation pour un objet de cet âge. Cela vient du fait que Exo-REM n'arrive pas à reproduire les observations.

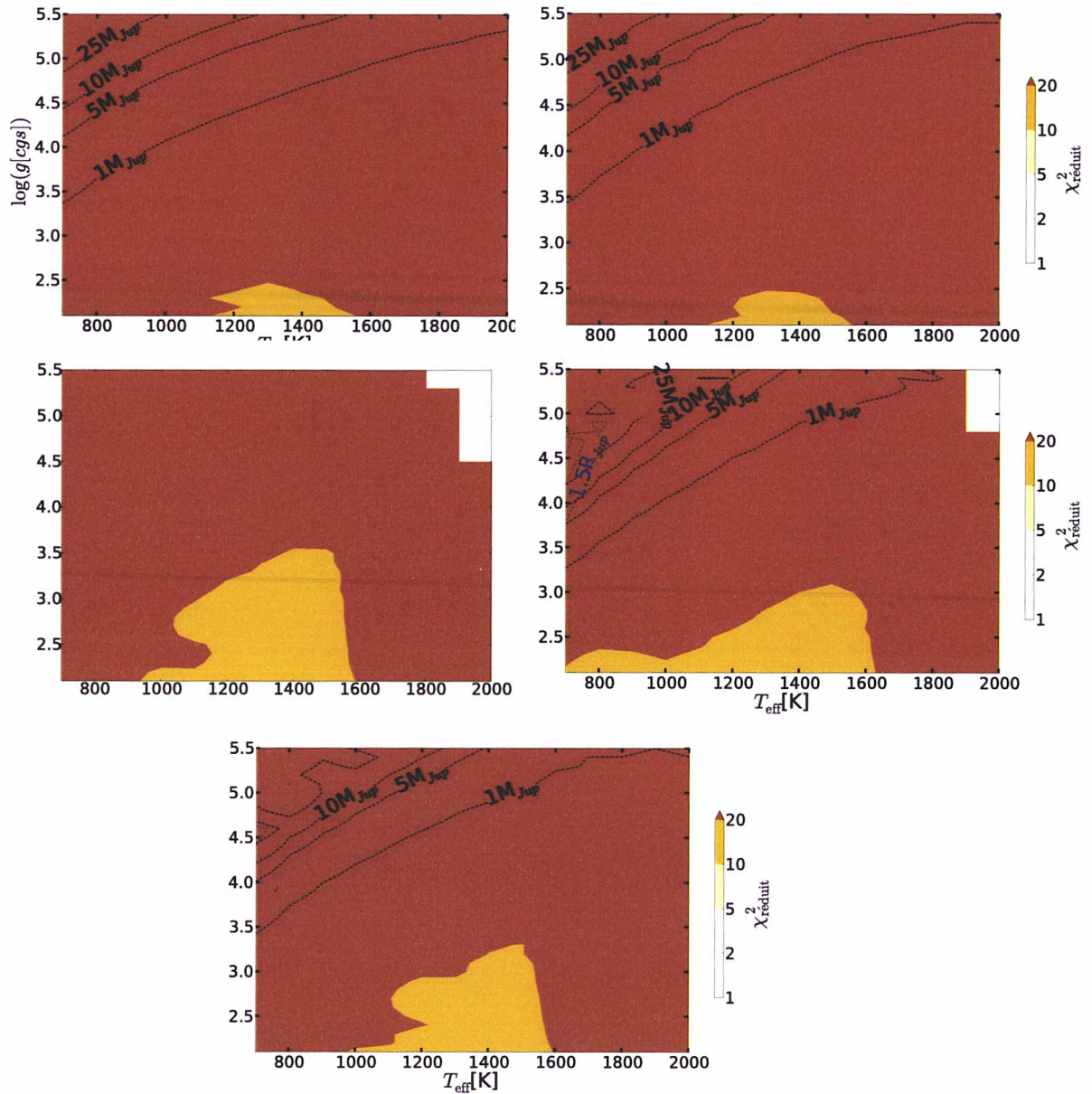


FIGURE 3.35 – Carte des  $\chi^2_{\text{réduit}}$  pour la SED de GJ 758 B. Les lignes bleues verticales indiquent les limites où les rayons des planètes sont de 2,5, 2,0 et 1,5  $R_{\text{Jup}}$ . Les lignes horizontales bleues indiquent les limites des planètes de 25, 10, 5 et 1  $M_{\text{Jup}}$ . De gauche à droite et de haut en bas : pas de nuage,  $\tau_{\text{ref}} = 0,1$  et  $\langle r \rangle = 30 \mu\text{m}$ ,  $\tau_{\text{ref}} = 1$  et  $\langle r \rangle = 30 \mu\text{m}$ ,  $\tau_{\text{ref}} = 3$  et  $\langle r \rangle = 30 \mu\text{m}$ ,  $\tau_{\text{ref}} = 1$  et  $\langle r \rangle = 3 \mu\text{m}$ .

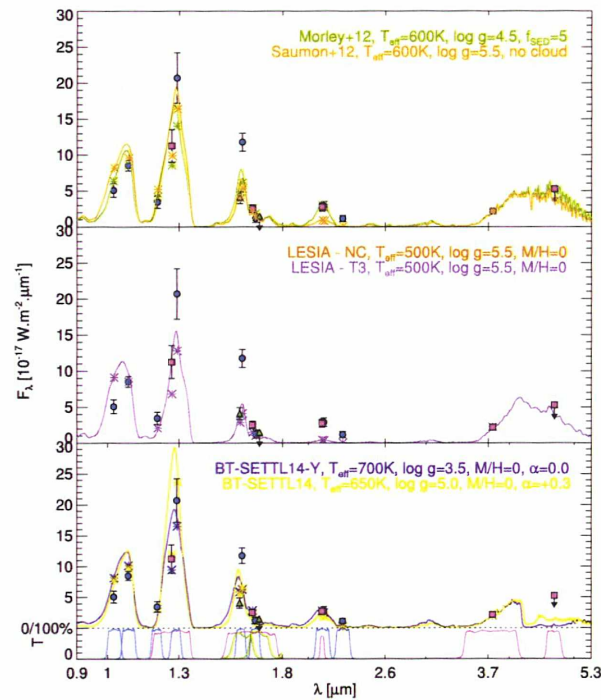


FIGURE 3.36 – Reproduction de la SED complète de GJ 758 B extraite de Vigan et al. (2015). Les observations sont comparées avec les modèles Morley *et al.* (2012); Saumon *et al.* (2012), Exo-REM (LESIA) et BT-Settl dont nous présentons les meilleurs facteurs G (voir figure 3.32).



## **Chapitre 4**

# **Travaux préparatoires sur SPHERE**



## 4.1 Niveaux de contraintes accessibles avec Exo-REM

### 4.1.1 Problème

La définition des incertitudes sur les paramètres physiques des planètes est un problème important à étudier. Ces incertitudes dépendent bien-entendu de l'incertitude sur les observations mais aussi du modèle utilisé et du domaine de paramètre exploré.

Il me semble nécessaire, pour avoir une vraie contrainte sur les paramètres physiques, de comparer les observations avec une gamme de paramètre suffisamment large. L'idée sous-jacente est d'éviter au maximum que l'on trouve des spectres reproduisant les observations sur les limites de la gamme explorée. Par exemple, essayer de contraindre des observations sur une gamme de  $\log(g[cgs])$  entre 3,5 et 4,0 mènera souvent à trouver de bons résultats recouvrant l'un ou l'autre cas et au final ne donnera pas beaucoup d'information sur la planète mais se contentera de donner en réalité une borne minimale ou maximale sur le paramètre étudié.

Il est fréquent de voir dans la littérature des contraintes très précises dérivées sur des gammes de paramètres trop restreintes (comme dans l'exemple précédent). Par exemple dans Currie *et al.* (2013) la gamme de gravité explorée se situe entre  $\log(g[cgs]) = 3,5$  et 4,5 or selon les modèles utilisés l'une des deux bornes se trouve être le meilleur  $\chi^2$  et cela n'empêche pas les auteurs de conclure à une gravité  $\log(g) = 3,8 \pm 0,2$ .

L'un des intérêts d'Exo-REM est de pouvoir explorer les basses gravités, en dessous  $\log(g[cgs]) = 3,5$ , ce qui résout un problème récurrent dans la littérature où les cartes de  $\chi^2$  recouvrent souvent les minima des gravités à explorer.

### 4.1.2 Objectifs

Le but de cette partie sera donc de définir les modes d'observations les plus adaptés à la caractérisation des planètes suivant leurs propriétés. Mais aussi de présenter les limites d'Exo-REM pour faire ce type d'étude.

Je présente dans cette partie une exploration des capacités de SPHERE à donner des contraintes plus ou moins fortes sur la gravité et la température effective suivant la qualité des données obtenues.

Pour faire cela, je mets en relation l'erreur sur la photométrie avec les incertitudes physiques sur les paramètres atmosphériques de la planète. Ce type d'étude a été effectuée précédemment pour déterminer les  $\log(g)$  et  $T_{\text{eff}}$  par Vigan *et al.* (2010) mais en utilisant les filtres différentiels en bandes étroites de SPHERE, à partir de modèles AMES-Cond/Dusty (Allard *et al.*, 2001, 2003), BT-Settl (Allard *et al.*, 2007) et de Burrows *et al.* (2006).

TABLE 4.1 – Caractéristiques des filtres IRDIS de SPHERE et d'un mode spectroscopique de l'IFS

Nom	Longueur d'onde centrale [ $\mu\text{m}$ ]	FWHM* [ $\mu\text{m}$ ]
BB Y	1.0425	0.139
BB J	1.2575	0.197
BB H	1.6255	0.291
BB Ks	2.1813	0.3135
Y-H	0.957-1.636	R $\sim$ 30

\* : Full Width at Half Maximum, largeur à mi-hauteur du filtre, permet d'estimer la gamme de longueur d'onde couverte par le filtre.

J'ai utilisé 12 cas différents pour tester une gamme représentative de paramètres,  $\log(g[cgs]) = 2,5, 3,5, 4,5$  et  $T_{\text{eff}} = 800, 1100, 1400, 1700$  K avec des nuages définis par  $\tau_{\text{ref}} = 1$  pour des particules de  $30 \mu\text{m}$ . Je me suis concentré sur les filtres en bande large Y, J, H, Ks de l'instrument IRDIS, la caméra de SPHERE, ainsi que le mode Y-H de l'IFS (39 longueurs d'onde, séparées de  $0,014$  à  $0,020 \mu\text{m}$  entre chaque pixel) le spectrographe infrarouge (Table 4.1).

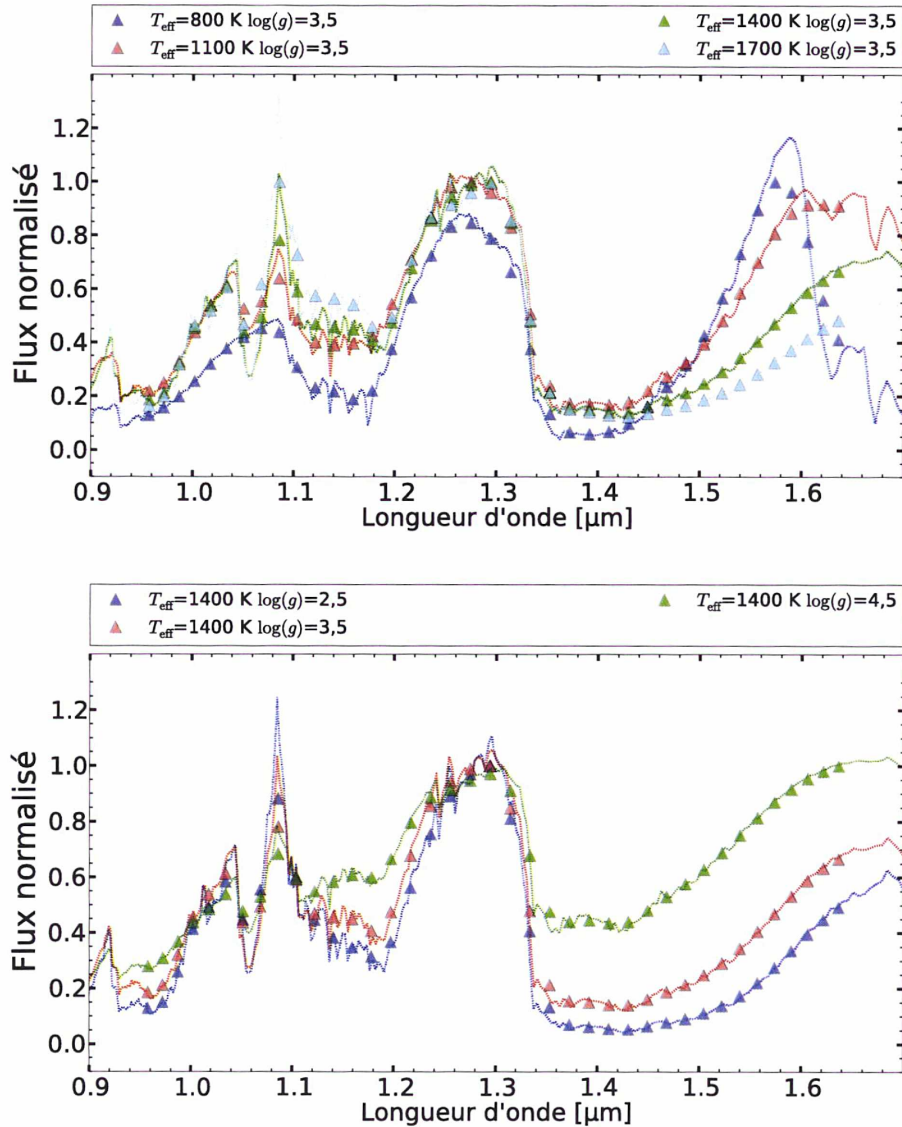


FIGURE 4.1 – Spectres Y-H normalisés au maximum de flux pour des planètes, à gauche en variant la  $T_{\text{eff}}$  avec  $\log(g[cgs])=3,5$  et à droite pour  $T_{\text{eff}} = 1400$  K en variant  $\log(g)$ .

### 4.1.3 Quelques exemples d'effets

Dans la figure 4.1 je présente quelques exemples de spectres synthétiques dégradés à la résolution du mode Y-H de SPHERE.

Pour  $\log(g[cgs])=3,5$  on remarque que le cas de plus faible température (800 K) se différencie facilement des autres (jusqu'à plus de 50% de différence, en flux normalisé, autour



de 1,1  $\mu\text{m}$ ). On observe une bascule en fonction de la température : les spectres sont répartis de façon croissante en flux normalisé avant 1,2  $\mu\text{m}$  et décroissante après 1,5  $\mu\text{m}$ . Les domaines entre 1,1 et 1,2  $\mu\text{m}$  ainsi que la partie supérieure à 1,5  $\mu\text{m}$  semblent particulièrement adaptées pour différencier les températures à une gravité donnée. La bande du méthane à 1,7  $\mu\text{m}$  a un effet discriminant important sur les spectres à basse température : le spectre à 800 K est le seul à diminuer au-delà de 1,58  $\mu\text{m}$ .

Pour  $T_{\text{eff}} = 1400$  K c'est plutôt le cas à fort  $\log(g)$  ( $\log(g[\text{cgs}])=4,5$ ) qui se détache (jusqu'à 50% de différence autour de 1,4  $\mu\text{m}$ ). L'effet des nuages, qui augmente avec la gravité de part notre paramétrisation, est bien visible, la profondeur des bandes augmentant avec la diminution de la gravité de surface. Avant 1  $\mu\text{m}$ , entre 1,11 et 1,22  $\mu\text{m}$  ainsi qu'après 1,34  $\mu\text{m}$  les spectres normalisés sont répartis en flux de façon croissante avec la gravité de surface. Le point à 1,086  $\mu\text{m}$  est un point différent du reste de la gamme de longueur d'onde : à cet endroit les spectres se répartissent de façon décroissante en fonction de la gravité. Alors qu'autour de 1,45  $\mu\text{m}$  les spectres de températures effectives différentes sont difficilement discriminables, les spectres de gravités de surface différentes le sont, ce domaine de longueur d'onde semble intéressant pour étudier  $\log(g)$ . Attention tout de même les longueurs d'onde correspondants notamment aux bandes de l'eau peuvent être affectées par les raies telluriques et être mal corrigées. Il faut retenir qu'ici j'ai effectué une étude avec un type de nuage donné, faire varier les paramètres de nuage donnera des conclusions différentes.

Dans les figures 4.2 et 4.3 je présente quelques exemples de SED synthétiques combinant les filtres à large bande Y, J, H, Ks de SPHERE et L' et M' de NaCo.

Pour  $\log(g[\text{cgs}]) = 3,5$ , on remarque bien entendu un décalage en flux proportionnellement à la température, mais ce décalage entre les spectres pourrait être compensé par un changement de rayon. Par contre, on observe que les rapports Y/Ks ou J/Ks augmentent en fonction de la température, là où l'effet sur le rapport H/Ks est moins clair même si il évolue globalement en suivant la même tendance. Le rapport Y/Ks va même jusqu'à s'inverser pour  $T_{\text{eff}} = 1400$  K.

Une dynamique similaire a lieu quand on observe les rapports L'/M'. Le flux en bande M' semble principalement dépendre logarithmiquement de la température.

Pour  $T_{\text{eff}} = 1400$  K le flux intégré en bande H semble peu impacté par la gravité, alors que l'on voit bien que la forme du spectre dans cette bande est très dépendante de ce paramètre, cela vient de la largeur du filtre utilisé. L'utilisation de bandes plus étroites comme H2 ou H3 de SPHERE devrait pouvoir donner des informations sur la gravité qui n'a clairement pas un effet symétrique autour de H. Dans le cas que je présente ici H représente une sorte de point d'inflexion : avant 1,62  $\mu\text{m}$  plus la gravité est faible plus les flux dans les bandes SPHERE sont élevés, et inversement dans la bande Ks. Dans la bande Ks, le décalage entre les flux est relativement faible comparé à ce que l'on trouve dans Y ou H ( $\sim 50\%$ ). En prenant en compte l'effet de bascule entre la partie gauche et droite du spectre, les rapports Y/Ks et J/Ks vont être très dépendants de la gravité.

La photométrie en bande L' ne semble pas fortement affectée par la gravité, de façon similaire à H. Le flux en bande M' est lui logarithmiquement proportionnel à  $\log(g)$ . Les flux en bande M' sont répartis de la même manière qu'en bande Ks mais avec un flux inférieur, le rapport entre H/M' devrait donc être un très bon marqueur de la gravité dans les conditions de nuages étudiées ici.

#### 4.1.4 Photométrie

Chaque spectre synthétique est intégré sur chaque filtre d'IRDIS et une erreur photométrique est ajoutée pour générer des observations simulées pour les tests. J'ai utilisé plusieurs erreurs sur l'amplitude (en magnitude),  $\Delta m = 0,01, 0,05, 0,1, 0,5$  et 1 pour

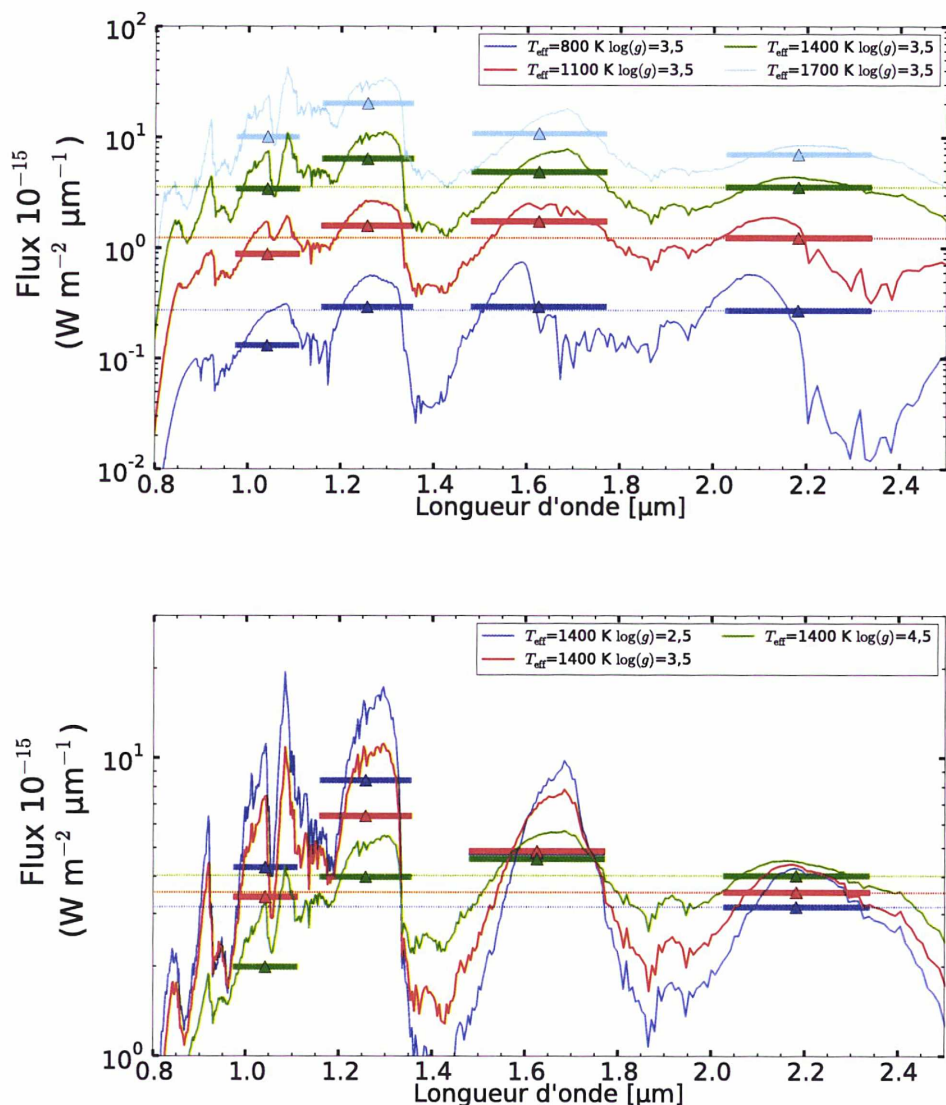


FIGURE 4.2 – En haut : SED à 4 points Y, J, H et Ks SPHERE le niveau correspondant au flux dans la bande Ks est tracé en pointillé pour faciliter la comparaison avec les autres bandes.

simuler des données réparties entre bonnes et très mauvaises qualités. J'ai appliqué la même erreur sur tous les filtres, sans considérer la possibilité d'avoir une qualité variable entre les longueurs d'onde. Comme précédemment, la photométrie ainsi calculée est comparée à des grilles de modèles en utilisant une analyse des moindres carrés (sans contraindre le rayon ou la masse).

Les incertitudes sur les paramètres physiques  $\Delta T_{\text{eff}}$  et  $\Delta \log(g)$  sont déterminées en utilisant le contour de confiance à  $2\text{-}\sigma$ . Les résultats sont présentés dans la figure 4.4. J'observe que  $\Delta T_{\text{eff}}$  diminue quand  $\log(g)$  augmente et à l'inverse  $\Delta \log(g)$  augmente quand  $T_{\text{eff}}$  diminue.

Dans le cas où l'incertitude est de 0.05 mag (figure 4.5), l'incertitude sur la gravité de surface va être mieux contrainte pour une gravité élevée .

Pour une gravité de 4,5 on obtient de très bons résultats pour l'estimation de la température.

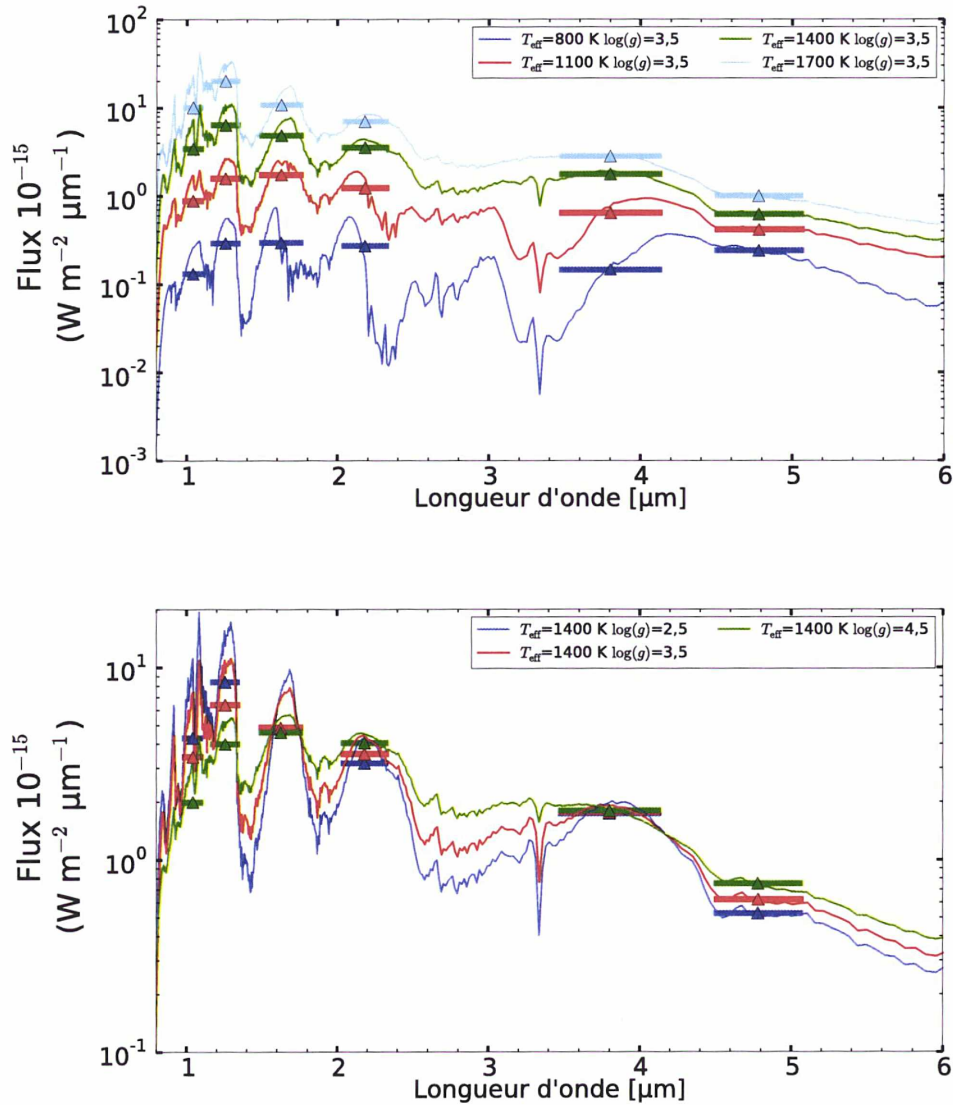


FIGURE 4.3 – SED à 6 points Y, J, H et Ks SPHERE et L' et M' NaCo. Les flux sont calculés pour des planètes à 10 pc de  $1 R_{\text{Jup}}$ , à gauche en variant  $T_{\text{eff}}$  avec  $\log(g[\text{cgs}]) = 3,5$  et à droite pour  $T_{\text{eff}} = 1400 \text{ K}$  en variant  $\log(g)$ . La largeur des barres de couleurs correspond à la largeur des filtres.

Pour une température de 1700 K la gravité semble difficile à contraindre.

À 0,01 mag l'erreur est tellement petite que la plupart des incertitudes dérivées sont égales au pas de grille qui est le minimum accessible. D'un autre côté, à 1 mag, tous les modèles reproduisent les observations, l'incertitude sur les paramètres est alors supérieure à la taille de la grille.

En étudiant l'enveloppe extérieure des nuages de points de la figure 4.4 j'observe par extrapolation linéaire que la température effective et la gravité peuvent être contraintes à 200 K et, respectivement, à 0,5 dex si on part d'une incertitude de 0,2 mag sur les observations.

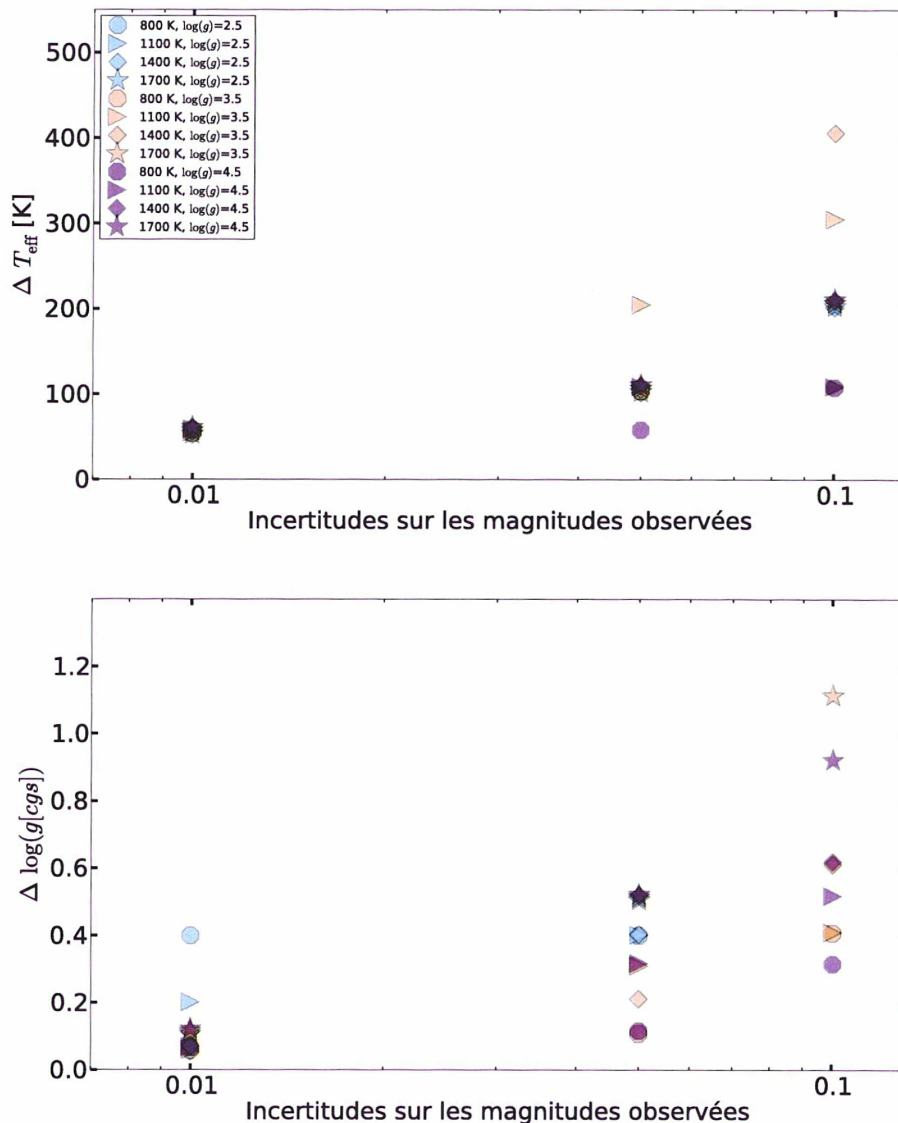


FIGURE 4.4 – Effet des incertitudes correspondant aux données photométriques sur les incertitudes dérivées de  $T_{\text{eff}}$  (haut) and  $\log(g)$  (bas). Les cas avec une erreur à  $2\text{-}\sigma$  supérieure à la taille de la grille ne sont pas gardés.

#### 4.1.5 Spectroscopie

J'ai aussi généré des spectres normalisés (au maximum sur la gamme spectrale étudiée) avec une erreur de 0,01, 0,05, et 0,1 constante sur toutes les longueurs d'onde. Avec la même méthode que dans le paragraphe précédent, ce jeu de spectres (figure 4.6) montre une précision de 200 K pour  $T_{\text{eff}}$  et 0,5 dex pour  $g$ , en considérant une précision sur les observations de 0,1 (correspondant à 10% du pic maximal).

Si on considère des spectres connus à 10% (figure 4.7) on remarque que pour  $\log(g[\text{cgs}]) \leq 3,5$  et  $T_{\text{eff}} \geq 1400$  K les cas reproduisant les observations couvrent une partie importante de la grille ne permettant pas de contraindre les paramètres physiques.

Au contraire, pour tous les cas à 800 K la gravité de surface est plutôt bien contrainte, alors que dans les cas à  $\log(g[\text{cgs}]) = 4,5$  la température et la gravité sont toutes deux plutôt bien contraintes c'est à dire avec un contour à  $2\text{-}\sigma$  ne couvrant qu'une portion très

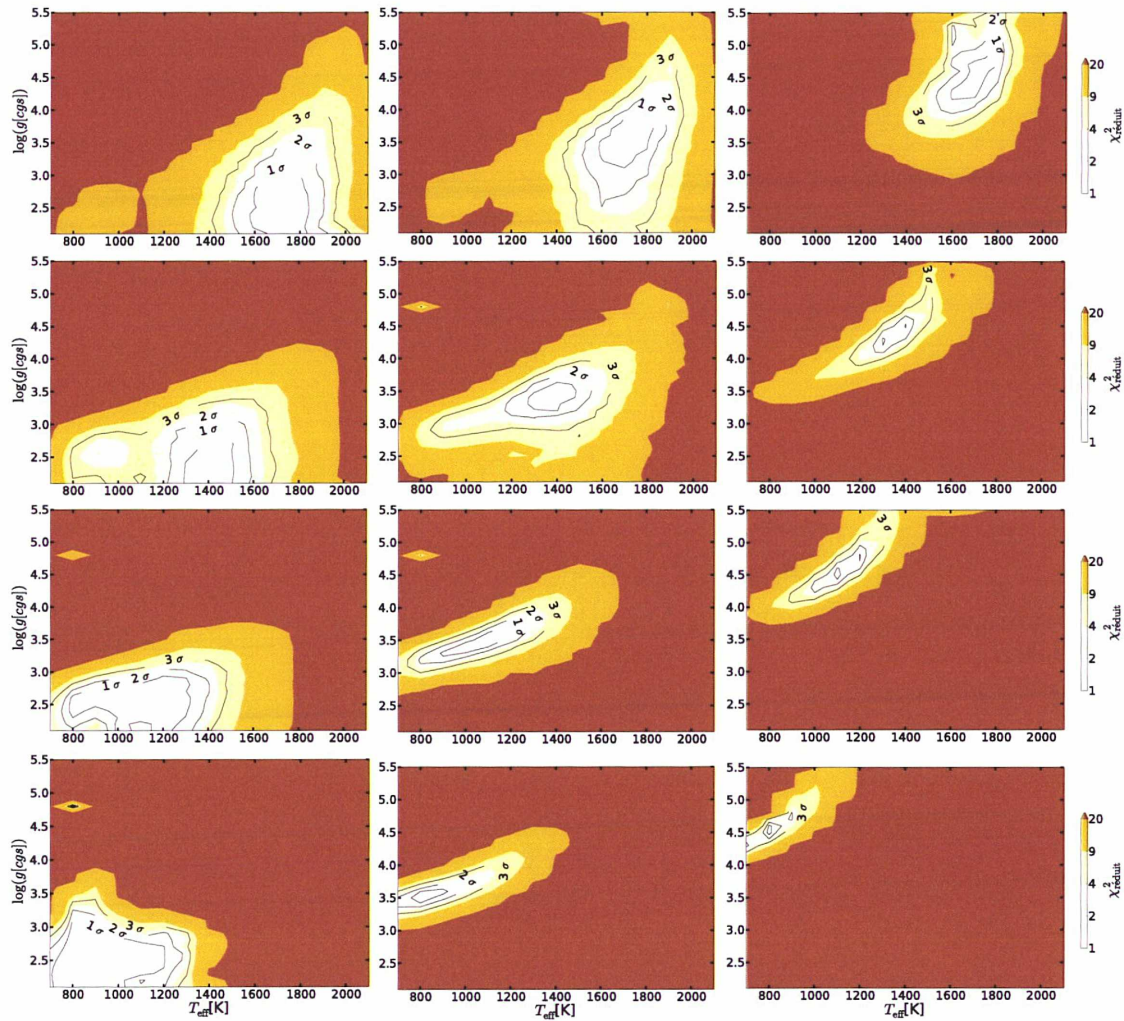


FIGURE 4.5 – Panel de grilles ayant servi à construire les points avec une incertitude  $\Delta m = 0,05$ , de la figure 4.4. De gauche à droite  $\log(g[\text{cgs}]) = 2,5, 3,5, 4,5$  et de haut en bas  $T_{\text{eff}} = 800, 1100, 1400, 1700$  K.

restreinte de la grille.

#### 4.1.6 Nombre d'observations

Le nombre de points photométriques et leur dispersion en longueur d'onde sont aussi des facteurs importants qui vont avoir un impact sur la précision des paramètres physiques que l'on va déduire des observations.

J'ai commencé par considérer la combinaison de deux filtres, dans ces conditions la combinaison de H et Ks est la plus appropriée pour mettre une contrainte sur la température effective (Fig. 4.8 a) alors que la gravité de surface est mieux contrainte avec une gamme spectrale large, comme avec le couple J et Ks (Fig. 4.8 b, comme je l'ai également présenté dans un cas particulier au début de ce chapitre). Nous avons ainsi considéré 3 jeux de données : le premier avec deux filtres SPHERE (H et Ks, ou J et Ks), puis les 4 filtres (Y, J, H, Ks) and enfin les filtres SPHERE complétés dans l'infrarouge moyen par des filtres NaCo (L', M').

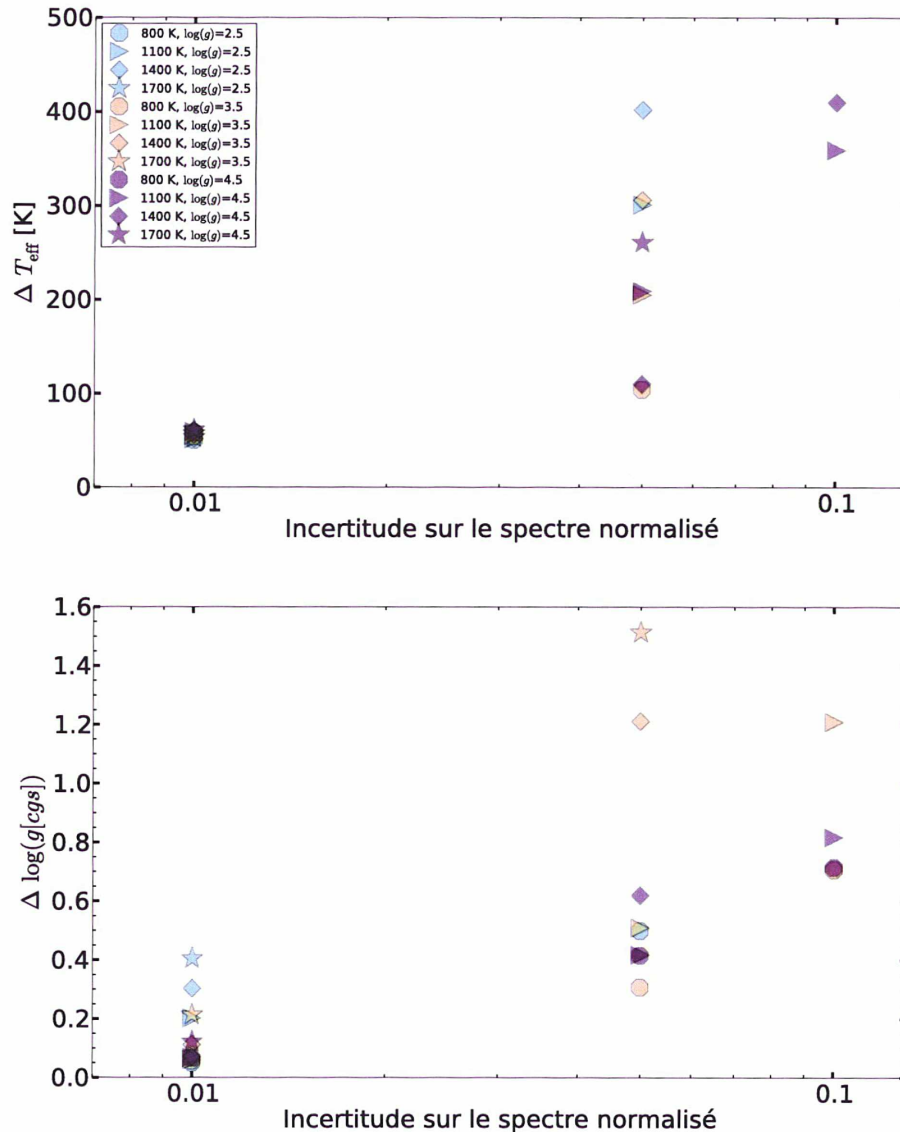


FIGURE 4.6 – Effets des incertitudes des spectres normalisés observés sur les incertitudes dérivées sur  $T_{\text{eff}}$  (haut) et  $\log(g)$  (bas). Les cas pour lesquels l'erreur à  $2\text{-}\sigma$  est supérieure à la taille de la grille ne sont pas présentés.

En complétant les observations SPHERE par de la photométrie NaCo en MIR (figure 4.9) on arrive à contraindre facilement la température effective dans tous les cas. Par contre plus la température sera élevée, plus l'incertitude sur la gravité sera grande avec de grandes difficultés à contraindre ce paramètre au-dessus de 1400 K.

Nous avons dans tous les cas considéré une incertitude sur les observations de 0,1 mag. Dans ces conditions, atteindre les mêmes précisions que précédemment (200 K pour  $T_{\text{eff}}$  et 0.5 dex pour  $g$ ) requiert d'avoir au moins 3 points si on extrapole notre graphique. Il semblerait que les observations des instruments comme SPHERE, travaillant dans le proche infrarouge, puissent être considérablement enrichies par l'utilisation d'observations à plus grande longueur d'onde comme peut les fournir NaCo ou pourra le fournir JWST dans un avenir proche. En effet les filtres en L' et M' permettent souvent d'obtenir des incertitudes sur  $T_{\text{eff}}$  inférieures à 100 K et de diminuer celle sur  $\log(g)$ .

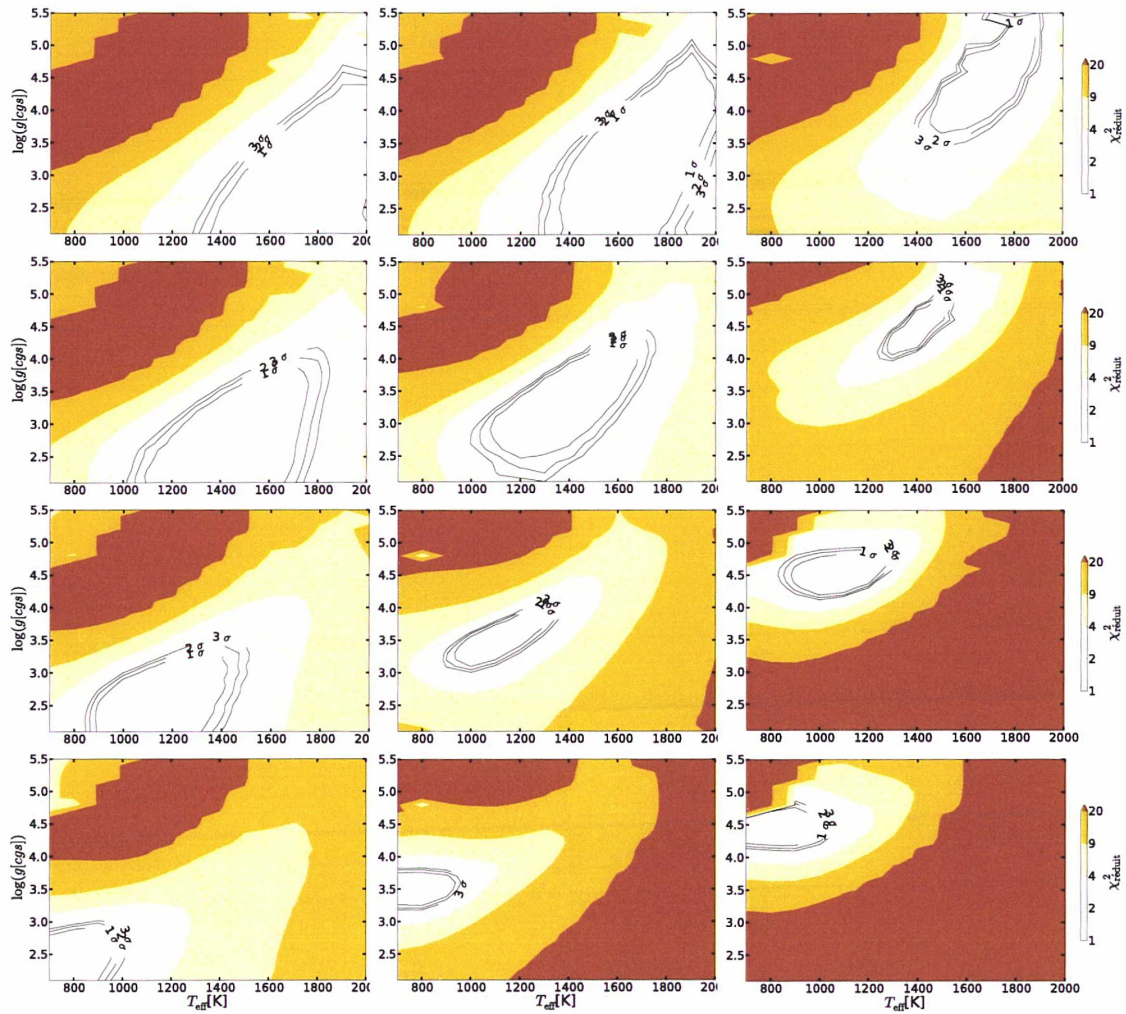


FIGURE 4.7 – Panel de grilles ayant servi à construire les points avec une incertitude à 10% de la figure 4.6. De gauche à droite  $\log(g[\text{cgs}]) = 2,5, 3,5, 4,5$  et de haut en bas  $T_{\text{eff}} = 800, 1100, 1400, 1700$  K.

#### 4.1.7 Synthèse

Les cas combinant  $T_{\text{eff}}$  élevé et gravité faible sont les plus difficiles à contraindre avec ces paramètres de nuages. La  $T_{\text{eff}}$  est plus facile à dériver à forte gravité.

En général, pour atteindre des incertitudes inférieures à 200 K pour  $T_{\text{eff}}$  et 0,5 dex pour  $\log(g)$ , on a besoin d'une précision de 0,2 mag sur un jeu de 4 points photométriques Y, J, H et Ks, ou de 10% sur un spectre normalisé Y-H ou trois points photométriques avec 0,1 mag d'incertitude.

Compléter les observations SPHERE par des observations dans le MIR est important pour caractériser les planètes avec précision.

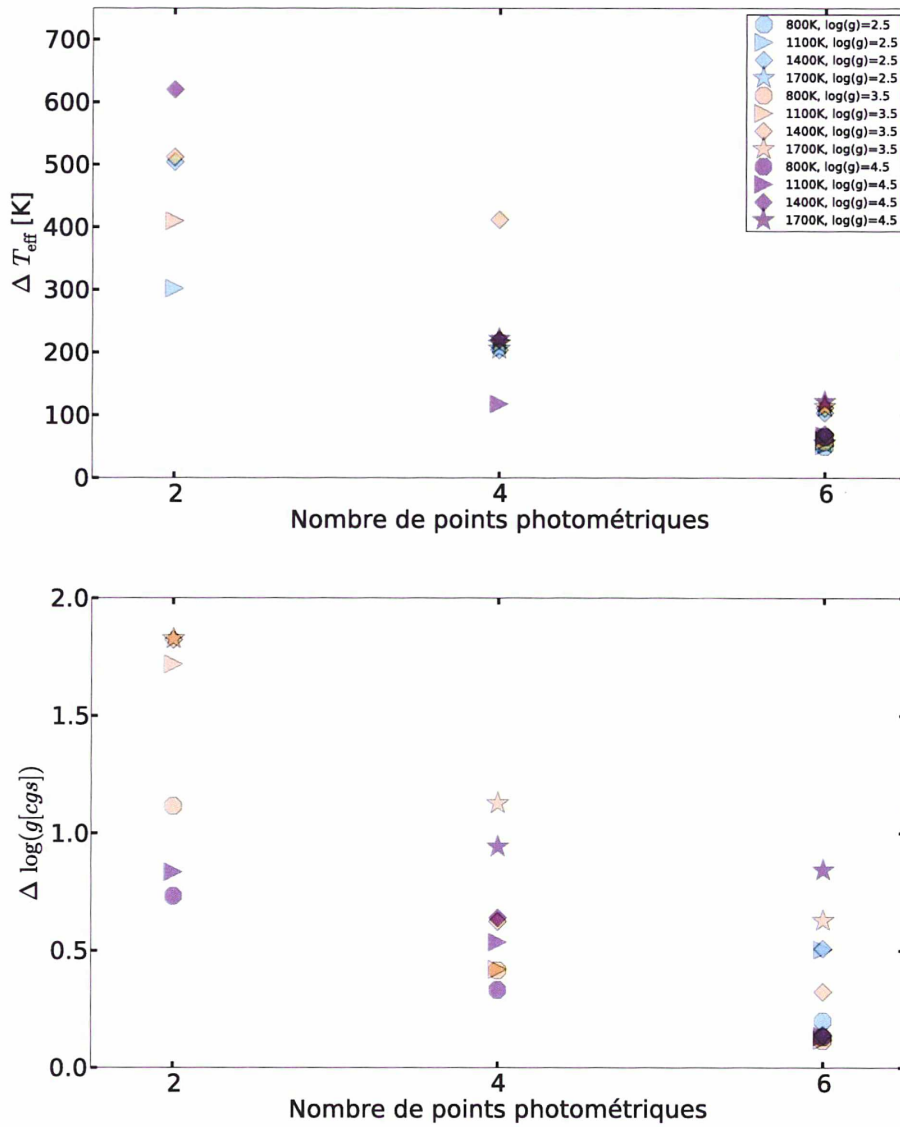


FIGURE 4.8 – Effet du nombre de points photométriques considérés dans la SED sur les incertitudes dérivées sur  $T_{\text{eff}}$  (haut) et  $\log(g)$  (bas). Les cas pour lesquels l'erreur à  $2\text{-}\sigma$  est supérieure à la taille de la grille ne sont pas présentés.



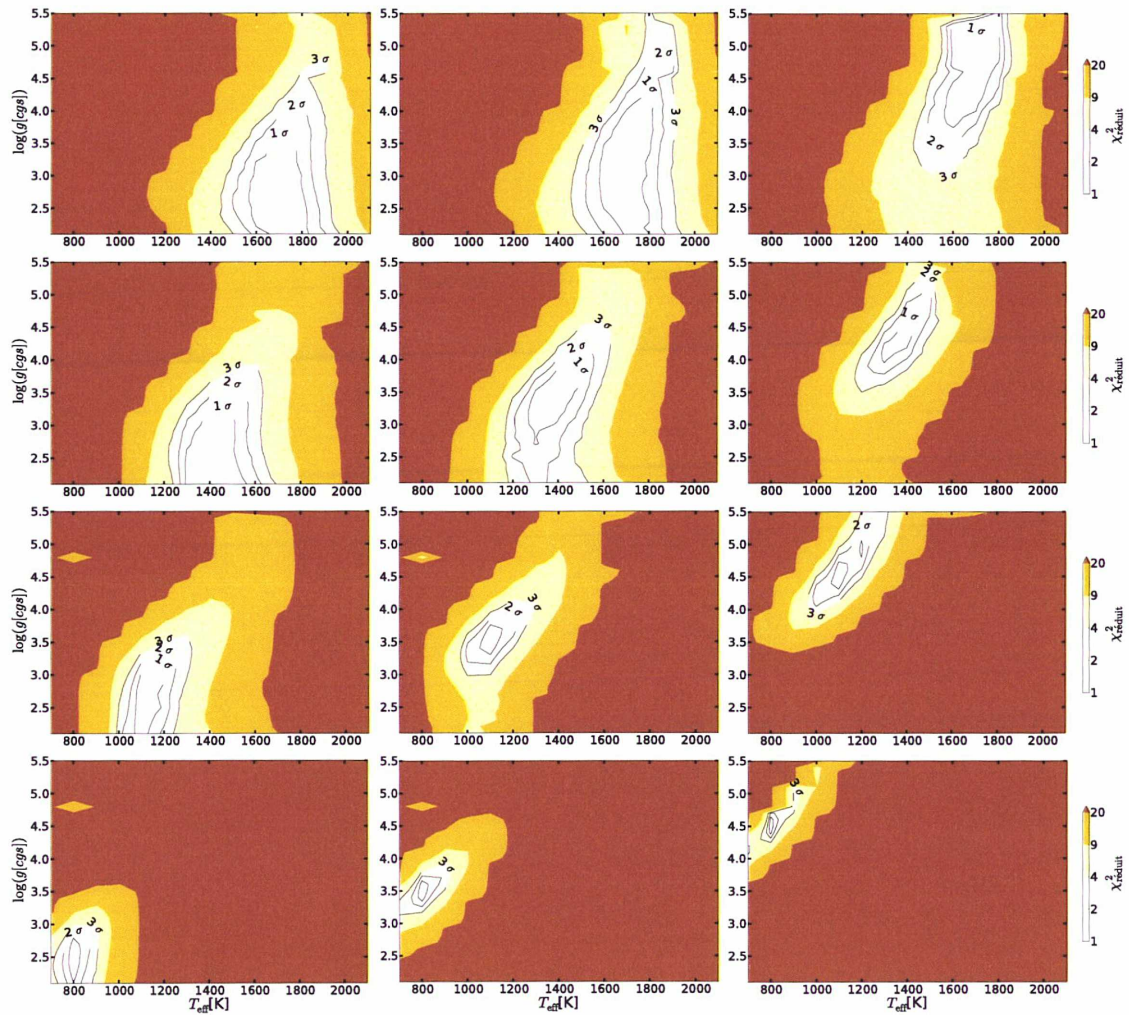


FIGURE 4.9 – Panel de grilles ayant servi à construire les points à partir d’une SED de 6 points photométriques de la figure 4.8. De gauche à droite  $\log(g[\text{cgs}]) = 2,5, 3,5, 4,5$  et de haut en bas  $T_{\text{eff}} = 800, 1100, 1400, 1700$  K.



# **Chapitre 5**

## **Conclusions et perspectives**



## 5.1 Conclusions

### 5.1.1 Le modèle

J'ai développé Exo-REM, un modèle simple, avec peu de paramètres et offrant ainsi une grande flexibilité, pour reproduire les observations photométriques et spectroscopiques obtenues en imagerie directe.

Un modèle peut être généré en quelques minutes pour un jeu donné de paramètres et une grille en une journée sur les serveurs de l'Observatoire. Cela permet de modifier certains paramètres et de pouvoir faire des allers et retours rapides avec la confrontation aux observations. Cette grande souplesse nous a permis de modifier la métallicité et les paramètres de nuage pour reproduire au mieux plusieurs observations de planètes.

Exo-REM permet d'obtenir des paramètres physiques similaires à ceux obtenus avec d'autres modèles que l'on trouve dans la littérature. Cependant son domaine de validité permet souvent de mieux contraindre la gravité.

**Le domaine de validité d'Exo-REM est le suivant :**

- $T_{\text{eff}} = 500\text{-}2000 \text{ K}$ . Cela vient du fait que la grille des coefficients  $k$ -corrélés n'est pas calculé hors de ces bornes et que nous n'avons pas pris en compte les ions et d'autres composés mineurs qui vont avoir un effet important au-delà de 2000 K.
- $\log(g[\text{cgs}]) < 5.5$ . Au-delà de cette limite la plupart des modèles n'arrivent pas à converger.

## 5.1.2 Les planètes étudiées

### HD 95086 *b*

HD 95086 *b* est une planète au flux relativement faible (magnitude 20 en H), pour laquelle nous avons très peu d'observations (H, K<sub>1</sub> et L) dont deux ont été obtenues lors de la mise en service de GPI (donc avec des barres d'erreur importantes).

Dans ces conditions il est difficile d'obtenir des informations précises sur les paramètres de la planète.

Je ne peux pas contraindre la gravité avec Exo-REM. Par contre j'obtiens  $T_{\text{eff}} = 1250 \pm 350$  K ce qui est cohérent avec les résultats obtenus avec d'autres modèles. Le rayon correspondant ( $1,25 \pm 0,75 R_{\text{Jup}}$ ) est aussi en accord avec les prédictions des modèles d'évolution.

### $\beta$ Pictoris *b*

$\beta$  Pictoris *b* est plutôt mon cas d'école. Cette planète permet de comparer trois jeux de données différents soit : la SED et les spectres basse résolution H et K par GPI.

La SED seule donne beaucoup d'information, elle couvre une large gamme de longueur d'onde et nous permet d'obtenir une contrainte forte sur les paramètres physiques de la planète. Ici j'obtiens  $T_{\text{eff}} = 1550 \pm 150$ ,  $\log(g[\text{cgs}]) = 3,5 \pm 1,0$  pour un rayon acceptable dans les modèles d'évolution de  $1,76 \pm 0,24 R_{\text{Jup}}$ . Qui plus est je n'ai obtenu de bonnes correspondances avec les observations qu'avec l'utilisation de nuages et des correspondances à 1- $\sigma$  uniquement avec les cas avec des particules de 30  $\mu\text{m}$ .

Le spectre en J a des incertitudes très larges, trop pour poser de réelles contraintes sur les paramètres.

Le spectre H est beaucoup plus précis même s'il souffre d'une possible pente non corrigée qui rend mes conclusions plus hypothétiques. Seuls les spectres avec  $\tau_{\text{ref}} = 3$  arrivent à reproduire les observations et dans un domaine de paramètres très contraint.

### $\kappa$ Andromedae *B*

Cette planète représente un cas extrême pour Exo-REM, soit une naine brune de température élevée.

Même dans ces conditions je suis arrivé à reproduire les observations dans des conditions similaires aux autres modèles par contre avec une plus faible contrainte que celle obtenue avec d'autres modèles plus adaptés aux naines brunes :  $\kappa$  Andromedae *B* a  $T_{\text{eff}} > 1700$  K,  $\log(g[\text{cgs}]) > 3,5$  (et à 1- $\sigma$   $T_{\text{eff}} > 1800$  K,  $\log(g[\text{cgs}]) > 5,3$ ).

Il faut noter que les observations n'étaient pas aussi bien reproduites avant la mise à jour de la liste de raie du méthane. Le méthane a en effet un effet important sur un spectre à haute température si la gravité est forte.

### HR 8799 *b*

Le système HR 8799 contient une grande diversité de planètes. La plus éloignée, la planète *b* est aussi celle qui est peut-être la moins bien comprise. Un faisceau de preuves tendent à montrer que l'atmosphère de cette planète est hors-équilibre.

Je n'ai pas réussi à reproduire la SED de la planète (certainement à cause de l'équilibre chimique) mais par contre le spectre OSIRIS de moyenne résolution oui. Seuls quelques modèles reproduisent ces observations, j'arrive à la conclusion que cette atmosphère contient des nuages avec une importante épaisseur optique et une atmosphère super-solaire.

J'arrive à la conclusion que HR 8799 b est une planète avec  $T_{\text{eff}} = 1100 \pm 50 \text{ K}$ ,  $\log(g[\text{cgs}]) = 3,6 \pm 0,1$  et  $0,7 R_{\text{Jup}}$ .

### HR 8799 c

La SED de la planète c, qui est un peu plus proche de son étoile, n'est pas reproduite par le modèle. Par contre le spectre GPI l'est, on observe dessus un effet non négligeable de la métallicité pour le reproduire. Mais les incertitudes importantes sur ces observations ne me permettent pas de tirer de fortes conclusions. HR 8799 c est donc une planète  $T_{\text{eff}} \geq 1100$ ,  $\log(g[\text{cgs}]) \leq 5,3$  mais nous n'avons pas d'information sur les nuages, toutes les grilles reproduisant les données.

### HR 8799 d

HR 8799 d qui a été découverte en même temps que b et c est l'une des deux planètes internes du système. C'est la seule planète actuellement à avoir de spectres publiés venant de SPHERE et de GPI.

La SED est mieux reproduite que pour les deux planètes précédentes mais ne donne pas de conclusions seule. Au contraire la combinaison des spectres Y-H SPHERE et K1K2 GPI met une contrainte assez forte sur les caractéristiques de la planète. Contrairement aux deux précédentes, l'effet de la métallicité est assez négligeable ; par contre seuls les modèles avec nuages reproduisent les observations pour  $T_{\text{eff}} = 1300 \pm 100 \text{ K}$ ,  $\log(g[\text{cgs}]) = 4,1 \pm 0,9$  et  $1,1 R_{\text{Jup}}$ .

### HR 8799 e

La planète la plus proche de l'étoile et la dernière découverte est HR 8799 e. Comparée aux planètes du système, elle est plus difficile à observer et sa SED est donc moins complète.

Je suis arrivé à reproduire cette SED qui à cause de ses barres d'erreur couvre un grand domaine de paramètres surtout en gravité. Ici le spectre SPHERE a tellement d'incertitude qu'il ne nous permet pas de contraindre mieux les paramètres.

Je ne peux conclure que sur sa température effective qui est de  $1400 \pm 400 \text{ K}$ .

### GJ 758 B

La naine brune GJ 758 B représente un cas limite du modèle, ces observations ne sont pas reproduites, de grands écarts entre les bandes spectrales étroites sont observés que l'on ne trouve en aucun cas dans les modèles. Les modèles à basse température et haute gravité sont ceux qui donnent le meilleur  $\chi^2$ .

### 5.1.3 SPHERE

J'ai pu explorer les niveaux de contraintes accessibles sur les paramètres de base des planètes tels que la température effective ou la gravité de surface si on utilise Exo-REM et certaines combinaisons de modes d'observations SPHERE.

Les filtres larges bandes Y, J, H, Ks de IRDIS et le mode Y-H de l'IFS sont affectés par les changements de température. Avec les quatre points photométriques et une incertitude de 0,2 mag on peut obtenir une incertitude inférieure à 200 K pour  $T_{\text{eff}}$  et 0,5 dex pour  $\log(g[\text{cgs}])$  quand trois points suffisent pour atteindre la même contrainte si les incertitudes sont de 0,1 mag sur les observations. Ces mêmes incertitudes sur les paramètres physiques peuvent enfin être atteintes avec un spectre IFS seul si l'incertitude sur ce spectre est de 10%.

L'ajout de points photométriques dans l'infrarouge moyen comme les points L' ou M' de NaCo ou les futurs modes d'observation de MIRI du JWST permettent à chaque fois de gagner en précision et d'obtenir des incertitudes inférieures à 100 K sur la température.

Pour la spectroscopie SPHERE, j'ai aussi remarqué que dans le cas de HR 8799 *d* la comparaison des observations spectroscopiques SPHERE et GPI permettait un gain en précision très important sans nécessairement avoir besoin d'une grande précision sur les spectres en eux-mêmes.



## 5.2 Perspectives

### 5.2.1 Modélisation

#### Mises à jour

Je compte maintenir à jour le modèle en intégrant les nouvelles listes de raies, la prise en compte de la liste de raies du méthane d'Exomol étant un des atouts importants d'Exo-REM à l'heure actuelle.

Je vais prendre en compte le nouveau jeu de coefficients d'absorption du continuum induit par collisions H<sub>2</sub>-He de Saumon *et al.* (2012) tout au moins en-dessous de 10.000 cm<sup>-1</sup> car, pour H<sub>2</sub>-H<sub>2</sub>, il ne couvre pas la partie visible du spectre. Je vais également inclure CO<sub>2</sub> dans la chimie et la spectroscopie car il semble jouer un petit rôle dans le spectre vers 4,3 micron (d'après les modèles de Lyon).

Je compte aussi travailler sur la variabilité et la possibilité de prendre en compte une atmosphère partiellement nuageuse, entre autres pour stabiliser le modèle dans certains cas.

#### Évolution

Après les jeunes Jupiters viendra certainement l'observation des jeunes planètes telluriques (Hamano *et al.*, 2015). Dans cette optique, je compte mettre à jour le modèle pour pouvoir étudier ces objets.

Les prochains instruments spatiaux vont soit observer dans l'infrarouge moyen (JWST) soit dans la lumière réfléchiée en visible (WFIRST/AFTA-C). Pour que mon modèle soit utile il faudra donc je puisse descendre en température pour pouvoir étudier des planètes plus évoluées, vieilles, ressemblant à ce que l'on observe dans le système solaire. Pour cela il faudra que je prenne en compte les nuages d'eau ainsi que le chauffage par l'étoile et donc la diffusion dans l'atmosphère des planètes. Le plus long sera certainement de recalculer des coefficients *k*-corrélés pour inclure les faibles températures dans le domaine accessible à Exo-REM.

Je pourrais aussi considérer la chimie hors-équilibre pour CH<sub>4</sub>-CO et NH<sub>3</sub>-N<sub>2</sub> en suivant le formalisme de Zahnle & Marley (2014).

### 5.2.2 Analyse de données

Plusieurs articles sur les données de première lumière de SPHERE ont été soumis récemment utilisant Exo-REM, qui donne des résultats prometteurs notamment sur les planètes du système HR 8799.

Je continuerai à travailler avec le consortium SPHERE pour analyser les données et fournir des modèles adaptés aux objets étudiés, ce qui a déjà permis de mieux comprendre l'atmosphère de certaines planètes.

Je compléterai mon étude de l'instrument SPHERE en appliquant la méthode présentée ici sur les autres modes d'observations et faire de même pour l'instrument GPI.

### 5.2.3 Observatoires spatiaux

Deux missions spatiales sont prévues à courte ou moyenne échéance : le successeur du HST le JWST en 2018 et WFIRST pour le milieu des années 2020.

J'ai déjà débuté une collaboration avec Pierre-Olivier Lagage et Camilla Danielski sur la préparation des observations MIRI, un instrument qui permettra entre autres l'imagerie directe des exoplanètes dans l'infrarouge moyen. Le but est d'identifier quelles sont les planètes détectables et caractérisables et à quel niveau de précision.

En combinant ces observations et celles de SPHERE et GPI nous pourrions couvrir une SED entre 0,6 et 15  $\mu\text{m}$  ce qui nous permettra d'obtenir de bien meilleures contraintes sur les paramètres physiques des planètes.

MIRI aura la possibilité de détecter des planètes froides, éloignées de leur étoile, jusqu'à des planètes de la taille de Neptune.

Dans cette gamme de longueur d'onde, l'ammoniac et le méthane, ainsi que les silicates ont un effet important sur les spectres et certains filtres de l'instrument ont été conçus pour exploiter ces effets.

De son côté WFIRST/AFTA-C est une proposition d'instrument dans le visible pour observer la lumière réfléchiée par des planètes dans un système analogue au système solaire.

Comme annoncé précédemment c'est en partie dans cette optique que je souhaite adapter mon modèle dans cette direction.

# Bibliographie

- Ackerman, A. S., & Marley, M. S. 2001. Precipitating Condensation Clouds in Substellar Atmospheres. *ApJ*, **556**(Aug.), 872–884.
- Aime, C., Soummer, R., & Ferrari, A. 2001. Interferometric apodization of rectangular apertures. Application to stellar coronagraphy. *A&A*, **379**(Nov.), 697–707.
- Albert, S., Bauerecker, S., Boudon, V., Brown, L. R., Champion, J.-P., Loëte, M., Nikitin, A., & Quack, M. 2009. Global analysis of the high resolution infrared spectrum of methane  $^{12}\text{CH}_4$  in the region from 0 to  $4800\text{ cm}^{-1}$ . *Chemical Physics*, **356**(Feb.), 131–146.
- Allard, F., Hauschildt, P. H., & Schwenke, D. 2000. TIO and  $\text{H}_2\text{O}$  Absorption Lines in Cool Stellar Atmospheres. *ApJ*, **540**(Sept.), 1005–1015.
- Allard, F., Hauschildt, P. H., Alexander, D. R., Tamanai, A., & Schweitzer, A. 2001. The Limiting Effects of Dust in Brown Dwarf Model Atmospheres. *ApJ*, **556**(July), 357–372.
- Allard, F., Guillot, T., Ludwig, H.-G., Hauschildt, P. H., Schweitzer, A., Alexander, D. R., & Ferguson, J. W. 2003 (June). Model Atmospheres and Spectra : The Role of Dust. *Page 325 of :* Martín, E. (ed), *Brown Dwarfs*. IAU Symposium, vol. 211.
- Allard, F., Allard, N. F., Homeier, D., Kielkopf, J., McCaughrean, M. J., & Spiegelman, F. 2007. K- $\text{H}_2$  quasi-molecular absorption detected in the T-dwarf  $\epsilon$  Indi Ba. *A&A*, **474**(Nov.), L21–L24.
- Allard, N. F., Kielkopf, J. F., Spiegelman, F., Tinetti, G., & Beaulieu, J. P. 2012. Theoretical and laboratory spectra of sodium perturbed by molecular hydrogen. *A&A*, **543**(July), A159.
- Baines, E. K., White, R. J., Huber, D., Jones, J., Boyajian, T., McAlister, H. A., ten Brummelaar, T. A., Turner, N. H., Sturmann, J., Sturmann, L., Goldfinger, P. J., Farrington, C. D., Riedel, A. R., Ireland, M., von Braun, K., & Ridgway, S. T. 2012. The CHARA Array Angular Diameter of HR 8799 Favors Planetary Masses for its Imaged Companions. *ApJ*, **761**(Dec.), 57.
- Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., & Hauschildt, P. 2003 (June). Evolutionary models for low mass stars and brown dwarfs at young ages. *Page 41 of :* Martín, E. (ed), *Brown Dwarfs*. IAU Symposium, vol. 211.
- Barber, R. J., Tennyson, J., Harris, G. J., & Tolchenov, R. N. 2006. A high-accuracy computed water line list. *MNRAS*, **368**(May), 1087–1094.
- Barge, P., Baglin, A., Auvergne, M., Rauer, H., Léger, A., Schneider, J., Pont, F., Aigrain, S., Almenara, J.-M., Alonso, R., Barbieri, M., Bordé, P., Bouchy, F., Deeg, H. J., La Reza, D., Deleuil, M., Dvorak, R., Erikson, A., Fridlund, M., Gillon, M., Gondoin, P., Guillot, T., Hatzes, A., Hebrard, G., Jorda, L., Kabath, P., Lammer, H., Llebaria, A., Loeillet, B., Magain, P., Mazeh, T., Moutou, C., Ollivier, M., Pätzold, M., Queloz, D., Rouan, D., Shporer, A., & Wuchterl, G. 2008. Transiting exoplanets from the CoRoT space mission.

- I. CoRoT-Exo-1b : a low-density short-period planet around a G0V star. *A&A*, **482**(May), L17–L20.
- Barman, T. S., Macintosh, B., Konopacky, Q. M., & Marois, C. 2011. Clouds and Chemistry in the Atmosphere of Extrasolar Planet HR8799b. *ApJ*, **733**(May), 65.
- Barman, T. S., Konopacky, Q. M., Macintosh, B., & Marois, C. 2015. Simultaneous Detection of Water, Methane, and Carbon Monoxide in the Atmosphere of Exoplanet HR8799b. *ApJ*, **804**(May), 61.
- Baudino, J.-L., Bézard, B., Boccaletti, A., Lagrange, A., & Bonnefoy, M. 2013 (Oct.). A radiative-convective equilibrium model for young giant exoplanets : Application to beta Pictoris b. *Page 209.09 of : BAAS*, vol. 45.
- Baudino, J.-L., Bézard, B., Boccaletti, A., Bonnefoy, M., & Lagrange, A.-M. 2014a (Jan.). A radiative-convective equilibrium model for young giant exoplanets : Application to  $\beta$  Pictoris b. *Page 277 of : Booth, M., Matthews, B. C., & Graham, J. R. (eds), Exploring the Formation and Evolution of Planetary Systems. Proc. of the IAU, IAUS*, vol. 299.
- Baudino, J.-L., Bézard, B., Boccaletti, A., Lagrange, A.-M., Bonnefoy, M., & Galicher, R. 2014b (Dec.). A radiative-convective equilibrium model for young giant exoplanets : Application to GPI commissioning data. *Page 53 of : Ballet, J., Martins, F., Bournaud, F., Monier, R., & Reylé, C. (eds), SF2A Proceedings*.
- Baudino, J.-L., Bézard, B., Boccaletti, A., Bonnefoy, M., Lagrange, A.-M., & Galicher, R. 2015. Interpreting the photometry and spectroscopy of directly imaged planets : a new atmospheric model applied to beta Pictoris b and SPHERE observations. *A&A*, **582**, A83.
- Baudoz, Pierre. 1999. *Coronographie stellaire : Le coronographe interférentiel achromatique*. Ph.D. thesis.
- Bergfors, C., Brandner, W., Janson, M., Köhler, R., & Henning, T. 2011. VLT/NACO astrometry of the HR 8799 planetary system. L'-band observations of the three outer planets. *A&A*, **528**(Apr.), A134.
- Beuzit, J.-L., Feldt, M., Dohlen, K., Mouillet, D., Puget, P., Wildi, F., Abe, L., Antichi, J., Baruffolo, A., Baudoz, P., Boccaletti, A., Carbillet, M., Charton, J., Claudi, R., Downing, M., Fabron, C., Feautrier, P., Fedrigo, E., Fusco, T., Gach, J.-L., Gratton, R., Henning, T., Hubin, N., Joos, F., Kasper, M., Langlois, M., Lenzen, R., Moutou, C., Pavlov, A., Petit, C., Pragt, J., Rabou, P., Rigal, F., Roelfsema, R., Rousset, G., Saisse, M., Schmid, H.-M., Stadler, E., Thalmann, C., Turatto, M., Udry, S., Vakili, F., & Waters, R. 2008 (July). SPHERE : a 'Planet Finder' instrument for the VLT. *Page 18 of : Proc. SPIE*, vol. 7014.
- Bevington, P. R., & Robinson, D. K. 2003. *Data reduction and error analysis for the physical sciences*. McGraw-Hill.
- Billler, B. A., Liu, M. C., Wahhaj, Z., Nielsen, E. L., Hayward, T. L., Chun, M. R., Close, L. M., Ftaclos, C., Males, J. R., Hartung, M., Reid, I. N., Shkolnik, E., Skemer, A. J., Tecza, M., Thatte, N. A., Clarke, F., & Toomey, D. 2014 (Aug.). Results from the Gemini NICI Planet-Finding Campaign. *Page 1 of : Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, vol. 9148.
- Binks, A. S., & Jeffries, R. D. 2014. A lithium depletion boundary age of 21 Myr for the Beta Pictoris moving group. *MNRAS*, **438**(Feb.), L11–L15.
- Boccaletti, A., Baudoz, P., Baudrand, J., Reess, J. M., & Rouan, D. 2005. Imaging exoplanets with the coronagraph of JWST/MIRI. *Advances in Space Research*, **36**, 1099–1106.

- Boccaletti, A., Lagrange, A.-M., Bonnefoy, M., Galicher, R., & Chauvin, G. 2013. Independent confirmation of  $\beta$  Pictoris b imaging with NICI. *A&A*, **551**(Mar.), L14.
- Bond, I. A., Udalski, A., Jaroszyński, M., Rattenbury, N. J., Paczyński, B., Soszyński, I., Wyrzykowski, L., Szymański, M. K., Kubiak, M., Szewczyk, O., Żebruń, K., Pietrzyński, G., Abe, F., Bennett, D. P., Eguchi, S., Furuta, Y., Hearnshaw, J. B., Kamiya, K., Kilmartin, P. M., Kurata, Y., Masuda, K., Matsubara, Y., Muraki, Y., Noda, S., Okajima, K., Sako, T., Sekiguchi, T., Sullivan, D. J., Sumi, T., Tristram, P. J., Yanagisawa, T., Yock, P. C. M., & OGLE Collaboration. 2004. OGLE 2003-BLG-235/MOA 2003-BLG-53 : A Planetary Microlensing Event. *ApJl*, **606**(May), L155–L158.
- Bonnefoy, M., Lagrange, A.-M., Boccaletti, A., Chauvin, G., Apai, D., Allard, F., Ehrenreich, D., Girard, J. H. V., Mouillet, D., Rouan, D., Gratadour, D., & Kasper, M. 2011. High angular resolution detection of  $\beta$  Pictoris b at 2.18  $\mu\text{m}$ . *A&A*, **528**(Apr.), L15.
- Bonnefoy, M., Boccaletti, A., Lagrange, A.-M., Allard, F., Mordasini, C., Beust, H., Chauvin, G., Girard, J. H. V., Homeier, D., Apai, D., Lacour, S., & Rouan, D. 2013. The near-infrared spectral energy distribution of  $\beta$  Pictoris b. *A&A*, **555**(July), A107.
- Bonnefoy, M., Currie, T., Marleau, G.-D., Schlieder, J. E., Wisniewski, J., Carson, J., Covey, K. R., Henning, T., Biller, B., Hinz, P., Klahr, H., Marsh Boyer, A. N., Zimmerman, N., Janson, M., McElwain, M., Mordasini, C., Skemer, A., Bailey, V., Defrère, D., Thalmann, C., Skrutskie, M., Allard, F., Homeier, D., Tamura, M., Feldt, M., Cumming, A., Grady, C., Brandner, W., Helling, C., Witte, S., Hauschildt, P., Kandori, R., Kuzuhara, M., Fukagawa, M., Kwon, J., Kudo, T., Hashimoto, J., Kusakabe, N., Abe, L., Brandt, T., Egner, S., Guyon, O., Hayano, Y., Hayashi, M., Hayashi, S., Hodapp, K., Ishii, M., Iye, M., Knapp, G., Matsuo, T., Mede, K., Miyama, M., Morino, J.-I., Moro-Martin, A., Nishimura, T., Pyo, T., Serabyn, E., Suenaga, T., Suto, H., Suzuki, R., Takahashi, Takami, M., Takato, N., Terada, H., Tomono, D., Turner, E., Watanabe, M., Yamada, T., Takami, H., & Usuda, T. 2014a. Characterization of the gaseous companion  $\kappa$  Andromedae b. New Keck and LBTI high-contrast observations. *A&A*, **562**(Feb.), A111.
- Bonnefoy, M., Marleau, G.-D., Galicher, R., Beust, H., Lagrange, A.-M., Baudino, J.-L., Chauvin, G., Borgniet, S., Meunier, N., Rameau, J., Boccaletti, A., Cumming, A., Helling, C., Homeier, D., Allard, F., & Delorme, P. 2014b. Physical and orbital properties of  $\beta$  Pictoris b. *A&A*, **567**(July), L9.
- Borucki, W. J., Koch, D., Basri, G., Batalha, N., Brown, T., Caldwell, D., Caldwell, J., Christensen-Dalsgaard, J., Cochran, W. D., DeVore, E., Dunham, E. W., Dupree, A. K., Gautier, T. N., Geary, J. C., Gilliland, R., Gould, A., Howell, S. B., Jenkins, J. M., Kondo, Y., Latham, D. W., Marcy, G. W., Meibom, S., Kjeldsen, H., Lissauer, J. J., Monet, D. G., Morrison, D., Sasselov, D., Tarter, J., Boss, A., Brownlee, D., Owen, T., Buzasi, D., Charbonneau, D., Doyle, L., Fortney, J., Ford, E. B., Holman, M. J., Seager, S., Steffen, J. H., Welsh, W. F., Rowe, J., Anderson, H., Buchhave, L., Ciardi, D., Walkowicz, L., Sherry, W., Horch, E., Isaacson, H., Everett, M. E., Fischer, D., Torres, G., Johnson, J. A., Endl, M., MacQueen, P., Bryson, S. T., Dotson, J., Haas, M., Kolodziejczak, J., Van Cleve, J., Chandrasekaran, H., Twicken, J. D., Quintana, E. V., Clarke, B. D., Allen, C., Li, J., Wu, H., Tenenbaum, P., Verner, E., Bruhweiler, F., Barnes, J., & Prsa, A. 2010. Kepler Planet-Detection Mission : Introduction and First Results. *Science*, **327**(Feb.), 977–.
- Borysow, U.G., Jorgensen, A., & Fu, Y. 2001. High-temperature (1000-7000 K) collision-induced absorption of  $\text{H}_2$  pairs computed from the first principles, with application to cool and dense stellar atmospheres. *J. Quant. Spec. Radiat. Transf.*, **68**(Feb.), 235–255.
- Borysow, A. 2002. Collision-induced absorption coefficients of  $\text{H}_2$  pairs at temperatures from 60 K to 1000 K. *A&A*, **390**(Aug.), 779–782.

- Borysow, A., & Frommhold, L. 1989. Collision-induced infrared spectra of H<sub>2</sub>-He pairs at temperatures from 18 to 7000 K. II - Overtone and hot bands. *ApJ*, **341**(June), 549–555.
- Borysow, A., Frommhold, L., & Moraldi, M. 1989. Collision-induced infrared spectra of H<sub>2</sub>-He pairs involving 0-1 vibrational transitions and temperatures from 18 to 7000 K. *ApJ*, **336**(Jan.), 495–503.
- Borysow, J., Frommhold, L., & Birnbaum, G. 1988. Collision-induced rototranslational absorption spectra of H<sub>2</sub>-He pairs at temperatures from 40 to 3000 K. *ApJ*, **326**(Mar.), 509–515.
- Boss, A. P. 2001. Formation of Planetary-Mass Objects by Protostellar Collapse and Fragmentation. *ApJ*, **551**(Apr.), L167–L170.
- Boudon, V., Rey, M., & Loëte, M. 2006. The vibrational levels of methane obtained from analyses of high-resolution spectra. *J. Quant. Spec. Radiat. Transf.*, **98**(Apr.), 394–404.
- Bowler, B. P., Liu, M. C., Dupuy, T. J., & Cushing, M. C. 2010. Near-infrared Spectroscopy of the Extrasolar Planet HR 8799 b. *ApJ*, **723**(Nov.), 850–868.
- Burrows, A., & Sharp, C. M. 1999. Chemical Equilibrium Abundances in Brown Dwarf and Extrasolar Giant Planet Atmospheres. *ApJ*, **512**(Feb.), 843–863.
- Burrows, A., & Volobuyev, M. 2003. Calculations of the Far-Wing Line Profiles of Sodium and Potassium in the Atmospheres of Substellar-Mass Objects. *ApJ*, **583**(Feb.), 985–995.
- Burrows, A., Marley, M. S., & Sharp, C. M. 2000. The Near-Infrared and Optical Spectra of Methane Dwarfs and Brown Dwarfs. *ApJ*, **531**(Mar.), 438–446.
- Burrows, A., Sudarsky, D., & Hubeny, I. 2006. L and T Dwarf Models and the L to T Transition. *ApJ*, **640**(Apr.), 1063–1077.
- Caffau, E., Ludwig, H.-G., Steffen, M., Freytag, B., & Bonifacio, P. 2011. Solar Chemical Abundances Determined with a CO5BOLD 3D Model Atmosphere. *Sol. Phys.*, **268**(Feb.), 255–269.
- Campargue, A., Wang, L., Mondelain, D., Kassi, S., Bézard, B., Lellouch, E., Coustenis, A., Bergh, C. d., Hirtzig, M., & Drossart, P. 2012. An empirical line list for methane in the 1.26-1.71  $\mu\text{m}$  region for planetary investigations (T = 80-300 K). Application to Titan. *Icarus*, **219**(May), 110–128.
- Carson, J., Thalmann, C., Janson, M., Kozakis, T., Bonnefoy, M., Biller, B., Schlieder, J., Currie, T., McElwain, M., Goto, M., Henning, T., Brandner, W., Feldt, M., Kandori, R., Kuzuhara, M., Stevens, L., Wong, P., Gainey, K., Fukagawa, M., Kuwada, Y., Brandt, T., Kwon, J., Abe, L., Egner, S., Grady, C., Guyon, O., Hashimoto, J., Hayano, Y., Hayashi, M., Hayashi, S., Hodapp, K., Ishii, M., Iye, M., Knapp, G., Kudo, T., Kusakabe, N., Matsuo, T., Miyama, S., Morino, J., Moro-Martin, A., Nishimura, T., Pyo, T., Serabyn, E., Suto, H., Suzuki, R., Takami, M., Takato, N., Terada, H., Tomono, D., Turner, E., Watanabe, M., Wisniewski, J., Yamada, T., Takami, H., Usuda, T., & Tamura, M. 2013. Direct Imaging Discovery of a "Super-Jupiter" around the Late B-type Star  $\kappa$  And. *ApJ*, **763**(Feb.), L32.
- Cassan, A., Kubas, D., Beaulieu, J.-P., Dominik, M., Horne, K., Greenhill, J., Wambsganss, J., Menzies, J., Williams, A., Jørgensen, U. G., Udalski, A., Bennett, D. P., Albrow, M. D., Batista, V., Brilliant, S., Caldwell, J. A. R., Cole, A., Coutures, C., Cook, K. H., Dieters, S., Prester, D. D., Donatowicz, J., Fouqué, P., Hill, K., Kains, N., Kane, S., Marquette, J.-B., Martin, R., Pollard, K. R., Sahu, K. C., Vinter, C., Warren, D., Watson, B., Zub, M., Sumi,

- T., Szymański, M. K., Kubiak, M., Poleski, R., Soszynski, I., Ulaczyk, K., Pietrzyński, G., & Wyrzykowski, Ł. 2012. One or more bound planets per Milky Way star from microlensing observations. *Nature*, **481**(Jan.), 167–169.
- Chabrier, G., Baraffe, I., Allard, F., & Hauschildt, P. 2000. Evolutionary Models for Very Low-Mass Stars and Brown Dwarfs with Dusty Atmospheres. *ApJ*, **542**(Oct.), 464–472.
- Chase, Jr., M. W. 1998. *NIST-JANAF Thermochemical Tables, Fourth Edition, Monograph No. 9*.
- Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Dumas, C., Zuckerman, B., Mouillet, D., Song, I., Beuzit, J.-L., & Lowrance, P. 2004. A giant planet candidate near a young brown dwarf. Direct VLT/NACO observations using IR wavefront sensing. *A&A*, **425**(Oct.), L29–L32.
- Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Beust, H., Bonnefoy, M., Boccaletti, A., Apai, D., Allard, F., Ehrenreich, D., Girard, J. H. V., Mouillet, D., & Rouan, D. 2012. Orbital characterization of the  $\beta$  Pictoris b giant planet. *A&A*, **542**(June), A41.
- Chen, C. H., Sargent, B. A., Bohac, C., Kim, K. H., Leibensperger, E., Jura, M., Najita, J., Forrest, W. J., Watson, D. M., Sloan, G. C., & Keller, L. D. 2006. Spitzer IRS Spectroscopy of IRAS-discovered Debris Disks. *ApJS*, **166**(Sept.), 351–377.
- Chilcote, J., Barman, T., Fitzgerald, M. P., Graham, J. R., Larkin, J. E., Macintosh, B., Bauman, B., Burrows, A. S., Cardwell, A., De Rosa, R. J., Dillon, D., Doyon, R., Dunn, J., Erikson, D., Gavel, D., Goodsell, S. J., Hartung, M., Hibon, P., Ingraham, P., Kalas, P., Konopacky, Q., Maire, J., Marchis, F., Marley, M. S., Marois, C., Millar-Blanchaer, M., Morzinski, K., Norton, A., Oppenheimer, R., Palmer, D., Patience, J., Perrin, M., Poyneer, L., Pueyo, L., Rantakyro, F. T., Sadakuni, N., Saddlemyer, L., Savransky, D., Serio, A., Sivaramakrishnan, A., Song, I., Soummer, R., Thomas, S., Wallace, J. K., Wiktorowicz, S., & Wolff, S. 2015. The First H-band Spectrum of the Giant Planet  $\beta$  Pictoris b. *ApJ*, **798**(Jan.), L3.
- Claudi, R. U., Turatto, M., Gratton, R. G., Antichi, J., Bonavita, M., Bruno, P., Cascone, E., De Caprio, V., Desidera, S., Giro, E., Mesa, D., Scuderi, S., Dohlen, K., Beuzit, J. L., & Puget, P. 2008 (July). SPHERE IFS : the spectro differential imager of the VLT for exoplanets search. *Page 3 of : Proc. SPIE*, vol. 7014.
- Conrath, B. J., Gierasch, P. J., & Ustinov, E. A. 1998. Thermal Structure and Para Hydrogen Fraction on the Outer Planets from Voyager IRIS Measurements. *Icarus*, **135**(Oct.), 501–517.
- Contro, B., Wittenmyer, R. A., Horner, J., & Marshall, J. P. 2015. Towards a dynamics-based estimate of the extent of HR 8799's unresolved warm debris belt. *ArXiv e-prints*, May.
- Crawford, D. L. 1960. Early-Type Stars Used as Standards in Photoelectric  $H\beta$  Photometry. *ApJ*, **132**(July), 66.
- Currie, T., Bailey, V., Fabrycky, D., Murray-Clay, R., Rodigas, T., & Hinz, P. 2010. High-contrast 3.8  $\mu\text{m}$  Imaging of the Brown Dwarf/Planet-mass Companion to GJ 758. *ApJ*, **721**(Oct.), L177–L181.
- Currie, T., Fukagawa, M., Thalmann, C., Matsumura, S., & Plavchan, P. 2012. Direct Detection and Orbital Analysis of the Exoplanets HR 8799 bcd from Archival 2005 Keck/NIRC2 Data. *ApJ*, **755**(Aug.), L34.

- Currie, T., Burrows, A., Madhusudhan, N., Fukagawa, M., Girard, J. H., Dawson, R., Murray-Clay, R., Kenyon, S., Kuchner, M., Matsumura, S., Jayawardhana, R., Chambers, J., & Bromley, B. 2013. A Combined Very Large Telescope and Gemini Study of the Atmosphere of the Directly Imaged Planet,  $\beta$  Pictoris b. *ApJ*, **776**(Oct.), 15.
- Currie, T., Burrows, A., Girard, J. H., Cloutier, R., Fukagawa, M., Sorahana, S., Kuchner, M., Kenyon, S. J., Madhusudhan, N., Itoh, Y., Jayawardhana, R., Matsumura, S., & Pyo, T.-S. 2014. Deep Thermal Infrared Imaging of HR 8799 bcde : New Atmospheric Constraints and Limits on a Fifth Planet. *ApJ*, **795**(Nov.), 133.
- Daumont, L., Nikitin, A. V., Thomas, X., Régalia, L., Von der Heyden, P., Tyuterev, V. G., Rey, M., Boudon, V., Wenger, C., Loëte, M., & Brown, L. R. 2013. New assignments in the  $2\ \mu\text{m}$  transparency window of the  $^{12}\text{CH}_4$  Octad band system. *J. Quant. Spec. Radiat. Transf.*, **116**(Feb.), 101–109.
- Davies, R., & Genzel, R. 2010. MICADO : The Multi-adaptive Optics Imaging Camera for Deep Observations. *The Messenger*, **140**(June), 32–33.
- Davies, R., Ageorges, N., Barl, L., Bedin, L. R., Bender, R., Bernardi, P., Chapron, F., Clenet, Y., Deep, A., Deul, E., Drost, M., Eisenhauer, F., Falomo, R., Fiorentino, G., Förster Schreiber, N. M., Gendron, E., Genzel, R., Gratadour, D., Greggio, L., Grupp, F., Held, E., Herbst, T., Hess, H.-J., Hubert, Z., Jahnke, K., Kuijken, K., Lutz, D., Magrin, D., Muschiello, B., Navarro, R., Noyola, E., Paumard, T., Piotto, G., Ragazzoni, R., Renzini, A., Rousset, G., Rix, H.-W., Saglia, R., Tacconi, L., Thiel, M., Tolstoy, E., Trippe, S., Tromp, N., Valentijn, E. A., Verdoes Kleijn, G., & Wegner, M. 2010 (July). MICADO : the E-ELT adaptive optics imaging camera. *Page 2 of : Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 7735.
- Dohlen, K., Langlois, M., Saisse, M., Hill, L., Origne, A., Jacquet, M., Fabron, C., Blanc, J.-C., Llored, M., Carle, M., Moutou, C., Vigan, A., Boccaletti, A., Carbillet, M., Mouillet, D., & Beuzit, J.-L. 2008 (July). The infra-red dual imaging and spectrograph for SPHERE : design and performance. *Page 3 of : Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 7014.
- Esposito, S., Mesa, D., Skemer, A., Arcidiacono, C., Claudi, R. U., Desidera, S., Gratton, R., Mannucci, F., Marzari, F., Masciadri, E., Close, L., Hinz, P., Kulesa, C., McCarthy, D., Males, J., Agapito, G., Argomedo, J., Boutsia, K., Briguglio, R., Brusa, G., Busoni, L., Cresci, G., Fini, L., Fontana, A., Guerra, J. C., Hill, J. M., Miller, D., Paris, D., Pinna, E., Puglisi, A., Quiros-Pacheco, F., Riccardi, A., Stefanini, P., Testa, V., Komper, M., & Woodward, C. 2013. LBT observations of the HR 8799 planetary system. First detection of HR 8799e in H band. *A&A*, **549**(Jan.), A52.
- Fegley, Jr., B., & Lodders, K. 1994. Chemical models of the deep atmospheres of Jupiter and Saturn. *Icarus*, **110**(July), 117–154.
- Fukagawa, Misato, Itoh, Yoichi, Tamura, Motohide, Oasa, Yumiko, Hayashi, Saeko S., Fujita, Yutaka, Shibai, Hiroshi, & Hayashi, Masahiko. 2009. H-Band Image of a Planetary Companion Around HR 8799 in 2002. *The Astrophysical Journal Letters*, **696**(1), L1.
- Galicher, R., Marois, C., Macintosh, B., Barman, T., & Konopacky, Q. 2011. M-band Imaging of the HR 8799 Planetary System Using an Innovative LOCI-based Background Subtraction Technique. *ApJ*, **739**(Oct.), L41.



- Galicher, R., Rameau, J., Bonnefoy, M., Baudino, J.-L., Currie, T., Boccaletti, A., Chauvin, G., Lagrange, A.-M., & Marois, C. 2014. Near-infrared detection and characterization of the exoplanet HD 95086 b with the Gemini Planet Imager. *A&A*, **565**(May), L4.
- Garrison, R. F., & Gray, R. O. 1994. The late B-type stars : Refined MK classification, confrontation with Stromgren photometry, and the effects of rotation. *AJ*, **107**(Apr.), 1556–1564.
- Goody, R. M., & Yung, Y. L. 1989. *Atmospheric radiation : theoretical basis*.
- Gray, R. O., & Kaye, A. B. 1999. HR 8799 : A Link between  $\gamma$  Doradus Variables and  $\lambda$  Bootis Stars. *AJ*, **118**(Dec.), 2993–2996.
- Grevesse, N. 2009. The solar abundance of Oxygen. *Communications in Asteroseismology*, **158**(July), 151.
- Grevesse, N., Noels, A., & Sauval, A. J. 1993. A revision of the solar abundance of dysprosium. *A&A*, **271**(Apr.), 587.
- Hamano, K., Kawahara, H., Abe, Y., Onishi, M., & Hashimoto, G. L. 2015. Lifetime and Spectral Evolution of a Magma Ocean with a Steam Atmosphere : Its Detectability by Future Direct Imaging. *ApJ*, **806**(June), 216.
- Hanot, C., Absil, O., Surdej, J., Boccaletti, A., & Vérinaud, C. 2010 (July). Compared sensitivities of VLT, JWST and ELT for direct exoplanet detection in nearby stellar moving groups. *Page 3 of 3* : Proc. SPIE, vol. 7731.
- Hartmann, J.-M., Boulet, C., Brodbeck, C., van Thanh, N., Fouchet, T., & Drossart, P. 2002. A far wing lineshape for H<sub>2</sub> broadened CH<sub>4</sub> infrared transitions. *J. Quant. Spec. Radiat. Transf.*, **72**(Jan.), 117.
- Helling, C., Ackerman, A., Allard, F., Dehn, M., Hauschildt, P., Homeier, D., Lodders, K., Marley, M., Rietmeijer, F., Tsuji, T., & Woitke, P. 2008. A comparison of chemistry and dust cloud formation in ultracool dwarf model atmospheres. *MNRAS*, **391**(Dec.), 1854–1873.
- Hinkley, S., Pueyo, L., Faherty, J. K., Oppenheimer, B. R., Mamajek, E. E., Kraus, A. L., Rice, E. L., Ireland, M. J., David, T., Hillenbrand, L. A., Vasisht, G., Cady, E., Brenner, D., Veicht, A., Nilsson, R., Zimmerman, N., Parry, I. R., Beichman, C., Dekany, R., Roberts, J. E., Roberts, Jr., L. C., Baranec, C., Crepp, J. R., Burruss, R., Wallace, J. K., King, D., Zhai, C., Lockhart, T., Shao, M., Soummer, R., Sivaramakrishnan, A., & Wilson, L. A. 2013. The  $\kappa$  Andromedae System : New Constraints on the Companion Mass, System Age, and Further Multiplicity. *ApJ*, **779**(Dec.), 153.
- Homeier, D. 2005. Molecular line widths for stellar atmospheres. *Memorie della Societa Astronomica Italiana Supplementi*, **7**, 157.
- Hughes, A. M., Wilner, D. J., Andrews, S. M., Williams, J. P., Su, K. Y. L., Murray-Clay, R. A., & Qi, C. 2011. Resolved Submillimeter Observations of the HR 8799 and HD 107146 Debris Disks. *ApJ*, **740**(Oct.), 38.
- Ingraham, P., Marley, M. S., Saumon, D., Marois, C., Macintosh, B., Barman, T., Bauman, B., Burrows, A., Chilcote, J. K., De Rosa, R. J., Dillon, D., Doyon, R., Dunn, J., Erikson, D., Fitzgerald, M. P., Gavel, D., Goodsell, S. J., Graham, J. R., Hartung, M., Hibon, P., Kalas, P. G., Konopacky, Q., Larkin, J. A., Maire, J., Marchis, F., McBride, J., Millar-Blanchaer, M., Morzinski, K. M., Norton, A., Oppenheimer, R., Palmer, D. W., Patience, J., Perrin, M. D., Poyneer, L. A., Pueyo, L., Rantakyro, F., Sadakuni, N., Saddlemyer, L.,

- Savransky, D., Soummer, R., Sivaramakrishnan, A., Song, I., Thomas, S., Wallace, J. K., Wiktorowicz, S. J., & Wolff, S. G. 2014. Gemini Planet Imager Spectroscopy of the HR 8799 Planets c and d. *ApJ*, **794**(Oct.), L15.
- Irwin, P. G. J., Barstow, J. K., Bowles, N. E., Fletcher, L. N., Aigrain, S., & Lee, J.-M. 2014. The transit spectra of Earth and Jupiter. *Icarus*, **242**(Nov.), 172–187.
- Jäger, C., Dorschner, J., Mutschke, H., Posch, T., & Henning, T. 2003. Steps toward interstellar silicate mineralogy. VII. Spectral properties and crystallization behaviour of magnesium silicates produced by the sol-gel method. *A&A*, **408**(Sept.), 193–204.
- Janson, M., Bergfors, C., Goto, M., Brandner, W., & Lafrenière, D. 2010. Spatially Resolved Spectroscopy of the Exoplanet HR 8799 c. *ApJ*, **710**(Feb.), L35–L38.
- Janson, M., Carson, J., Thalmann, C., McElwain, M. W., Goto, M., Crepp, J., Wisniewski, J., Abe, L., Brandner, W., Burrows, A., Egner, S., Feldt, M., Grady, C. A., Golota, T., Guyon, O., Hashimoto, J., Hayano, Y., Hayashi, M., Hayashi, S., Henning, T., Hodapp, K. W., Ishii, M., Iye, M., Kandori, R., Knapp, G. R., Kudo, T., Kusakabe, N., Kuzuhara, M., Matsuo, T., Mayama, S., Miyama, S., Morino, J.-I., Moro-Martín, A., Nishimura, T., Pyo, T.-S., Serabyn, E., Suto, H., Suzuki, R., Takami, M., Takato, N., Terada, H., Tofflemire, B., Tomono, D., Turner, E. L., Watanabe, M., Yamada, T., Takami, H., Usuda, T., & Tamura, M. 2011. Near-infrared Multi-band Photometry of the Substellar Companion GJ 758 B. *ApJ*, **728**(Feb.), 85.
- Janssen, M. 1869. The Total Solar Eclipse of August 1868. Part II. *Astronomical register*, **7**, 131–133.
- Jenkins, J. M., Twicken, J. D., Batalha, N. M., Caldwell, D. A., Cochran, W. D., Endl, M., Latham, D. W., Esquerdo, G. A., Seader, S., Bieryla, A., Petigura, E., Ciardi, D. R., Marcy, G. W., Isaacson, H., Huber, D., Rowe, J. F., Torres, G., Bryson, S. T., Buchhave, L., Ramirez, I., Wolfgang, A., Li, J., Campbell, J. R., Tenenbaum, P., Sanderfer, D., Henze, C. E., Catanzarite, J. H., Gilliland, R. L., & Borucki, W. J. 2015. Discovery and Validation of Kepler-452b : A 1.6-Re Super Earth Exoplanet in the Habitable Zone of a G2 Star. *ArXiv e-prints*, July.
- Jovanovic, N., Guyon, O., Martinache, F., Clergeon, C., Singh, G., Kudo, T., Newman, K., Kuhn, J., Serabyn, E., Norris, B., Tuthill, P., Stewart, P., Huby, E., Perrin, G., Lacour, S., Vievard, S., Murakami, N., Fumika, O., Minowa, Y., Hayano, Y., White, J., Lai, O., Marchis, F., Duchene, G., Kotani, T., & Woillez, J. 2014 (July). Development and recent results from the Subaru coronagraphic extreme adaptive optics system. *Page 1 of : Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 9147.
- Kalas, P., Graham, J. R., Chiang, E., Fitzgerald, M. P., Clampin, M., Kite, E. S., Stapelfeldt, K., Marois, C., & Krist, J. 2008. Optical Images of an Exosolar Planet 25 Light-Years from Earth. *Science*, **322**(Nov.), 1345–.
- Kant, Emmanuel. 1755. *Histoire générale de la Nature et théorie du ciel*.
- Kiefer, F., Lecavelier des Etangs, A., Boissier, J., Vidal-Madjar, A., Beust, H., Lagrange, A.-M., Hébrard, G., & Ferlet, R. 2014. Two families of exocomets in the  $\beta$  Pictoris system. *Nature*, **514**(Oct.), 462–464.
- Kramida, A., Yu. Ralchenko, Reader, J., & and NIST ASD Team. 2014. *NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.2)*, [Online]. Available : <http://physics.nist.gov/asd> [2015, March 17]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD.

- Lafrenière, D., Marois, C., Doyon, R., & Barman, T. 2009. HST/NICMOS Detection of HR 8799 b in 1998. *ApJ*, **694**(Apr.), L148–L152.
- Lafrenière, David, Marois, Christian, Doyon, René, Nadeau, Daniel, & Étienne Artigau. 2007. A New Algorithm for Point-Spread Function Subtraction in High-Contrast Imaging : A Demonstration with Angular Differential Imaging. *The Astrophysical Journal*, **660**(1), 770.
- Lagrange, A.-M., Gratadour, D., Chauvin, G., Fusco, T., Ehrenreich, D., Mouillet, D., Rousset, G., Rouan, D., Allard, F., Gendron, É., Charton, J., Mugnier, L., Rabou, P., Montri, J., & Lacombe, F. 2009a. A probable giant planet imaged in the  $\beta$  Pictoris disk. VLT/NaCo deep L'-band imaging. *A&A*, **493**(Jan.), L21–L25.
- Lagrange, A.-M., Gratadour, D., Chauvin, G., Fusco, T., Ehrenreich, D., Mouillet, D., Rousset, G., Rouan, D., Allard, F., Gendron, É., Charton, J., Mugnier, L., Rabou, P., Montri, J., & Lacombe, F. 2009b. A probable giant planet imaged in the  $\beta$  Pictoris disk. VLT/NaCo deep L'-band imaging. *A&A*, **493**(Jan.), L21–L25.
- Lagrange, A.-M., De Bondt, K., Meunier, N., Sterzik, M., Beust, H., & Galland, F. 2012a. Constraints on planets around  $\beta$  Pic with Harps radial velocity data. *A&A*, **542**(June), A18.
- Lagrange, A.-M., Boccaletti, A., Milli, J., Chauvin, G., Bonnefoy, M., Mouillet, D., Augereau, J. C., Girard, J. H., Lacour, S., & Apai, D. 2012b. The position of  $\beta$  Pictoris b position relative to the debris disk. *A&A*, **542**(June), A40.
- Lagrange, A.-M., Meunier, N., Chauvin, G., Sterzik, M., Galland, F., Lo Curto, G., Rameau, J., & Sosnowska, D. 2013. Planets around stars in young nearby associations. Radial velocity searches : a feasibility study and first results. *A&A*, **559**(Nov.), A83.
- Lagrange, A.-M., Gilardy, H., Beust, H., Chauvin, G., Rameau, J., Boccaletti, A., Girard, J., & Bonnefoy, M. 2014 (Jan.).  $\beta$  Pictoris b Orbital Properties. *Page 299 of : Booth, M., Matthews, B. C., & Graham, J. R. (eds), Exploring the Formation and Evolution of Planetary Systems. Proc. of the IAU, IAUS, vol. 299.*
- Laplace, Pierre Simon. 1796. *Exposition du système du monde*. Bachelier.
- Lecavelier Des Etangs, A., Vidal-Madjar, A., Burki, G., Lamers, H. J. G. L. M., Ferlet, R., Nitschelm, C., & Sevre, F. 1997. Beta Pictoris light variations. I. The planetary hypothesis. *A&A*, **328**(Dec.), 311–320.
- Léger, A., Rouan, D., Schneider, J., Barge, P., Fridlund, M., Samuel, B., Ollivier, M., Guenther, E., Deleuil, M., Deeg, H. J., Auvergne, M., Alonso, R., Aigrain, S., Alapini, A., Almenara, J. M., Baglin, A., Barbieri, M., Bruntt, H., Bordé, P., Bouchy, F., Cabrera, J., Catala, C., Carone, L., Carpano, S., Csizmadia, S., Dvorak, R., Erikson, A., Ferraz-Mello, S., Fong, B., Fressin, F., Gandolfi, D., Gillon, M., Gondoin, P., Grasset, O., Guillot, T., Hatzes, A., Hébrard, G., Jorda, L., Lammer, H., Llebaria, A., Loeillet, B., Mayor, M., Mazeh, T., Moutou, C., Pätzold, M., Pont, F., Queloz, D., Rauer, H., Renner, S., Samadi, R., Shporer, A., Sotin, C., Tingley, B., Wuchterl, G., Adda, M., Agogu, P., Appourchaux, T., Ballans, H., Baron, P., Beaufort, T., Bellenger, R., Berlin, R., Bernardi, P., Blouin, D., Baudin, F., Bodin, P., Boisnard, L., Boit, L., Bonneau, F., Borzeix, S., Briet, R., Buey, J.-T., Butler, B., Cailleau, D., Cautain, R., Chabaud, P.-Y., Chaintreuil, S., Chiavassa, F., Costes, V., Cuna Parrho, V., de Oliveira Fialho, F., Decaudin, M., Defise, J.-M., Djalal, S., Epstein, G., Exil, G.-E., Fauré, C., Fenouillet, T., Gaboriaud, A., Gallic, A., Gamet, P., Gavalda, P., Grolleau, E., Gruneisen, R., Gueguen, L., Guis, V., Guivarc'h, V., Guterman, P., Hallouard, D., Haisiba, J., Heuripeau, F., Huntzinger, G., Hustaix, H., Imad, C., Imbert, C., Johlander, B.,

- Jouret, M., Journoud, P., Karioty, F., Kerjean, L., Lafaille, V., Lafond, L., Lam-Trong, T., Landiech, P., Lapeyrere, V., Larqué, T., Laudet, P., Lautier, N., Lecann, H., Lefevre, L., Leruyet, B., Levacher, P., Magnan, A., Mazy, E., Mertens, F., Mesnager, J.-M., Meunier, J.-C., Michel, J.-P., Monjoin, W., Naudet, D., Nguyen-Kim, K., Orcesi, J.-L., Ottacher, H., Perez, R., Peter, G., Plasson, P., Plesseria, J.-Y., Pontet, B., Pradines, A., Quentin, C., Reynaud, J.-L., Rolland, G., Rollenhagen, F., Romagnan, R., Russ, N., Schmidt, R., Schwartz, N., Sebbag, I., Sedes, G., Smit, H., Steller, M. B., Sunter, W., Surace, C., Tello, M., Tiphène, D., Toulouse, P., Ulmer, B., Vandermarcq, O., Vergnault, E., Vuillemin, A., & Zanatta, P. 2009. Transiting exoplanets from the CoRoT space mission. VIII. CoRoT-7b : the first super-Earth with measured radius. *A&A*, **506**(Oct.), 287–302.
- Lenzen, R., Hartung, M., Brandner, W., Finger, G., Hubin, N. N., Lacombe, F., Lagrange, A.-M., Lehnert, M. D., Moorwood, A. F. M., & Mouillet, D. 2003 (Mar.). NAOS-CONICA first on sky results in a variety of observing modes. *Page 944 of* : Iye, M., & Moorwood, A. F. M. (eds), *Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes*. Proc. SPIE, vol. 4841.
- Lin, D. N. C., & Ida, S. 1997. On the Origin of Massive Eccentric Planets. *Apj*, **477**(Mar.), 781–791.
- Lodders, K. 2003. Solar System Abundances and Condensation Temperatures of the Elements. *ApJ*, **591**(July), 1220–1247.
- Lodders, K. 2010. Solar System Abundances of the Elements. *Page 379 of* : Goswami, A., & Reddy, B. E. (eds), *Principles and Perspectives in Cosmochemistry*.
- Lodders, K., & Fegley, Jr., B. 1993. Chemistry in Circumstellar Envelopes of Carbon Stars : The Influence of P, T, and Elemental Abundances. *Meteoritics*, **28**(July), 387.
- Lodders, K., & Fegley, Jr., B. 2006. *Chemistry of Low Mass Substellar Objects*. Page 1.
- Lunine, J. I., Hubbard, W. B., Burrows, A., Wang, Y.-P., & Garlow, K. 1989. The effect of gas and grain opacity on the cooling of brown dwarfs. *ApJ*, **338**(Mar.), 314–337.
- Lyot, B. 1932. Étude de la couronne solaire en dehors des éclipses. Avec 16 figures dans le texte. *Zap*, **5**, 73.
- Macintosh, B., Graham, J. R., Ingraham, P., Konopacky, Q., Marois, C., Perrin, M., Poyneer, L., Bauman, B., Barman, T., Burrows, A. S., Cardwell, A., Chilcote, J., De Rosa, R. J., Dillon, D., Doyon, R., Dunn, J., Erikson, D., Fitzgerald, M. P., Gavel, D., Goodsell, S., Hartung, M., Hibon, P., Kalas, P., Larkin, J., Maire, J., Marchis, F., Marley, M. S., McBride, J., Millar-Blanchaer, M., Morzinski, K., Norton, A., Oppenheimer, B. R., Palmer, D., Patience, J., Pueyo, L., Rantakyro, F., Sadakuni, N., Saddlemyer, L., Savransky, D., Serio, A., Soummer, R., Sivaramakrishnan, A., Song, I., Thomas, S., Wallace, J. K., Wiktorowicz, S., & Wolff, S. 2014. First light of the Gemini Planet Imager. *Proc. of the National Academy of Science*, **111**(Sept.), 12661–12666.
- Males, J. R., Close, L. M., Morzinski, K. M., Wahhaj, Z., Liu, M. C., Skemer, A. J., Kopon, D., Follette, K. B., Puglisi, A., Esposito, S., Riccardi, A., Pinna, E., Kompero, M., Briguglio, R., Biller, B. A., Nielsen, E. L., Hinz, P. M., Rodigas, T. J., Hayward, T. L., Chun, M., Ftaclas, C., Toomey, D. W., & Wu, Y.-L. 2014. Magellan Adaptive Optics First-light Observations of the Exoplanet  $\beta$  Pic B. I. Direct Imaging in the Far-red Optical with MagAO+VisAO and in the Near-ir with NICI. *ApJ*, **786**(May), 32.
- Marley, M., Ackerman, A., & Seager, S. 2000 (Dec.). Rainfall and the Colors of L- and T-dwarfs. *Page 127.05 of* : *American Astronomical Society Meeting Abstracts*. Bulletin of the American Astronomical Society, vol. 32.

- Marley, M. S., Fortney, J. J., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., & Lissauer, J. J. 2007. On the Luminosity of Young Jupiters. *ApJ*, **655**(Jan.), 541–549.
- Marley, M. S., Saumon, D., Cushing, M., Ackerman, A. S., Fortney, J. J., & Freedman, R. 2012. Masses, Radii, and Cloud Properties of the HR 8799 Planets. *ApJ*, **754**(Aug.), 135.
- Marois, C., Lafrenière, D., Doyon, R., Macintosh, B., & Nadeau, D. 2006. Angular Differential Imaging : A Powerful High-Contrast Imaging Technique. *Apj*, **641**(Apr.), 556–564.
- Marois, C., Macintosh, B., Barman, T., Zuckerman, B., Song, I., Patience, J., Lafrenière, D., & Doyon, R. 2008. Direct Imaging of Multiple Planets Orbiting the Star HR 8799. *Science*, **322**(Nov.), 1348–.
- Marois, C., Zuckerman, B., Konopacky, Q. M., Macintosh, B., & Barman, T. 2010. Images of a fourth planet orbiting HR 8799. *Nature*, **468**(Dec.), 1080–1083.
- Matthews, B., Kennedy, G., Sibthorpe, B., Booth, M., Wyatt, M., Broekhoven-Fiene, H., Macintosh, B., & Marois, C. 2014. Resolved Imaging of the HR 8799 Debris Disk with Herschel. *ApJ*, **780**(Jan.), 97.
- Mayor, M., & Queloz, D. 1995. A Jupiter-mass companion to a solar-type star. *Nature*, **378**(Nov.), 355–359.
- Meshkat, T., Bailey, V., Rameau, J., Bonnefoy, M., Boccaletti, A., Mamajek, E. E., Kenworthy, M., Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Su, K. Y. L., & Currie, T. 2013. Further Evidence of the Planetary Nature of HD 95086 b from Gemini/NICI H-band Data. *ApJ*, **775**(Oct.), L40.
- Metchev, S., Marois, C., & Zuckerman, B. 2009. Pre-Discovery 2007 Image of the HR 8799 Planetary System. *ApJ*, **705**(Nov.), L204–L207.
- Moór, A., Ábrahám, P., Derekas, A., Kiss, C., Kiss, L. L., Apai, D., Grady, C., & Henning, T. 2006. Nearby Debris Disk Systems with High Fractional Luminosity Reconsidered. *ApJ*, **644**(June), 525–542.
- Moór, A., Ábrahám, P., Kóspál, Á., Szabó, G. M., Apai, D., Balog, Z., Csengeri, T., Grady, C., Henning, T., Juhász, A., Kiss, C., Pascucci, I., Szulágyi, J., & Vavrek, R. 2013. A Resolved Debris Disk around the Candidate Planet-hosting Star HD 95086. *ApJ*, **775**(Oct.), L51.
- Mordasini, C. 2013. Luminosity of young Jupiters revisited. Massive cores make hot planets. *A&A*, **558**(Oct.), A113.
- Mordasini, C., Alibert, Y., Georgy, C., Dittkrist, K.-M., Klahr, H., & Henning, T. 2012. Characterization of exoplanets from their formation. II. The planetary mass-radius relationship. *A&A*, **547**(Nov.), A112.
- Morley, C. V., Fortney, J. J., Marley, M. S., Visscher, C., Saumon, D., & Leggett, S. K. 2012. Neglected Clouds in T and Y Dwarf Atmospheres. *ApJ*, **756**(Sept.), 172.
- Morley, Caroline V., Marley, Mark S., Fortney, Jonathan J., Lupu, Roxana, Saumon, Didier, Greene, Tom, & Lodders, Katharina. 2014. Water Clouds in Y Dwarfs and Exoplanets. *The Astrophysical Journal*, **787**(1), 78.
- Morzinski, K. M., Close, L. M., Males, J. R., Kopon, D., Hinz, P. M., Esposito, S., Riccardi, A., Puglisi, A., Pinna, E., Briguglio, R., Xompero, M., Quirós-Pacheco, F., Bailey, V., Follette, K. B., Rodigas, T. J., Wu, Y.-L., Arcidiacono, C., Argomedo, J., Busoni, L., Hare, T., Uomoto, A., & Weinberger, A. 2014 (July). *MagAO : Status and on-sky performance of*

- the Magellan adaptive optics system. *Page 4 of : Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 9148.
- Mouillet, D., Larwood, J. D., Papaloizou, J. C. B., & Lagrange, A. M. 1997. A planet on an inclined orbit as an explanation of the warp in the Beta Pictoris disc. *MNRAS*, **292**(Dec.), 896.
- Neuhäuser, R., Guenther, E. W., Wuchterl, G., Mugrauer, M., Bedalov, A., & Hauschildt, P. H. 2005. Evidence for a co-moving sub-stellar companion of GQ Lup. *A&A*, **435**(May), L13–L16.
- Nielsen, E. L., Liu, M. C., Wahhaj, Z., Biller, B. A., Hayward, T. L., Males, J. R., Close, L. M., Morzinski, K. M., Skemer, A. J., Kuchner, M. J., Rodigas, T. J., Hinz, P. M., Chun, M., Ftaclas, C., & Toomey, D. W. 2014. The Gemini NICI Planet-Finding Campaign : The Orbit of the Young Exoplanet  $\beta$  Pictoris b. *ApJ*, **794**(Oct.), 158.
- Nikitin, A., Brown, L. R., Féjard, L., Champion, J. P., & Tyuterev, V. G. 2002. Analysis of the CH<sub>3</sub>D Nonad from 2000 to 3300 cm<sup>-1</sup>. *Journal of Molecular Spectroscopy*, **216**(Dec.), 225–251.
- Nikitin, A. V., Champion, J.-P., & Brown, L. R. 2006. Preliminary analysis of CH<sub>3</sub>D from 3250 to 3700 cm<sup>-1</sup>. *Journal of Molecular Spectroscopy*, **240**(Nov.), 14–25.
- Nikitin, A. V., Brown, L. R., Sung, K., Rey, M., Tyuterev, V. G., Smith, M. A. H., & Mantz, A. W. 2013. Preliminary modeling of CH<sub>3</sub>D from 4000 to 4550 cm<sup>-1</sup>. *J. Quant. Spec. Radiat. Transf.*, **114**(Jan.), 1–12.
- Nilsson, R., Liseau, R., Brandeker, A., Olofsson, G., Pilbratt, G. L., Risacher, C., Rodmann, J., Augereau, J.-C., Bergman, P., Eiroa, C., Fridlund, M., Thébault, P., & White, G. J. 2010. Kuiper belts around nearby stars. *A&A*, **518**(July), A40.
- Oppenheimer, B. R., Beichman, C., Brenner, D., Burruss, R., Cady, E., Crepp, J., Hillenbrand, L., Hinkley, S., Ligon, E. R., Lockhart, T., Parry, I., Pueyo, L., Rice, E., Roberts, L. C., Roberts, J., Shao, M., Sivaramakrishnan, A., Soummer, R., Vasisht, G., Vescelus, F., Wallace, J. K., Zhai, C., & Zimmerman, N. 2012 (July). Project 1640 : the world's first ExAO coronagraphic hyperspectral imager for comparative planetary science. *Page 20 of : Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 8447.
- Oppenheimer, B. R., Baranec, C., Beichman, C., Brenner, D., Burruss, R., Cady, E., Crepp, J. R., Dekany, R., Fergus, R., Hale, D., Hillenbrand, L., Hinkley, S., Hogg, D. W., King, D., Ligon, E. R., Lockhart, T., Nilsson, R., Parry, I. R., Pueyo, L., Rice, E., Roberts, J. E., Roberts, Jr., L. C., Shao, M., Sivaramakrishnan, A., Soummer, R., Truong, T., Vasisht, G., Veicht, A., Vescelus, F., Wallace, J. K., Zhai, C., & Zimmerman, N. 2013. Reconnaissance of the HR 8799 Exosolar System. I. Near-infrared Spectroscopy. *ApJ*, **768**(May), 24.
- Ordal, M. A., Bell, R. J., Alexander, Jr., R. W., Newquist, L. A., & Querry, M. R. 1988. Optical properties of Al, Fe, Ti, Ta, W, and Mo at submillimeter wavelengths. *Appl. Opt.*, **27**(Mar.), 1203–1209.
- Perryman, M. 2014. *The Exoplanet Handbook*.
- Perryman, M., Hartman, J., Bakos, G. Á., & Lindgren, L. 2014. Astrometric Exoplanet Detection with Gaia. *Apj*, **797**(Dec.), 14.
- Plez, B. 1998. A new TiO line list. *A&A*, **337**(Sept.), 495–500.

- Pollack, J. B., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., Lissauer, J. J., Podolak, M., & Greenzweig, Y. 1996. Formation of the Giant Planets by Concurrent Accretion of Solids and Gas. *Icarus*, **124**(Nov.), 62–85.
- Quanz, S. P., Meyer, M. R., Kenworthy, M. A., Girard, J. H. V., Kasper, M., Lagrange, A.-M., Apai, D., Boccaletti, A., Bonnefoy, M., Chauvin, G., Hinz, P. M., & Lenzen, R. 2010. First Results from Very Large Telescope NACO Apodizing Phase Plate : 4  $\mu$ m Images of The Exoplanet  $\beta$  Pictoris b. *ApJ*, **722**(Oct.), L49–L53.
- Racine, R., Walker, G. A. H., Nadeau, D., Doyon, R., & Marois, C. 1999. Speckle Noise and the Detection of Faint Companions. *PASP*, **111**(May), 587–594.
- Rameau, J., Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Klahr, H., Bonnefoy, M., Mordasini, C., Bonavita, M., Desidera, S., Dumas, C., & Girard, J. H. 2013a. A survey of young, nearby, and dusty stars conducted to understand the formation of wide-orbit giant planets. VLT/NaCo adaptive optics thermal and angular differential imaging. *A&A*, **553**(May), A60.
- Rameau, J., Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Meshkat, T., Boccaletti, A., Quanz, S. P., Currie, T., Mawet, D., Girard, J. H., Bonnefoy, M., & Kenworthy, M. 2013b. Confirmation of the Planet around HD 95086 by Direct Imaging. *ApJ*, **779**(Dec.), L26.
- Rameau, J., Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Boccaletti, A., Quanz, S. P., Bonnefoy, M., Girard, J. H., Delorme, P., Desidera, S., Klahr, H., Mordasini, C., Dumas, C., & Bonavita, M. 2013c. Discovery of a Probable 4-5 Jupiter-mass Exoplanet to HD 95086 by Direct Imaging. *ApJ*, **772**(Aug.), L15.
- Rieke, G. H., Blaylock, M., Decin, L., Engelbracht, C., Ogle, P., Avrett, E., Carpenter, J., Cutri, R. M., Armus, L., Gordon, K., Gray, R. O., Hinz, J., Su, K., & Willmer, Christopher N. A. 2008. Absolute Physical Calibration in the Infrared. *The Astronomical Journal*, **135**(6), 2245.
- Rothman, L. S., Gordon, I. E., Barber, R. J., Dothe, H., Gamache, R. R., Goldman, A., Perevalov, V. I., Tashkun, S. A., & Tennyson, J. 2010. HITEMP, the high-temperature molecular spectroscopic database. *J. Quant. Spec. Radiat. Transf.*, **111**(Oct.), 2139–2150.
- Rouan, D., Riaud, P., Boccaletti, A., Clénet, Y., & Labeyrie, A. 2000. The Four-Quadrant Phase-Mask Coronagraph. I. Principle. *PASP*, **112**(Nov.), 1479–1486.
- Rousset, G., Lacombe, F., Puget, P., Hubin, N. N., Gendron, E., Fusco, T., Arsenault, R., Charton, J., Feautrier, P., Gigan, P., Kern, P. Y., Lagrange, A.-M., Madec, P.-Y., Mouillet, D., Rabaud, D., Rabou, P., Stadler, E., & Zins, G. 2003 (Feb.). NAOS, the first AO system of the VLT : on-sky performance. *Page 140 of :* Wizinowich, P. L., & Bonaccini, D. (eds), *Adaptive Optical System Technologies II*. Proc. SPIE, vol. 4839.
- Saumon, D., & Marley, M. S. 2008. The Evolution of L and T Dwarfs in Color-Magnitude Diagrams. *ApJ*, **689**(Dec.), 1327–1344.
- Saumon, D., Marley, M. S., Abel, M., Frommhold, L., & Freedman, R. S. 2012. New H<sub>2</sub> Collision-induced Absorption and NH<sub>3</sub> Opacity and the Spectra of the Coolest Brown Dwarfs. *ApJ*, **750**(May), 74.
- Schilling, G. 1999. Shadow of an Exoplanet Detected. *Science*, **286**(Nov.), 1451–1453.
- Slawson, R. W., Hill, R. J., & Landstreet, J. D. 1992. A homogeneous catalog of new UBV and H-beta photometry of B- and A-type stars in and around the Scorpius-Centaurus OB association. *ApJS*, **82**(Sept.), 117–144.

- Smith, B. A., & Terrile, R. J. 1987 (June). The Beta Pictoris Disk : Recent Optical Observations. *Page 829 of* : BAAS, vol. 19.
- Smith, Bradford A., & Terrile, Richard J. 1984. A circumstellar disk around  $\beta$  Pictoris. *Science*, **226**(4681), 1421–1424.
- Smith, R., Wyatt, M. C., & Haniff, C. A. 2009. Resolving the hot dust around HD69830 and  $\eta$  Corvi with MIDI and VISIR. *A&A*, **503**(Aug.), 265–279.
- Soummer, R., Aime, C., & Falloon, P. E. 2003. Stellar coronagraphy with prolate apodized circular apertures. *A&A*, **397**(Jan.), 1161–1172.
- Soummer, Rémi, Hagan, J. Brendan, Pueyo, Laurent, Thormann, Adrien, Rajan, Abhijith, & Marois, Christian. 2011. Orbital Motion of HR 8799 b, c, d Using Hubble Space Telescope Data from 1998 : Constraints on Inclination, Eccentricity, and Stability. *The Astrophysical Journal*, **741**(1), 55.
- Soummer, Rémi, Pueyo, Laurent, & Larkin, James. 2012. Detection and Characterization of Exoplanets and Disks Using Projections on Karhunen-Loève Eigenimages. *The Astrophysical Journal Letters*, **755**(2), L28.
- Sparks, W. B., & Ford, H. C. 2002. Imaging Spectroscopy for Extrasolar Planet Detection. *Apj*, **578**(Oct.), 543–564.
- Spiegel, D. S., & Burrows, A. 2012. Spectral and Photometric Diagnostics of Giant Planet Formation Scenarios. *ApJ*, **745**(Feb.), 174.
- Su, K. Y. L., Rieke, G. H., Stapelfeldt, K. R., Malhotra, R., Bryden, G., Smith, P. S., Misselt, K. A., Moro-Martin, A., & Williams, J. P. 2009. The Debris Disk Around HR 8799. *ApJ*, **705**(Nov.), 314–327.
- Sumi, T., Kamiya, K., Bennett, D. P., Bond, I. A., Abe, F., Botzler, C. S., Fukui, A., Furusawa, K., Hearnshaw, J. B., Itow, Y., Kilmartin, P. M., Korpela, A., Lin, W., Ling, C. H., Masuda, K., Matsubara, Y., Miyake, N., Motomura, M., Muraki, Y., Nagaya, M., Nakamura, S., Ohnishi, K., Okumura, T., Perrott, Y. C., Rattenbury, N., Saito, T., Sako, T., Sullivan, D. J., Sweatman, W. L., Tristram, P. J., Udalski, A., Szymański, M. K., Kubiak, M., Pietrzyński, G., Poleski, R., Soszyński, I., Wyrzykowski, Ł., Ulaczyk, K., & Microlensing Observations in Astrophysics (MOA) Collaboration. 2011. Unbound or distant planetary mass population detected by gravitational microlensing. *Nature*, **473**(May), 349–352.
- Tamura, M. 2009 (Aug.). Subaru Strategic Exploration of Exoplanets and Disks with HiCIAO/AO188 (SEEDS). *Pages 11–16 of* : Usuda, T., Tamura, M., & Ishii, M. (eds), *American Institute of Physics Conference Series*. American Institute of Physics Conference Series, vol. 1158.
- Thalmann, C., Schmid, H. M., Boccaletti, A., Mouillet, D., Dohlen, K., Roelfsema, R., Carillet, M., Gisler, D., Beuzit, J.-L., Feldt, M., Gratton, R., Joos, F., Keller, C. U., Kragt, II, J., Pragt, J. H., Puget, P., Rigal, F., Snik, F., Waters, R., & Wildi, F. 2008 (July). SPHERE ZIMPOL : overview and performance simulation. *Page 3 of* : *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 7014.
- Thalmann, C., Carson, J., Janson, M., Goto, M., McElwain, M., Egner, S., Feldt, M., Hashimoto, J., Hayano, Y., Henning, T., Hodapp, K. W., Kandori, R., Klahr, H., Kudo, T., Kusakabe, N., Mordasini, C., Morino, J.-I., Suto, H., Suzuki, R., & Tamura, M. 2009. Discovery of the Coldest Imaged Companion of a Sun-like Star. *ApJ*, **707**(Dec.), L123–L127.



- Toomey, D. W., & Ftaclos, C. 2003 (Mar.). Near Infrared Coronagraphic Imager for Gemini South. *Pages 889–900 of* : Iye, M., & Moorwood, A. F. M. (eds), *Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes*. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 4841.
- Tsuji, T. 2005. Dust in the Photospheric Environment. III. A Fundamental Element in the Characterization of Ultracool Dwarfs. *ApJ*, **621**(Mar.), 1033–1048.
- Tsuji, T., Ohnaka, K., Aoki, W., & Nakajima, T. 1996. Evolution of dusty photospheres through red to brown dwarfs : how dust forms in very low mass objects. *A&A*, **308**(Apr.), L29–L32.
- van de Kamp, P. 1963. Astrometric Study of Barnard's Star. *Apj*, **68**(June), 295.
- van Leeuwen, F. 2007. Validation of the new Hipparcos reduction. *A&A*, **474**(Nov.), 653–664.
- Vigan, A., Moutou, C., Langlois, M., Allard, F., Boccaletti, A., Carbillet, M., Mouillet, D., & Smith, I. 2010. Photometric characterization of exoplanets using angular and spectral differential imaging. *MNRAS*, **407**(Sept.), 71–82.
- Vinatier, S., Bézard, B., Fouchet, T., Teanby, N. A., de Kok, R., Irwin, P. G. J., Conrath, B. J., Nixon, C. A., Romani, P. N., Flasar, F. M., & Coustenis, A. 2007. Vertical abundance profiles of hydrocarbons in Titan's atmosphere at 15deg S and 80deg N retrieved from Cassini/CIRS spectra. *Icarus*, **188**(May), 120–138.
- Weidenschilling, S. J., & Marzari, F. 1996. Gravitational scattering as a possible origin for giant planets at small stellar distances. *Nature*, **384**(Dec.), 619–621.
- Wolszczan, A., & Frail, D. A. 1992. A planetary system around the millisecond pulsar PSR1257 + 12. *Nature*, **355**(Jan.), 145–147.
- Wright, G. S., Rieke, G., Boeker, T., Colina, L., van Dishoeck, E., Driggers, P., Friedman, S., Glasse, A., Goodson, G., Greene, T., Guedel, M., Henning, T., Lagage, P.-O., Lorenzo-Alvarez, J., Meixner, M., Norgaard-Nielsen, H., Olofsson, G., Ray, T., Ressler, M., Sukhatme, K., Thatcher, J., Waelkens, C., & Wright, D. 2010 (July). Progress with the design and development of MIRI, the mid-IR instrument for JWST. *Page 0 of* : *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 7731.
- Yurchenko, S. N., & Tennyson, J. 2014. ExoMol line lists - IV. The rotation-vibration spectrum of methane up to 1500 K. *MNRAS*, **440**(May), 1649–1661.
- Yurchenko, S. N., Barber, R. J., & Tennyson, J. 2011. A variationally computed line list for hot NH<sub>3</sub>. *MNRAS*, **413**(May), 1828–1834.
- Zahnle, K. J., & Marley, M. S. 2014. Methane, Carbon Monoxide, and Ammonia in Brown Dwarfs and Self-Luminous Giant Planets. *ApJ*, **797**(Dec.), 41.
- Zapolsky, H. S., & Salpeter, E. E. 1969. The Mass-Radius Relation for Cold Spheres of Low Mass. *ApJ*, **158**(Nov.), 809.
- Zuckerman, B., Rhee, J. H., Song, I., & Bessell, M. S. 2011. The Tucana/Horologium, Columba, AB Doradus, and Argus Associations : New Members and Dusty Debris Disks. *ApJ*, **732**(May), 61.



# **Annexe A**

## **Article présentant Exo-REM**

# Interpreting the photometry and spectroscopy of directly imaged planets: a new atmospheric model applied to $\beta$ Pictoris b and SPHERE observations

J.-L. Baudino<sup>1</sup>, B. Bézard<sup>1</sup>, A. Boccaletti<sup>1</sup>, M. Bonnefoy<sup>2</sup>, A.-M. Lagrange<sup>2</sup>, and R. Galicher<sup>1</sup>

<sup>1</sup> LESIA, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, Sorbonne Universités, UPMC Univ. Paris 06, Univ. Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, 5 place Jules Janssen, 92195 Meudon, France

e-mail: jean-loup.baudino@obspm.fr

<sup>2</sup> Univ. Grenoble Alpes, IPAG, 38000 Grenoble, France; CNRS, IPAG, 38000 Grenoble, France

Received 16 April 2015 / Accepted 31 July 2015

## ABSTRACT

**Context.** Since the end of 2013 a new generation of instruments optimized to image young giant planets around nearby stars directly is becoming available on 8-m class telescopes, both at Very Large Telescope and Gemini in the southern hemisphere. Beyond the achievement of high contrast and the discovery capability, these instruments are designed to obtain photometric and spectral information to characterize the atmospheres of these planets.

**Aims.** We aim to interpret future photometric and spectral measurements from these instruments, in terms of physical parameters of the planets, with an atmospheric model using a minimal number of assumptions and parameters.

**Methods.** We developed the Exoplanet Radiative-convective Equilibrium Model (Exo-REM) to analyze the photometric and spectroscopic data of directly imaged planets. The input parameters are a planet's surface gravity ( $g$ ), effective temperature ( $T_{\text{eff}}$ ), and elemental composition. The model predicts the equilibrium temperature profile and mixing ratio profiles of the most important gases. Opacity sources include the H<sub>2</sub>-He collision-induced absorption and molecular lines from eight compounds (including CH<sub>4</sub> updated with the Exomol line list). Absorption by iron and silicate cloud particles is added above the expected condensation levels with a fixed scale height and a given optical depth at some reference wavelength. Scattering was not included at this stage.

**Results.** We applied Exo-REM to photometric and spectral observations of the planet  $\beta$  Pictoris b obtained in a series of near-infrared filters. We derived  $T_{\text{eff}} = 1550 \pm 150$  K,  $\log(g) = 3.5 \pm 1$ , and radius  $R = 1.76 \pm 0.24 R_{\text{Jup}}$  ( $2\sigma$  error bars from photometric measurements). These values are comparable to those found in the literature, although with more conservative error bars, consistent with the model accuracy. We were able to reproduce, within error bars, the  $J$ - and  $H$ -band spectra of  $\beta$  Pictoris b. We finally investigated the precision to which the above parameters can be constrained from SPHERE measurements using different sets of near-infrared filters as well as low-resolution spectroscopy.

**Key words.** planets and satellites: atmospheres – planets and satellites: gaseous planets – stars: individual: beta Pictoris – radiative transfer

## 1. Introduction

Following the detection of 51 Peg b by Mayor & Queloz (1995) using velocimetry, almost 2000 exoplanets<sup>1</sup> are known as of today (March 10, 2015) and many more candidates are awaiting confirmation (Rowe et al. 2015). Among them, only a few were detected with direct imaging.

The first image of a planetary mass object orbiting a star, 2M1207 b, was obtained by Chauvin et al. (2004) with NaCo at the Very Large Telescope (VLT) and this result has inspired several other discoveries in the last decade (Marois et al. 2008; Lagrange et al. 2009; Rameau et al. 2013). In the first case, the mass ratio was highly favorable as the central star is a brown dwarf (BD). The detection was enabled by the use of an adaptive optics (AO) system in the  $L'$  band and no specific device to attenuate the star, such as a coronagraph, was needed. Later, larger mass ratios became feasible with the improvement of high contrast imaging techniques. For now, the planet with the largest

mass ratio with respect to its host star, and for which we have an image, is HD 95086 b with a mass of  $5 \pm 2 M_{\text{Jup}}$  around a star of  $1.6 M_{\text{Sun}}$  (Rameau et al. 2013). Conveniently, direct imaging also allows us to collect spectroscopic data if one is able to attenuate the starlight at the location of the planet. Janson et al. (2010) presented the first spatially resolved spectra of HR8799 c still with NaCo. The spectrum covered the 3.88–4.10  $\mu\text{m}$  interval but with a low signal-to-noise ratio. The OSIRIS instrument at Keck II allowed Bowler et al. (2010) and Barman et al. (2011) to obtain spectra of the exoplanet HR8799 b in the  $K$  band, sensitive to methane opacity, as well as a spectrum in the  $H$  band (Barman et al. 2011). Later, the same instrument provided spectra of the same planet Barman et al. (2015) and of HR8799 c (Konopacky et al. 2013) in the  $K$  band at higher resolution ( $R \sim 4000$ ). Near-infrared (NIR), low-resolution spectra of the planet  $\beta$  Pictoris b (Lagrange et al. 2010) were obtained with GPI (Macintosh et al. 2014) in the  $J$  and  $H$  bands (Bonnefoy et al. 2014; Chilcote et al. 2015), an instrument tailored for the search of young giant planets.

<sup>1</sup> exoplanet.eu

At the present time, instruments for direct imaging combine AO, coronagraphy, and differential imaging to detect faint planets. The Spectro-Polarimetric High-contrast Exoplanet Research (SPHERE; [Beuzit et al. 2008](#)), installed at the VLT, is designed to perform high contrast imaging for detecting young giant planets and for characterizing their atmospheres. SPHERE provides broad- and narrowband photometry and spectroscopy in the NIR range with the InfraRed Dual-band Imager and Spectrograph (IRDIS, [Langlois et al. 2010](#)) and the Integral Field Spectrograph (IFS, [Claudi et al. 2008](#)), and photometry and polarimetry in the visible range with the Zurich Imaging Polarimeter (ZIMPOL, [Schmid et al. 2010](#)).

To directly detect the light from a planet around a star other than the sun, the following conditions have to be met:

- the star-to-planet angular separation must be larger than the angular resolution offered by an 8-m telescope in the NIR (25–50 mas for SPHERE). This restrains the sample of targets to less than 100 pc as well as the minimal physical separation to  $\geq 1$  AU.
- the star-to-planet brightness ratio must be smaller than the achievable instrumental contrast, which is typically  $10^5$ – $10^7$  at less than  $1''$ . Only giant planets can be warm enough at young ages to produce a detectable emission ([Burrows et al. 1995](#); [Chabrier et al. 2000](#)). These young extrasolar giant planets (YEGP) are  $\sim 10$ – $100$  millions years old.

One theoretical challenge is to understand planetary formation mechanisms. Brown dwarf and young extrasolar giant planet are two types of objects almost impossible to differentiate, which are formed in different ways. Proposed mechanisms are gravitational instabilities ([Boss 2001](#)), such as stars, without a sufficient mass to start to burn hydrogen or core accretion ([Lin & Ida 1997](#)). A precise determination of the luminosity, mass, and age can supply information about the initial entropy of the planet and allows us to identify the formation mechanism ([Bonnefoy et al. 2014](#); [Marleau & Cumming 2014](#)).

In parallel, atmospheric models for objects with mass and temperature lower than an M dwarf were developed since the end of the 1990's. The basic idea is to include some chemistry and other physical processes in a H-He atmosphere to account for the range of pressure temperature expected in such low-mass objects. The models differ in particular by their treatment of dust opacity. This is a crucial component of the models since it was noticed very soon that these atmospheres must contain clouds below  $T_{\text{eff}} \simeq 2600$  K to account for the spectroscopic observations ([Tsuji et al. 1996](#)).

The model of [Tsuji](#) and collaborators is a direct adaptation of their M dwarf models to BD. Dust grains in the atmosphere are treated through a parametrized model ([Tsuji 2002](#)), with three cases. In Case B, the part of the atmosphere where the temperature is lower than the condensation temperature is full of dust. In an opposite case (Case C), dust forms but is immediately removed by precipitation so that it does not contribute to the opacity. The third case, called the unified cloud model, is intermediate between these two extremes with dust present only between the condensation level and a level at a slightly lower temperature  $T_c$ .

[Marley et al. \(2000\)](#) proposed a model adapted from solar system planets and using the [Ackerman & Marley \(2001\)](#) cloud model, which is parametrized with a factor  $f_{\text{sed}}$  representing the sedimentation efficiency.

The Lyon's group atmospheric models, DUSTY and COND ([Allard et al. 2001](#)) are two cases similar to [Tsuji's](#) B and C cases. BT-Settl ([Allard et al. 2003](#)) is a more complex

model, which compares condensation, sedimentation, and mixing timescales of dust to define cloud parameters.

Finally, Drift-PHOENIX ([Helling et al. 2008](#)) considers microphysical processes (nucleation, condensation, particle growth, sedimentation, and evaporation) to calculate composition, number density, and size distribution of dust particles as a function of atmospheric pressure level.

All these models were used to constrain the main parameters, such as the effective temperature, surface gravity, atmospheric compounds, or radius of the detected planets ([Neuhäuser et al. 2005](#); [Marley et al. 2012](#); [Bonnefoy et al. 2013, 2014](#); [Galicher et al. 2014](#)) and to predict abilities of new instruments ([Boccaletti et al. 2005](#); [Hanot et al. 2010](#); [Vigan et al. 2010](#)). Most of these models are developed for BD and applied to exoplanets. Although, the radius of exoplanets can be similar to that of BD, they have lower masses. Therefore, the range of surface gravity considered in BD atmospheric models ( $\log(g) > 3.5$ ) does not necessarily cover the entire range expectable for YEGP ( $\log(g) > 2$ ).

Direct imaging of YEGP is characterized by low flux, low signal to noise and low spectral resolution. In that respect, the models that are used to interpret these images should be representative of the level of data quality. For that purpose we specifically developed a model to analyze direct imaging of YEGP for instruments like SPHERE. It is a radiative-convective equilibrium model, assuming thermochemical equilibrium for self-luminous planets in which stellar heating is neglected. It allows us to explore low surface gravity, i.e. low-mass YEGP.

The radiative-convective equilibrium model is described in Sect. 2. In Sect. 3, we apply the Exoplanet Radiative-convective Equilibrium Model (Exo-REM) to the well-known planet  $\beta$  Pictoris b, derive physical parameters from existing measurements, and compare our results to previously published investigations. In Sect. 4, we analyze the uncertainties in the derived physical parameters as a function of photometric errors in the context of SPHERE observations. The conclusion is drawn in Sect. 5.

## 2. Model description

### 2.1. Radiative-convective equilibrium model

#### 2.1.1. Numerical method

We solve for radiative-convective equilibrium, assuming that the net flux (radiative + convective) is conservative, and neglecting the stellar flux impinging on the planet. The net fluxes are calculated between  $20 \text{ cm}^{-1}$  and  $16000 \text{ cm}^{-1}$  over  $20\text{-cm}^{-1}$  intervals using the radiative transfer equation with no scattering and a  $k$ -correlated distribution method to represent molecular opacity. The atmospheric grid consists of 64 logarithmically equally spaced pressure levels. The system of equations fixing the constancy of the net flux over the atmospheric grid is solved iteratively through a constrained linear inversion method. Details are given in Appendix A.

#### 2.1.2. Spectroscopic data

As mentioned above, the spectral flux was calculated over  $20 \text{ cm}^{-1}$  intervals using a  $k$ -correlated distribution method. For each molecule and each interval, we calculated a set of  $n_k = 16$   $k$ -coefficients ( $l = 1, n_k$ ), 8 for the interval [0:0.95] of the normalized frequency  $g^*$ , and 8 for the interval [0.95:1.00]. The values of  $g^*$  and associated weights  $\varpi_l$  are those of the 8-point

**Table 1.** Atom and molecular opacity sources.

Opacities	Intensity cutoff (cm molecule <sup>-1</sup> )	References
H <sub>2</sub> O	10 <sup>-27</sup> at 2500 K	HITEMP line list
CO	10 <sup>-27</sup> at 3000 K	(Rothman et al. 2010)
CH <sub>4</sub>	10 <sup>-27</sup> at 1500 K	Yurchenko & Tennyson (2014)
NH <sub>3</sub>	5 × 10 <sup>-27</sup> at 4000 K	Yurchenko et al. (2011)
TiO, VO	10 <sup>-22</sup> at 4000 K	Plez (1998) (with update)
Na, K		Kramida et al. (2014) Burrows & Volobuyev (2003)
H <sub>2</sub> -H <sub>2</sub> , H <sub>2</sub> -He		Borysow et al. (1988, 1989) Borysow & Frommhold (1989) Borysow et al. (2001) Borysow (2002)

Gaussian-Legendre quadrature for each of the two  $g_1^*$  intervals. The  $k$ -coefficients were calculated for a set of 15 pressures between 100 bar and 0.01 mbar (2 values per decade) and, for each pressure, a set of 6 temperatures, increasing with pressure to encompass model temperature profiles encountered in the literature for exoplanets with 500 K <  $T_{\text{eff}}$  < 2000 K. Absorptivity spectra for a given pressure and temperature were calculated using a line-by-line radiative transfer program with a frequency step equal to the Doppler half-width of the lines.

We considered the eight most important molecules and atoms in terms of opacity for relatively cool exoplanets (500 K <  $T_{\text{eff}}$  < 2000 K): H<sub>2</sub>O, CO, CH<sub>4</sub>, NH<sub>3</sub>, TiO, VO, Na, and K. The origin of the line lists and the intensity cutoff used to calculate the absorptivity spectra are given in Table 1. In the previous version of the model used by Baudino et al. (2013, 2014a,b), Galicher et al. (2014), and Bonnefoy et al. (2014), the methane line list originated from Albert et al. (2009), Boudon et al. (2006), Daumont et al. (2013), and Campargue et al. (2012) for CH<sub>4</sub>, and from Nikitin et al. (2002, 2006, 2013) for CH<sub>3</sub>D. Our new methane line list now comes from the Exomol database (Yurchenko & Tennyson 2014).

For all species except alkali, we calculated line absorption up to 120 cm<sup>-1</sup> from line center using a Voigt profile multiplied by a  $\chi$  factor to account for sub-Lorentzian far wings. For  $\chi$ , we used the profile derived by Hartmann et al. (2002) for H<sub>2</sub>-broadened lines of methane. The far wing absorption of Na and K has been shown to strongly affect the NIR spectra of brown dwarfs and extra-solar giant planets (Burrows et al. 2000). For Na and K, we used a Voigt profile  $V(\sigma - \sigma_0)$  in the impact region, up to a detuning frequency ( $\delta\sigma$ ) of  $30(T/500)^{0.6}$  cm<sup>-1</sup> for Na and  $50(T/500)^{0.6}$  cm<sup>-1</sup> for K, following Burrows et al. (2000). The Lorentz half-widths, calculated from the impact theory, are  $0.27(T/296)^{-0.70}$  cm<sup>-1</sup> atm<sup>-1</sup> for Na and  $0.53(T/296)^{-0.70}$  cm<sup>-1</sup> atm<sup>-1</sup> for K. Beyond the detuning frequency, we used a profile in the form

$$F(\sigma - \sigma_0) = V(\delta\sigma)[\delta\sigma/(\sigma - \sigma_0)]^{3/2} \times \exp[-(hc(\sigma - \sigma_0)/kT)(\sigma - \sigma_0)/\sigma_F], \quad (1)$$

where  $\sigma - \sigma_0$  is distance from line center,  $V(\delta\sigma)$  is the Voigt profile at the detuning frequency  $\delta\sigma$ , and  $\sigma_F$  a parameter that we adjusted to best reproduce the absorption cross sections calculated by Burrows & Volobuyev (2003) for the red wings of the Na/K + H<sub>2</sub> systems as shown in their Fig. 6. We derived  $\sigma_F = 5000$  cm<sup>-1</sup> for Na and 1600 cm<sup>-1</sup> for K from best fitting

**Table 2.** Compounds considered in thermochemical equilibrium calculations.

Compounds of interest <sup>a</sup>	Species included in chemical equilibrium calculations <sup>1</sup>
H <sub>2</sub> O, CO, CH <sub>4</sub>	H <sub>2</sub> O, H <sub>2</sub> O*, CO, CH <sub>4</sub>
NH <sub>3</sub>	NH <sub>3</sub> , N <sub>2</sub> , NH <sub>4</sub> SH*, H <sub>2</sub> S
Na, K	Na, Na <sub>2</sub> S*, H <sub>2</sub> S, HCl, NaCl, K, KCl, KCl*, NH <sub>3</sub> , NH <sub>4</sub> Cl*
TiO, VO	Ti, TiO, TiO <sub>2</sub> , V, VO, VO <sub>2</sub> , Ca, CaTiO <sub>3</sub> *, VO*, H <sub>2</sub> O
Mg <sub>2</sub> SiO <sub>4</sub> *, MgSiO <sub>3</sub> *, SiO <sub>2</sub> *	Mg, SiO, H <sub>2</sub> O, Mg <sub>2</sub> SiO <sub>4</sub> *, MgSiO <sub>3</sub> *, SiO <sub>2</sub> *
Fe*	Fe, Fe*

**Notes.** <sup>(a)</sup> Species marked with asterisks are condensates.

of the 0.6–0.9  $\mu\text{m}$  and 0.8–1.0  $\mu\text{m}$  regions for Na and K, respectively. Profiles were calculated up to 9000 cm<sup>-1</sup> of line center.

Besides line opacity, we added the collision-induced absorption from H<sub>2</sub>-H<sub>2</sub> and H<sub>2</sub>-He using data files and subroutines provided by A. Borysow<sup>2</sup>. These are based on publications by Borysow et al. (2001) and Borysow (2002) for H<sub>2</sub>-H<sub>2</sub>, and Borysow et al. (1988, 1989) and Borysow & Frommhold (1989) for H<sub>2</sub>-He.

We finally added absorption by cloud particles, discarding scattering. We considered condensates from Si and Fe, the two most abundant condensing elements in exoplanets with  $T_{\text{eff}}$  in the range 500–2000 K (Lunine et al. 1989). For silicates particles, we used the optical constants of crystalline forsterite Mg<sub>2</sub>SiO<sub>4</sub> published by Jäger et al. (2003) and for Fe liquid particles those from Ordal et al. (1988).

## 2.2. Atmospheric model

### 2.2.1. Gas composition

The vertical profiles of H<sub>2</sub>O, CO, CH<sub>4</sub>, NH<sub>3</sub>, TiO, VO, Na, and K are calculated at each iteration from thermochemical equilibrium, assuming a 0.83/0.17 H<sub>2</sub>/He volume mixing ratio and solar system elemental abundances from Table 3 of Lodders (2010). In the model, it is also possible to use enrichment factors over the solar values, independently for C, O, N, and heavier elements. We considered only the species that significantly affect the profiles of the above mentioned molecules in cool giant exoplanets according to Burrows & Sharp (1999) and Lodders & Fegley (2006). These species are given in Table 2 (Col. 2). We also included species involved in the formation of silicate and iron clouds to determine their condensation levels. Equilibrium abundances are derived from the equations of conservation for each element and using the standard molar free energies  $\Delta G^0(T)$  listed in Chase (1998) to calculate equilibrium constants involving the species in Table 2 (Col. 2). Calculation is done level by level, starting from the deepest level of our grid, at highest pressure and temperature, and moving upward in the grid. When a condensate appears in a given layer, its constituent elements are partly removed from the gas phase and the new elemental abundances in the gas phase are used to calculate equilibrium abundances in the overlying layer. If no condensation occurs, the same elemental abundances are used in the overlying layer. As in Lodders & Fegley (2006), we take the dissolution of VO

<sup>2</sup> <http://www.astro.ku.dk/~aborysow/programs/>

in perovskite ( $\text{CaTiO}_3$ ) into account, assuming an ideal solid solution and Henry's law.

### 2.2.2. Cloud model

Absorption by silicate and iron clouds is included above their respective condensation level  $p_c$  up to one hundredth of this pressure level. A particle-to-gas scale height ratio of 1 is assumed. We assumed spherical particles and used the Mie theory to calculate the absorption Mie efficiency  $Q_{\text{abs}}$  as a function of wavelength. The particle size distribution follows a gamma distribution with a mean radius  $r$  and an effective variance of 0.05.

As discussed by Ackerman & Marley (2001) and Marley et al. (2012), the cloud opacity is expected to be proportional to the pressure  $p_c$  at the condensation level, proportional to the total concentration of the condensing element (Si or Fe) embedded in various molecules at level  $p_c$ , and inversely proportional to the gravity  $g$ . This relates to the available column density of condensing material at the condensation level. We write the optical depth of the cloud as

$$\tau_{\text{cloud}} = \tau_{\text{ref}} \frac{p_c}{p_{\text{ref}}}, \quad (2)$$

where  $p_{\text{ref}} = 1$  bar. Because the solar elemental ratios Si/H and Fe/H are about the same, we assumed the particle column densities of the silicate and iron clouds are in the ratios of the pressure of their condensation levels, and thus that their  $\tau_{\text{ref}}$  at any wavelength are in the ratios of their  $Q_{\text{abs}}$  at this wavelength. We then just keep one free parameter in this cloud model, which is  $\tau_{\text{ref}}$  for the Fe cloud at some reference wavelength.

In running Exo-REM, we found that in some cases, when  $\tau_{\text{ref}}$  is large and the condensation curve is close to the solution temperature profile, the model is unstable through the iteration process and does not converge toward a radiative equilibrium solution. This is because adding particulate opacity increases the temperature significantly just above the condensation level. The temperature in this region may then become larger than the condensation temperature and no self-consistent solution can be found. This instability was also seen by Morley et al. (2012) who advocated a patchy atmosphere to solve this problem and reach a radiative equilibrium state.

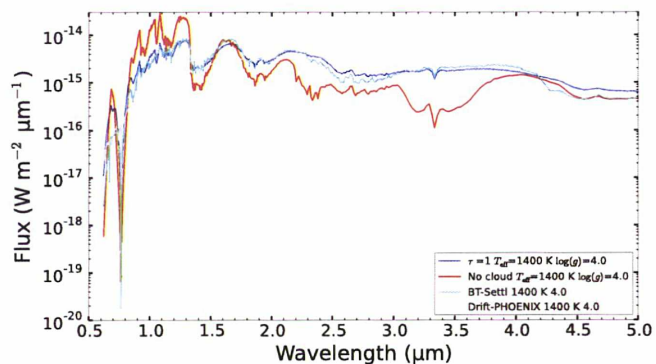
### 2.3. Input and output parameters

The input parameters of the model are the effective temperature  $T_{\text{eff}}$ , the acceleration of gravity  $g$  at 1 bar, which affects the atmospheric scale height and thus the optical depth profiles, and the oversolar enrichment factors  $\alpha$  for C/H, N/H, O/H and heavier elements X/H ( $\alpha = 1$  for solar system values). The other set of free parameters are the optical depth of the iron cloud  $\tau_{\text{ref}}$  at 1.2  $\mu\text{m}$  and a reference condensation level of 1.0 bar, and the mean radius  $r$  of the cloud particles.

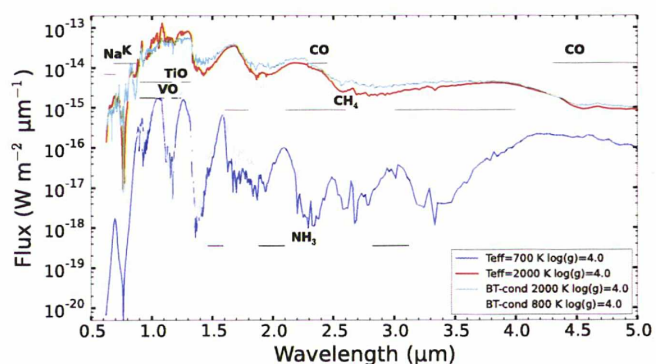
For output, the model provides the radiative-convective equilibrium temperature profile  $T(p)$ , the corresponding vertical profiles of the absorbers at chemical equilibrium, and the spectrum at the resolution of the  $k$ -correlated coefficient distribution, i.e., 20  $\text{cm}^{-1}$ .

### 2.4. Examples of model outputs

This section shows examples of model outputs (spectra, temperature and abundance profiles) for various input parameters, allowing us to investigate the effect of surface gravity, effective



**Fig. 1.** Spectra calculated for a cloudy (blue) and cloud-free (red) atmospheres at a distance of 10 pc, for a radius of 1  $R_{\text{Jup}}$ ,  $\log(g) = 4$  and  $T_{\text{eff}} = 1400$  K. Examples of BT-Settl (cyan) and Drift-PHOENIX (gray) models with the same parameters are also shown for comparison.

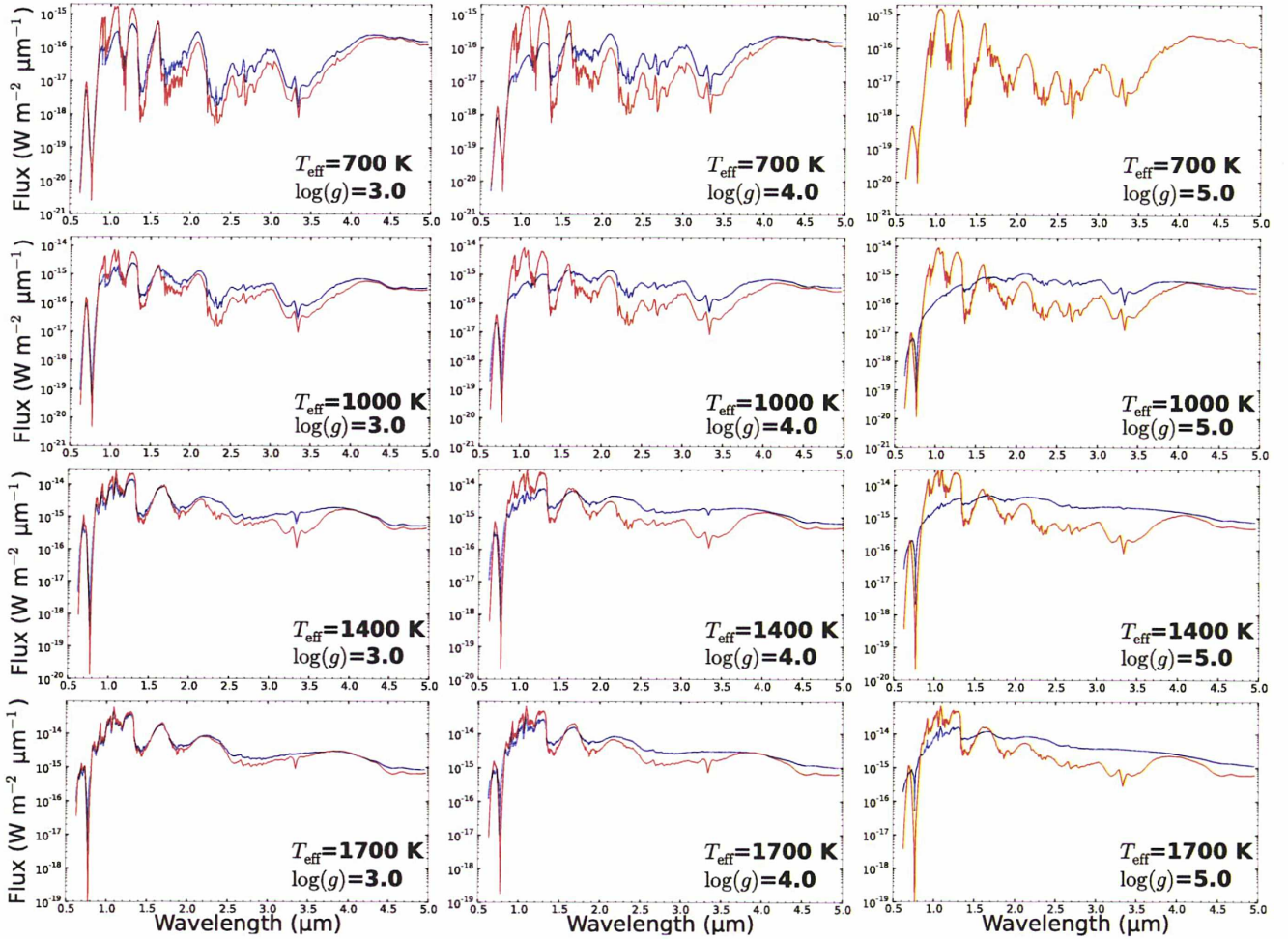


**Fig. 2.** Spectra calculated for a cloud-free atmosphere at a distance of 10 pc, for a radius of 1  $R_{\text{Jup}}$ ,  $\log(g) = 4.0$  and two different effective temperatures ( $T_{\text{eff}}$ ): 700 K (blue) and 2000 K (red). Molecular absorptions other than  $\text{H}_2\text{O}$  are indicated. Examples of BT-cond models (cyan and gray) are also shown for comparison.

temperature, and clouds. All models here, unless specified, assume a solar metallicity. For models with clouds (silicates and iron), we used  $\tau_{\text{ref}} = 1$  and a mean particle size of 30  $\mu\text{m}$  (Ackerman & Marley 2001). We do not consider water vapor ( $\text{H}_2\text{O}$ ) condensation and thus formation of ice clouds, which would occur in the upper atmospheres of planets with  $T_{\text{eff}}$  less than  $\sim 600$  K.

Figure 1 allows us to compare a typical case of atmospheric models, with and without clouds, with two models in the literature: BT-Settl and Drift-PHOENIX. The BT-Settl spectrum is relatively close to our case with clouds, except for some difference in the wings of the alkali lines and for the presence of an absorption band near 4.3 micron (outside of the wavelength range accessible to SPHERE), presumably due to  $\text{CO}_2$ , which was not included in our model. Other minor differences may originate from differences in the line lists or missing trace compounds in our model. The corresponding temperature profile of this BT-Settl model is shown in Fig. 4. On the other hand, the Drift-PHOENIX spectrum is very different from both the BT-Settl one and ours. The molecular absorption features are much less visible because the clouds are thicker than in the other models and the spectrum resembles that of a blackbody.

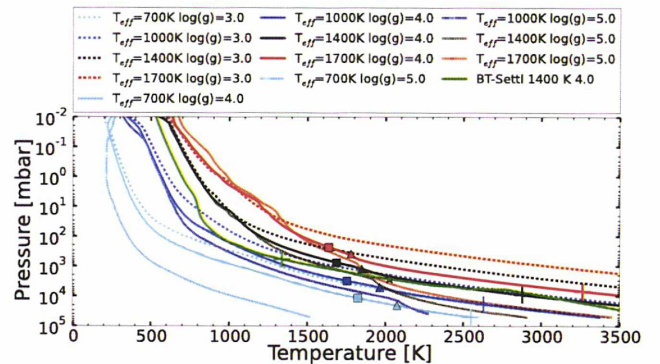
Figure 2 presents spectra calculated for a cloud-free atmosphere,  $\log(g) = 4$  and two values of  $T_{\text{eff}}$ , 700, and 2000 K. Water vapor absorbs all over the spectral range for both effective temperatures, with strongest bands centered at 0.94, 1.14,



**Fig. 3.** Spectra for a range of models without (red) and with (blue) clouds at the distance of 10 pc and with a radius of  $1 R_{\text{Jup}}$  and with a radius of  $1 R_{\text{Jup}}$ . For 700, 1000, 1400 and 1700 K the maximum of the blackbody is respectively around 4.1, 2.9, 2.1, and 1.7  $\mu\text{m}$

1.38, 1.87, and 2.7  $\mu\text{m}$ . Other absorption features are due to other compounds as indicated in the figure. Besides  $\text{H}_2\text{O}$ , K and Na absorption are visible both in low- and high-temperature spectra through their resonant lines at 767 and 589 nm, respectively. On the other hand, TiO, VO, and CO absorptions are only important for large  $T_{\text{eff}}$ , while  $\text{CH}_4$  bands play a significant role at low temperatures.  $\text{NH}_3$  has a weaker effect, is only visible in planets with a low  $T_{\text{eff}}$ , and provides additional absorption around 3.0, 2.0, and 1.5  $\mu\text{m}$ .

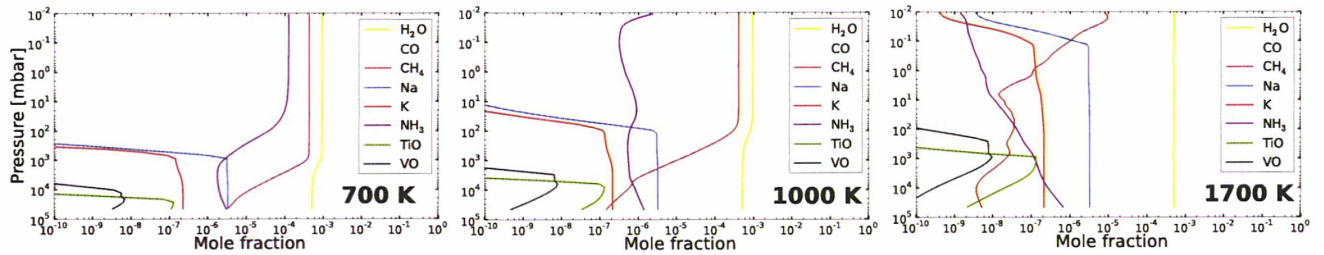
Figure 3 shows spectra calculated for  $T_{\text{eff}}$  varying from 700 to 1700 K and  $\log(g)$  varying from 3 to 5. The fluxes correspond to a planet having a Jupiter radius and located at 10 pc. For each set of parameters, a cloud-free model and a model with clouds are shown. For the case with  $\log(g) = 5$  and  $T_{\text{eff}} = 700$  K, only the cloud-free case is shown because cloud condensation occurs below our pressure grid and cannot be taken into account. The temperature profiles corresponding to these sets of parameters and to a cloudy atmosphere are shown in Fig. 4. The locations of the iron and silicate clouds and of the radiative-convective boundary are also indicated. The BT-Settl temperature profile for  $T_{\text{eff}} = 1400$  K and  $\log(g) = 4$  (solid green line) is shown for comparison with the Exo-REM profile (solid black line). Above the radiative-convective boundary, the two profiles are different, with a given temperature reached one or two pressure scale heights deeper in the BT-Settl model. The reason for this



**Fig. 4.** Temperature profiles calculated for the set of  $T_{\text{eff}}$  and  $\log(g)$  parameters used to generate the spectra in Fig. 3. Triangles and squares on the  $\log(g) = 4$  profiles indicate the bottom of the iron and silicate clouds respectively. One BT-Settl profile (green) is also shown for comparison, the star corresponding to the bottom of the dust location. The radiative-convective boundary is shown as a cross on the same profiles.

discrepancy is unknown but probably lies in different vertical distributions of the opacity.





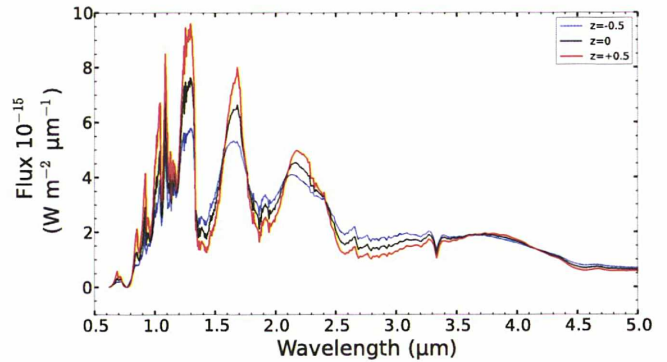
**Fig. 5.** Mixing ratio profiles of important molecules assuming a cloudy atmosphere,  $\log(g) = 4$ , and three different effective temperatures 700, 1000, and 1700 K.

For a given  $T_{\text{eff}}$ , adding cloud absorption yields a smoother spectrum, decreasing the contrast between absorption bands and spectral windows. This is because cloud opacity, concentrated near the cloud base in the 1600–2100 K range, (depending on  $\log(g)$  and  $T_{\text{eff}}$ , as shown in Fig. 4) more strongly reduces the flux in the windows, which originate from deeper levels than the flux in the absorption bands. Cloud opacity also affects the relative fluxes in the various photometric bands. Essentially, for a given  $T_{\text{eff}}$ , the flux is reduced below  $\sim 1.7 \mu\text{m}$  and increased longward. Therefore, the flux is significantly lower in the *Y* and *J* bands, at which the atmosphere is the most transparent, and higher in the *K*, *L*, and *M* bands where atmospheric opacity is larger. In the set of examples we show in Fig. 3, the strongest cloud effects are seen for  $\log(g) = 5$  and  $T_{\text{eff}} = 1000, 1400$ , or 1700 K. In these cases, the emission resembles that of a blackbody at temperature  $T_{\text{eff}}$ . The pressure levels where  $T = T_{\text{eff}}$ , representative of the mean emission level, are the deepest of the set in Fig. 4,  $\sim 0.4$  bar, and thus the cloud opacity at this level is the largest, according to Eq. (2).

We only show here the effect of clouds for a single set of parameters:  $\tau_{\text{ref}} = 1$  and a particle scale height equal to the pressure scale height. For this parametrization, the cloud optical depths at a given pressure level are the same for any location of the condensation level (see Eq. (2)) and any value of  $T_{\text{eff}}$  or  $\log(g)$ . Therefore, we cannot draw any conclusion on the relative effect of cloud opacity as a function of  $T_{\text{eff}}$  or  $\log(g)$  from the calculations shown in Fig. 3. For example, it could be reasonable to assume that  $\tau_{\text{ref}}$  varies as  $1/g$ , as does the pressure scale height, following the parametrization of Ackerman & Marley (2001, e.g., their Eq. (18)). This would reduce the increasing effect of clouds with increasing gravity. Also, if the cloud is more confined near the condensation level than assumed here, i.e., a particle-to-gas scale height ratio lower than 1, the effect of clouds would be much reduced for cases with  $T_{\text{eff}} = 700$  or even 1000 K since particles would be confined to levels well below the mean emission level.

Obviously, the main effect of increasing the effective temperature is to increase the emitted flux but, in addition, changes in the spectral shape between 1 and 4  $\mu\text{m}$  can be noted. As  $T_{\text{eff}}$  increases,  $\text{CH}_4$  bands, mostly visible at 1.7, 2.3, and 3.3  $\mu\text{m}$ , become less and less intense, while the CO band at 4.7  $\mu\text{m}$  as well as TiO and VO absorption below 1.3  $\mu\text{m}$  become visible. These large variations may easily be detected from narrowband photometry or low-resolution spectroscopy: TiO and VO signatures occur in the *J*-band, CO affects the *M*-band at high  $T_{\text{eff}}$  while, at low  $T_{\text{eff}}$ ,  $\text{CH}_4$  has a strong effect in the *H*, *K*, and *L*-bands, and  $\text{NH}_3$  has a marginal effect in the *K*-band.

The spectral variations with effective temperature are, of course, due to changes in composition as illustrated in Fig. 5. Carbon is partitioned between CO and  $\text{CH}_4$ , with a CO/ $\text{CH}_4$  ratio depending on temperature and, to a lesser extent, on pressure.

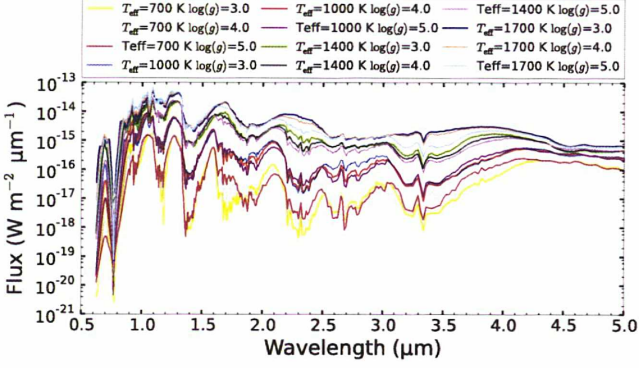


**Fig. 6.** Effect of varying the metallicity  $Z$  in a cloudy model with  $T_{\text{eff}} = 1400$  K and  $\log(g) = 4.0$ .

In the 700-K planet, methane dominates over carbon monoxide above the 1-bar level whereas in the 1700-K planet, CO dominates over the whole pressure grid. Similarly, nitrogen is partitioned between  $\text{N}_2$  and  $\text{NH}_3$ , the latter being abundant in the observable atmosphere only for relatively low effective temperatures ( $\leq 800$  K). Also, as the effective temperature decreases, TiO and VO get confined to deeper levels and have thus less influence on the outgoing flux. The depletion of TiO and VO in the upper (colder) atmosphere is due to perovskite ( $\text{CaTiO}_3$ ) formation and VO condensation, respectively. Alkali Na and K affect all spectra in our grid but are confined at deeper levels in the case of low  $T_{\text{eff}}$  atmospheres. They are removed from the upper atmosphere through the formation of  $\text{Na}_2\text{S}$  condensate and KCl condensation, respectively.

Figure 6 shows the effect of varying the metallicity for given  $T_{\text{eff}}$  and  $\log(g)$  assuming no clouds. As expected, increasing the metallicity increases the depth of all absorption bands. For example, considering the water vapor band at 2.7  $\mu\text{m}$ , a metallicity of  $Z = +0.5$  produces a band depth ( $2.2/2.7 \mu\text{m}$ ) twice as large as in the case with  $Z = -0.5$ . In principle, the metallicity of an observed exoplanet could thus be deduced from low-resolution spectroscopy provided that the temperature profile modeled from radiative-convective equilibrium is reliable, which also requires that  $T_{\text{eff}}$  and  $\log(g)$  can be accurately derived from the spectra. The unknown effect of clouds may be a stronger limitation in some cases since cloud absorption reduces the band depths and may mimic some decrease in metallicity.

The gas scale height is inversely proportional to the acceleration of gravity  $g$ . As a result, a given optical depth at a given wavelength is found at deeper pressure levels when  $g$  increases. This explains the general behavior of the temperature profiles as a function of  $\log(g)$  for a given effective temperature as seen in Fig. 4. As  $\log(g)$  increases, the temperature profile generally moves downward along with the cloud condensation levels. The



**Fig. 7.** Series of spectra calculated for a cloud-free atmosphere,  $T_{\text{eff}}$  varying from 700 to 1700 K, and  $\log(g)$  from 3 to 5.

situation is however more complicated because of the presence of clouds and the dependence of molecular absorptivity with pressure. The effect of gravity on the calculated spectral shape is more subtle than that of effective temperature. It is best seen in spectra of Fig. 7 having no cloud opacity. Because thermochemical equilibrium at a given temperature depends on pressure, the gas abundances at a given temperature level depend on the pressure at this level and thus indirectly on the gravity. For example, the  $\text{CH}_4/\text{CO}$  ratio at a given temperature varies as the square of pressure so that the methane mixing ratio at and above the atmospheric level where  $T = T_{\text{eff}}$ , representative of the mean emission level, is larger for larger  $g$ . This explains the large increase in the depth of the methane bands for the  $T_{\text{eff}} = 1700$  K (and to a lesser extent 1400 K) profiles when  $\log(g)$  increases from 3 to 5. In this case, the  $\text{CH}_4$  mixing ratio is two orders of magnitude larger at the  $T = 1700$  K level for  $\log(g) = 5$  than for  $\log(g) = 3$ . These calculations suggest that, among objects with  $T_{\text{eff}} \sim 1600\text{--}1800$  K, methane absorption would be detectable at 2.3 or 3.3  $\mu\text{m}$  in brown dwarfs, but would probably not be detectable at 2.3 or 3.3  $\mu\text{m}$  in Jupiter-mass planets. On the other hand, for the  $T_{\text{eff}} = 700$  K profiles, the  $\text{CH}_4/\text{H}_2$  mixing ratio is similar for all  $\log(g)$  at and above the  $T = T_{\text{eff}}$  level, at its maximum value, which is twice the C/H elemental ratio. In conclusion, the effect of gravity on the spectra is significant but may be difficult to disentangle from compositional variations.

### 3. Application of the model to actual observations

#### 3.1. Method

We now describe how we exploit existing data to derive characteristics of planets. As a first step, the model generates a grid of spectra for a range of physical parameters,  $\log(g)$  between 2.1 and 5.5 with a step of 0.1 and  $T_{\text{eff}}$  between 700 and 2000 K with a step of 100 K. Importantly, the explored parameter space must be large enough to encompass all acceptable solutions. For simplicity, we fixed the planet radius to one Jupiter radius ( $R_{\text{Jup}}$ ), and leave the determination of the planet radius to the minimization part (see below).

Besides the direct geometrical effect on the observed flux, the radius also affects the variation of the acceleration of gravity with altitude, and thus the scale height at a given pressure level. We tested this effect in a few test cases in our grid by solving for radiative equilibrium for two different radii and comparing the corresponding spectra. We only observed very small modifications of the shape of the spectrum, negligible compared with other error bars. Hence the radius may be considered as

**Table 3.** Clouds parameters used in the five test grids.

$\langle r \rangle$ ( $\mu\text{m}$ )	$\tau_{\text{ref}}$	$\tau_{\text{Mg}_2\text{SiO}_4}$ ( $\lambda = 1.2 \mu\text{m}; p = 1 \text{ bar}$ )	$\tau_{\text{Fe}}$ ( $\lambda = 1.2 \mu\text{m}; p = 1 \text{ bar}$ )
	0	0	0
30	0.1	0.015	0.1
30	1	0.15	1
30	3	0.45	3
3	1	0.018	1

an independent scaling parameter, only affecting the observed flux through the area  $\pi R^2$  seen from Earth. Physical parameters  $T_{\text{eff}}$  and  $g$  are derived with associated 1 or 2 $\sigma$  error bars (68% and 95% confidence level, respectively) from a  $\chi^2$  analysis with  $n-1$  degrees of freedom (Bevington & Robinson 2003), where  $n$  is the number of independent observation points (one degree of freedom is removed by the determination of  $R$ , see below).

Five types of clouds were considered with characteristics given in Table 3: one without cloud, three with a mean particle radius of 30  $\mu\text{m}$  and  $\tau_{\text{ref}} = 0.1, 1, \text{ and } 3$ , and one with a mean particle radius of 3  $\mu\text{m}$  and  $\tau_{\text{ref}} = 1$ . The differences in the absorption efficiency  $Q_{\text{abs}}$  between iron and forsterite explain the differences in the optical depth calculated for each compound. As already mentioned in Sect. 2.2.2, the model may be unstable for  $\tau_{\text{ref}} > 3$ .

The data consist of a series of either photometric points (broadbands and/or narrowbands) expressed in magnitudes, a normalized spectrum, or both. We compute the  $\chi^2$  between the data  $X_{\text{Observed}}$  and each synthetic spectrum in our grid, once integrated over the photometric filters or convolved to the spectrograph resolution ( $X_{\text{Model}}$ ), with the following relation:

$$\chi^2 = \sum \left( \frac{X_{\text{Observed}} - X_{\text{Model}}}{\Delta X_{\text{Observed}}} \right)^2, \quad (3)$$

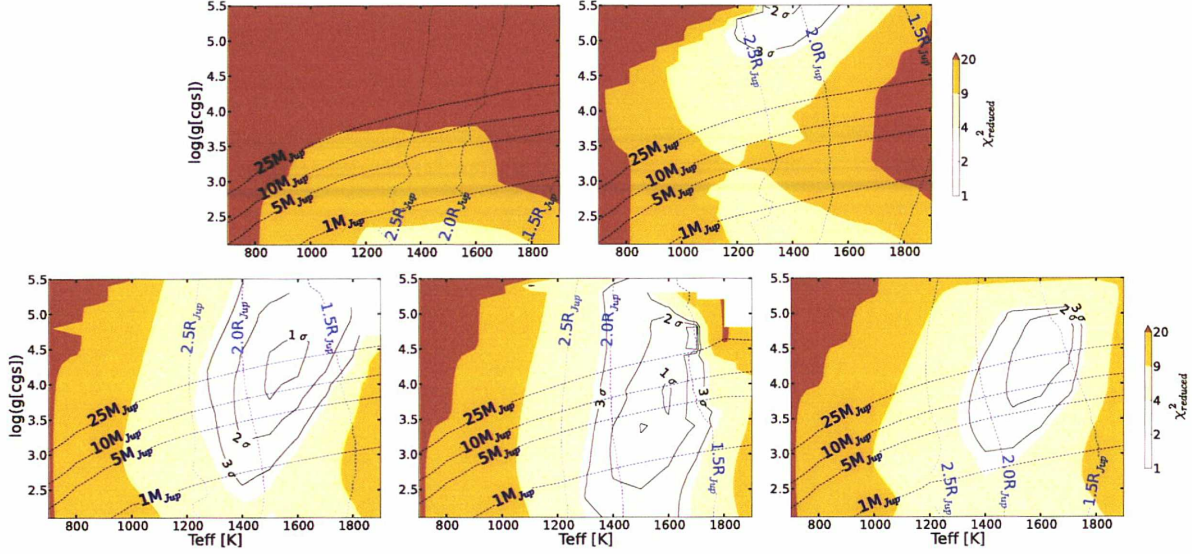
where  $\Delta X_{\text{Observed}}$  are the uncertainties in the planet photometry. Then, in the case of photometric measurements, we derive the radius that minimizes the  $\chi^2$  metric

$$5 \log_{10}(R) = - \frac{\sum \left( \frac{X_{\text{Observed}} - X_{\text{Model}}}{\Delta X_{\text{Observed}}^2} \right)}{\sum \left( \frac{1}{\Delta X_{\text{Observed}}^2} \right)}. \quad (4)$$

Therefore, the radius  $R$  (given in  $R_{\text{Jup}}$  unit) is considered a global scaling parameter that does not influence the shape of the synthetic spectra. Finally, additional constraints based on models and measurements can be introduced in the analysis. Considering the core-accretion model (Mordasini et al. 2012) and the hot-start model (Spiegel & Burrows 2012), assuming a given age of the star, the radius range can be restrained within lower and upper boundaries. In addition, radial velocity measurements, when available, can be used to put constraints on mass and thus on  $g$  thanks to the relation,

$$g = \frac{GM}{R^2}. \quad (5)$$

For illustration, we now apply Exo-REM to the case of the planet  $\beta$  Pictoris b located at  $19.44 \pm 0.05$  pc (van Leeuwen 2007). Discovered back in 2008 (Lagrange et al. 2009), this object is a case study. As it orbits relatively close to its young ( $21 \pm 4$  Myr Binks & Jeffries 2014) parent star, a precise followup enables a careful determination of the semimajor axis, which is  $8.9^{+0.4}_{-0.6}$  AU (Bonnefoy et al. 2014; Lagrange et al. 2013, 2014). The planet



**Fig. 8.** Maps of reduced  $\chi^2$  for  $\beta$  Pictoris b SED. Vertical blue lines indicate radii of 2.5, 2.0, and 1.5  $R_{\text{Jup}}$ . Horizontal blue lines indicate masses of 25, 10, 5, and 1  $M_{\text{Jup}}$ . From *top left to bottom right*, models correspond to: no cloud,  $\tau = 0.1$  and  $\langle r \rangle = 30 \mu\text{m}$ ,  $\tau = 1$  and  $\langle r \rangle = 30 \mu\text{m}$ ,  $\tau = 3$  and  $\langle r \rangle = 30 \mu\text{m}$ ,  $\tau = 1$  and  $\langle r \rangle = 3 \mu\text{m}$ , respectively.

**Table 4.** Photometric measurements of Planet  $\beta$  Pictoris b.

Filter	Apparent magnitude	References
Ys	$15.53 \pm 0.34$	Males et al. (2014)
J	$14.0 \pm 0.3$	Bonnefoy et al. (2013)
CH <sub>4</sub> S,1%	$13.18 \pm 0.15$	Males et al. (2014)
H	$13.5 \pm 0.2$	Bonnefoy et al. (2013)
Ks	$12.6 \pm 0.1$	Bonnefoy et al. (2011)
L'	$11.02 \pm 0.2$	Bonnefoy et al. (2011, 2013)
NB 4.05	$11.20 \pm 0.23$	Quanz et al. (2010)
M'	$11.0 \pm 0.3$	Bonnefoy et al. (2013)

resides inside the circumstellar disk detected in 1987 (Smith & Terriile 1987). Importantly, Lagrange et al. (2012a) demonstrated that its orbital plane is in fact aligned with the warp observed by Mouillet et al. (1997) instead of the main disk plane, providing an unambiguous evidence for the disk/planet interaction. A photometric event reported in 1981 could have been produced by the transit of this planet in front of the star (Lecavelier Des Etangs et al. 1997).

### 3.2. $\beta$ Pictoris b

We considered the whole set of available photometric measurements covering the NIR wavelengths, all the way to the mid-IR. Observations (Table 4) were collected with NaCo (Lenzen et al. 2003; Rousset et al. 2003) at the VLT in the J, H, K<sub>s</sub>, L', NB 4.05, M' bands (Bonnefoy et al. 2013, 2011; Quanz et al. 2010) and with MagAO (Close et al. 2012) in the Ys and CH<sub>4</sub>s bands as well (Males et al. 2014). Recently, J-band (between 1.12 and 1.35  $\mu\text{m}$  for a resolution of 35–39) and H-band (between 1.51 and 1.79  $\mu\text{m}$  for a resolution of 44–49) spectra were obtained during the GPI (Macintosh et al. 2014) commissioning (Bonnefoy et al. 2014; Chilcote et al. 2015).

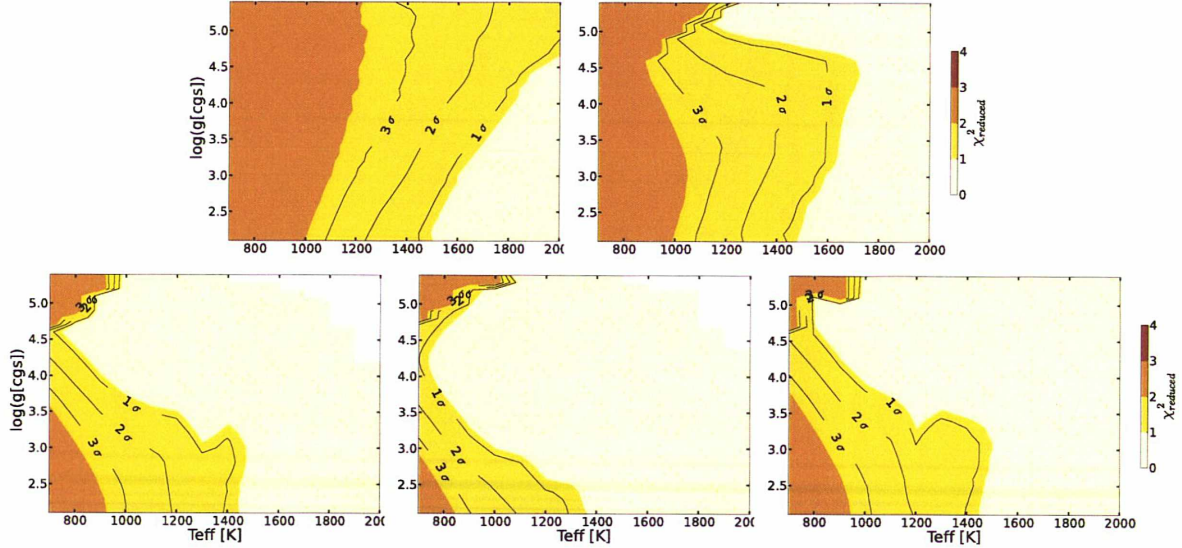
First, the grids of models were generated as explained here-above without any constraint on radius and mass. We started with the analysis of the photometric data points alone. The models with no cloud and thin clouds (Fig. 8, top left and right

panels) do not allow us to achieve a decent minimization, the regions of minima being located at the boundaries of the parameter space. If thicker clouds are introduced (Fig. 8 bottom), the model is able to reproduce the data points (reduced  $\chi^2$  is lower) and the region limited by the  $1\sigma$  contour falls within the grid boundaries. We can constrain the effective temperature to 1500–1700 K, while only a lower limit is derived for gravity ( $\log(g) > 4$ ). Calculations with  $\langle r \rangle = 3 \mu\text{m}$  do not yield a minimum  $\chi^2$  value as low as in the case of  $\langle r \rangle = 30 \mu\text{m}$  and do not provide acceptable solutions at the  $1\sigma$  uncertainty level (Fig. 8 bottom right).

The same work was carried out using the J-band spectrum. In that case, the reduced  $\chi^2$  values are much lower across the grid as a result of larger flux uncertainties (more models can fit the data) (Fig. 9). For models with clouds, the best  $\chi^2$  correspond to an effective temperature of  $1500 \pm 100$  K but large gravities ( $\log(g) > 3.5$ ). In the  $\tau = 3$  grid of models, the minimum reduced  $\chi^2$  is as low as 0.14, which suggests that the error bars are overestimated or, more likely, strongly correlated in wavelength. With these large error bars, cloud-free models are also capable of fitting the spectrum at the  $1\sigma$  level with  $T_{\text{eff}} = 2000$  K,  $\log(g) = 2.3$ , corresponding to a minimum reduced  $\chi^2$  of 0.63.

Assuming an age for the  $\beta$  Pictoris system of 15–25 Myr, evolutionary models predict a radius between 0.6 and 2  $R_{\text{Jup}}$ . Including this constraint in the  $\chi^2$  minimization implies a lower limit for the effective temperature of about 1400 K.

Radial velocity measurements presented in Lagrange et al. (2012b) yield constraints on the planet mass. For separations of 8, 9, 10, 11, and 12 AU, the detection limit corresponds to a mass of 10, 12, 15.5, 20, 25  $M_{\text{Jup}}$ , while the model-dependent mass derived from photometry compared to evolutionary models is  $\geq 6 M_{\text{Jup}}$  (Bonnefoy et al. 2013). Recently, Bonnefoy et al. (2014) used an up-to-date compilation of radial velocity measurements and constrained the mass limit to 20  $M_{\text{Jup}}$  (at 96% confidence level). For the purpose of being conservative, we retain a maximum mass of 25  $M_{\text{Jup}}$ . These new constraints remove the models with highest gravities in the  $\chi^2$  maps.



**Fig. 9.** Maps of reduced  $\chi^2$  for  $\beta$  Pictoris b  $J$ -band spectrum. From *top left to bottom right*, models correspond to: no cloud,  $\tau = 0.1$  and  $\langle r \rangle = 30 \mu\text{m}$ ,  $\tau = 1$  and  $\langle r \rangle = 30 \mu\text{m}$ ,  $\tau = 3$  and  $\langle r \rangle = 30 \mu\text{m}$ ,  $\tau = 1$  and  $\langle r \rangle = 3 \mu\text{m}$ , respectively.

**Table 5.** Derived  $T_{\text{eff}}$  and  $\log(g)$  of  $\beta$  Pictoris b in each step of this analysis and shown by other studies.

Reference	Data type	Constraints	Error size	$T_{\text{eff}}$ [K]	$\log(g)$	Radius [ $R_{\text{Jup}}$ ]	Best-fit model
This work	SED	no	$1\sigma$	$1600 \pm 100$	$4.0 \pm 0.8$	$1.68 \pm 0.22$	clouds, $30 \mu\text{m}$
This work	SED	no	$2\sigma$	$1550 \pm 250$	$>3.2$	$1.82 \pm 0.44$	clouds
This work	$H$ -band	no	$2\sigma$	$1400 \pm 100$	$4.1 \pm 0.3$	$2.2 \pm 0.4$	clouds, $\tau_{\text{ref}} = 3$
This work	SED	radius and mass	$1\sigma$	$1550 \pm 50$	$3.8 \pm 0.6$	$1.73 \pm 0.12$	clouds, $30 \mu\text{m}$
This work	SED	radius and mass	$2\sigma$	$1550 \pm 150$	$3.5 \pm 1.0$	$1.76 \pm 0.24$	clouds
Bonnefoy et al. (2013)	SED	no	best $\chi^2$	$1700 \pm 100$	$4.0 \pm 0.5$	1.22–1.76	clouds, Drift Phoenix
Currie et al. (2013)	SED	no	$1\sigma$	1575–1650	$3.8 \pm 0.2$	$1.65 \pm 0.06$	clouds, Modified AMES-Dusty

The mass and radius constraints allow us to more accurately determine the physical parameters  $T_{\text{eff}}$  and  $\log(g)$ , as presented in Table 5. Therefore, we propose a new determination of  $T_{\text{eff}} = 1550 \pm 150$  K and  $\log(g) = 3.5 \pm 1.0$  at the  $2\sigma$  confidence level.

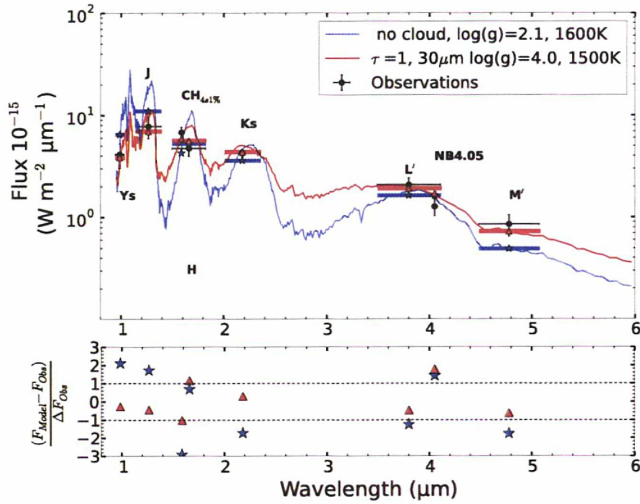
These values are in good agreement with the former analyses by Bonnefoy et al. (2013) and Currie et al. (2013), who used the PHOENIX models like BT-Settl, Drift-PHOENIX or Ames-Dusty.

The AMES-Cond and AMES-Dusty models represent extreme cases. Both solve for thermochemical equilibrium assuming level-by-level element conservation. In the AMES-Cond model, all the dust is removed for opacity calculation while in the AMES-Dusty model the amount of dust is that derived from thermochemical equilibrium with no depletion process. In BT-Settl, the dust particle properties (number density and mean radius) are derived from a comparison of timescales of various microphysical and transport processes. Finally, Drift-PHOENIX really solves for the formation and evolution of cloud particles, taking dust microphysics and atmospheric convection into account. Bonnefoy et al. (2014) provided a detailed comparison with these and other models as concerns the  $J$ -band spectrum.

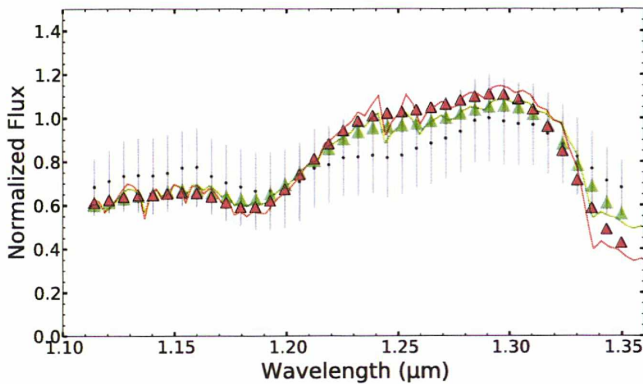
Therefore, Exo-REM yields similar results as other models, either using photometric data or low-resolution spectra, although it is far less complex. A more recent study by Males et al. (2014), using bolometric luminosity compared to evolutionary models, found an effective temperature of  $T_{\text{eff}} = 1643 \pm 32$  K. In our work, error bars are larger probably because we consider

$2\sigma$  confidence level and possibly because we probe a larger parameter space. The models with the best  $\chi^2$  are shown in Figs. 10 and 11. We confirm that we need clouds to reproduce the contrast between all photometric points. In the case with clouds we observe two bad fitting locations, in  $H$  band and NB4.05. As concerns the spectrum we have difficulty fitting the observations after  $1.33 \mu\text{m}$ .

Recently, Chilcote et al. (2015) published a spectrum of  $\beta$  Pictoris b in the  $H$  band (Fig. 12). We find that only models with thick clouds ( $\tau_{\text{ref}} = 3$ ) can fit the data at a  $3\sigma$  confidence level. Note that published error bars of the spectrum only account for random errors (at the 1–2% level) and do not incorporate systematic uncertainties, such as an estimated 10% uncertainty on the overall spectral slope. Our best fit, in a least-squares sense, is obtained for  $T_{\text{eff}} = 1400$  K,  $\log(g) = 4.1$  and  $\tau_{\text{ref}} = 3$  (Fig. 12) with a reduced  $\chi^2_{\text{red}}$  of 1.12. However, this case would imply a too large radius of  $2.1 R_{\text{Jup}}$  to reproduce the absolute flux, which is based on the photometric measurement of Males et al. (2014). We also show a case with  $T_{\text{eff}} = 1500$  K,  $\log(g) = 4.1$  and  $\tau_{\text{ref}} = 3$  yielding  $\chi^2_{\text{red}} = 1.18$ , which agrees within error bars with the parameters derived from photometric measurements (Table 5) with mass and radius constraints and from the GPI  $J$ -spectrum (Fig. 11). The agreement of both synthetic spectra with the GPI  $H$ -spectrum is very good. In Table 5, we give the model parameters that fit the spectrum at the  $2\sigma$  level and not for the  $1\sigma$  level because, as mentioned above, the error bars of Chilcote et al. may miss some systematic uncertainty. Adding

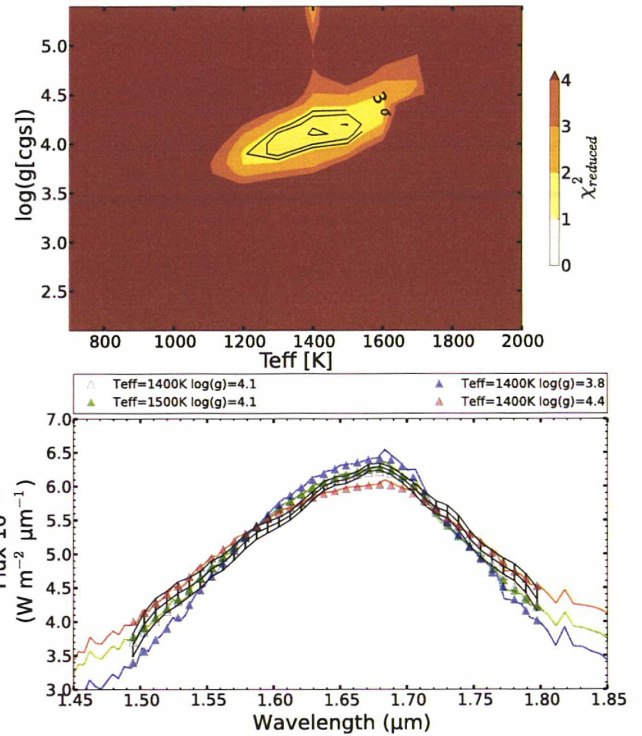


**Fig. 10.** *Top:* best  $\chi^2$  for  $\beta$  Pictoris b SED (black dots) with (red triangles) and without (blue stars) clouds after radius and mass selection. Thick lines indicate the widths of the filters.  $\text{CH}_4_{5.1\%}$  and NB 4.05 are very narrow filters, less than the width of plotted observation points. *Bottom:* difference between synthetic and observed fluxes divided by the uncertainty on the observed flux. The two horizontal lines indicate the  $\pm 1$  standard deviation level.



**Fig. 11.** Normalized GPI  $J$ -band spectrum of  $\beta$  Pictoris b (black) is plotted against the best fit of the SED also plotted in Fig. 10 with clouds (red triangles). Also plotted in green is a model with  $T_{\text{eff}} = 1500$  K,  $\log(g) = 4.1$  and  $\tau_{\text{ref}} = 3$ , which correctly reproduces the GPI  $H$ -band spectrum (Fig. 12). The dotted lines represent the calculated spectra prior to convolution.

a 10% uncertainty on the overall spectral shape would significantly increase the error bars on the derived parameters. The fits we obtain are closer to the observations than models presented in Chilcote et al. (2015). The differences between the models possibly result from different modeling of the cloud opacity. To fit the shape of the observed spectrum, models with thick clouds are needed. Models with no or thin clouds produce too much contrast between the peak and both ends of the observed spectrum. In Fig. 12, we also show cases where  $\log(g)$  is varied by 0.3 dex around the previous case to illustrate the strong sensitivity of the shape of the spectrum to this parameter (as gravity increases the spectrum broadens). Spectral observations in this band thus provide a way to constrain the gravity of the planet, although one would need to investigate to what extent it can be disentangled from cloud opacity and metallicity.



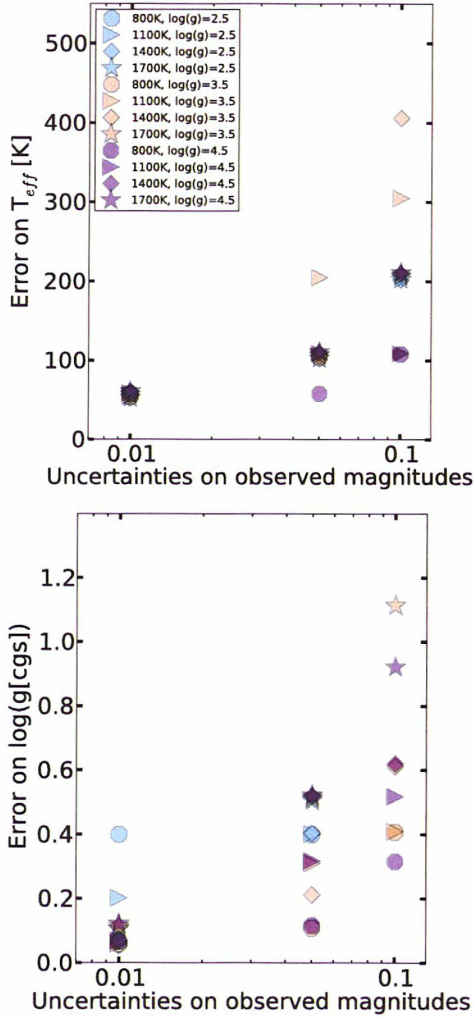
**Fig. 12.** *Top:* map of reduced  $\chi^2$  for  $\beta$  Pictoris b  $H$ -band spectrum with  $\tau = 3$  and  $\langle r \rangle = 30 \mu\text{m}$ . *Bottom:*  $\beta$  Pictoris b GPI  $H$ -band spectrum (black dots) is compared to models with clouds with  $\tau_{\text{ref}} = 3$ . Best fit, in a least-squares sense, is shown as gray triangles ( $T_{\text{eff}} = 1400$  K,  $\log(g) = 4.1$ ). Models in which the gravity is changed by  $\pm 0.3$  dex are plotted for comparison. A model with a larger effective temperature (1500 K) and  $\log(g) = 4.1$ , which fits the spectrum at the  $1.2\sigma$  confidence level, is also shown. The dotted lines represent the calculated spectra prior to convolution.

#### 4. SPHERE expected observations

In this section we discuss the ability of SPHERE to put useful constraints on gravity and effective temperature according to the quality of the data. The purpose is to link the photometric errors to the uncertainties in the physical parameters of planetary atmospheres. A related analysis to derive  $\log(g)$  and  $T_{\text{eff}}$  was performed by Vigan et al. (2010) with the narrowband differential filters of SPHERE combined with AMES-Cond/Dusty (Allard et al. 2001, 2003), BT-Settl (Allard et al. 2007) and Burrows models (Burrows et al. 2006).

In the following, we consider 12 test cases for which the model has a robust convergence, and which cover a representative range of  $\log(g) = 2.5, 3.5, 4.5$ ,  $T_{\text{eff}} = 800, 1100, 1400, 1700$  K, and cloud properties ( $\tau_{\text{ref}} = 1$  for  $30 \mu\text{m}$  particles). For this preliminary analysis, we focus on the NIR broadband filters  $Y, J, H, K_s$ , offered in IRDIS, the SPHERE camera, as well as the  $Y$ - $H$  mode of IFS (39 wavelengths, with  $0.014$ – $0.020 \mu\text{m}$  between adjacent pixels), the NIR spectrograph (Table 6).

The spectra of test cases were integrated over IRDIS filters and a photometric error was added to the integrated flux to mimic an actual photometric measurement. We considered several error amplitudes (in magnitude),  $\Delta m = 0.01, 0.05, 0.1, 0.5$ , and  $1.0$ , corresponding to very good to very poor data. The same error amplitude was applied to all filters, and we did not consider data with various qualities. In fact, the flux error in the SPHERE measurements is expected to show some correlation between wavelengths that affect the spectral shape to some extent. We did not



**Fig. 13.** Effect of uncertainties in the magnitude of photometric data points upon uncertainties in derived  $T_{\text{eff}}$  (top) and  $\log(g)$  (bottom). Cases with  $2\sigma$  error bars exceeding our test grid are not plotted.

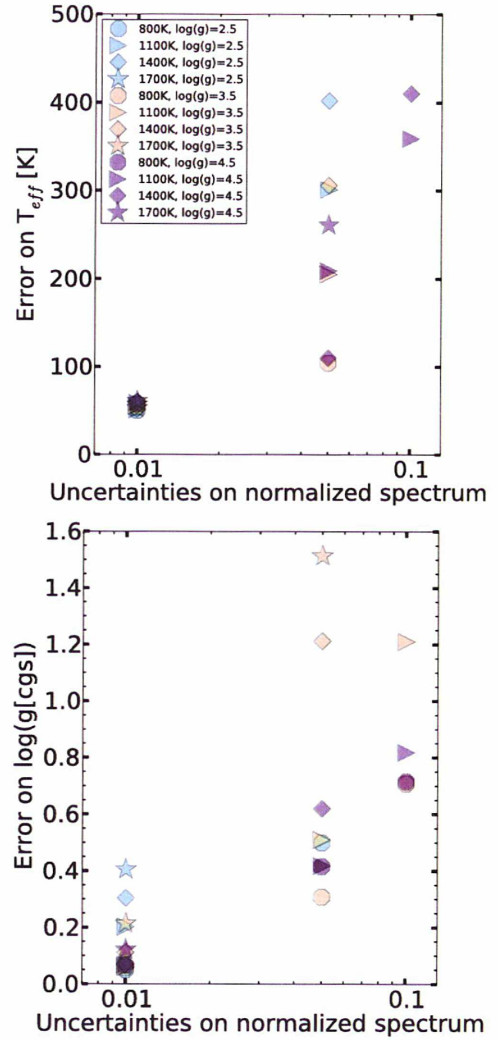
**Table 6.** Characteristics of SPHERE IRDIS filters and IFS spectroscopic mode.

Name	Central wavelength [ $\mu\text{m}$ ]	$FWHM^*$ [ $\mu\text{m}$ ]
BB $Y$	1.0425	0.139
BB $J$	1.2575	0.197
BB $H$	1.6255	0.291
BB $K_s$	2.1813	0.3135
$Y - H$	0.957–1.636	$R \sim 30$

**Notes.** (\*) Full width at half maximum.

take these systematic errors into account in the present analysis. As in the previous section, the photometry of test cases was compared to the grid of models using the  $\chi^2$  minimization (no mass or radius constraint). The uncertainties in physical parameters,  $\Delta T_{\text{eff}}$  and  $\Delta \log(g)$ , were derived from the  $2\sigma$  contours. Results are shown in Fig. 13. We observe that  $\Delta T_{\text{eff}}$  decreases as  $\log(g)$  increases and conversely,  $\Delta \log(g)$  increases as  $T_{\text{eff}}$  increases.

When photometric errors are small, on the order of 0.01 mag, the errors are often smaller or similar to the step of the grid. At the other extreme, when the photometric error is as large as

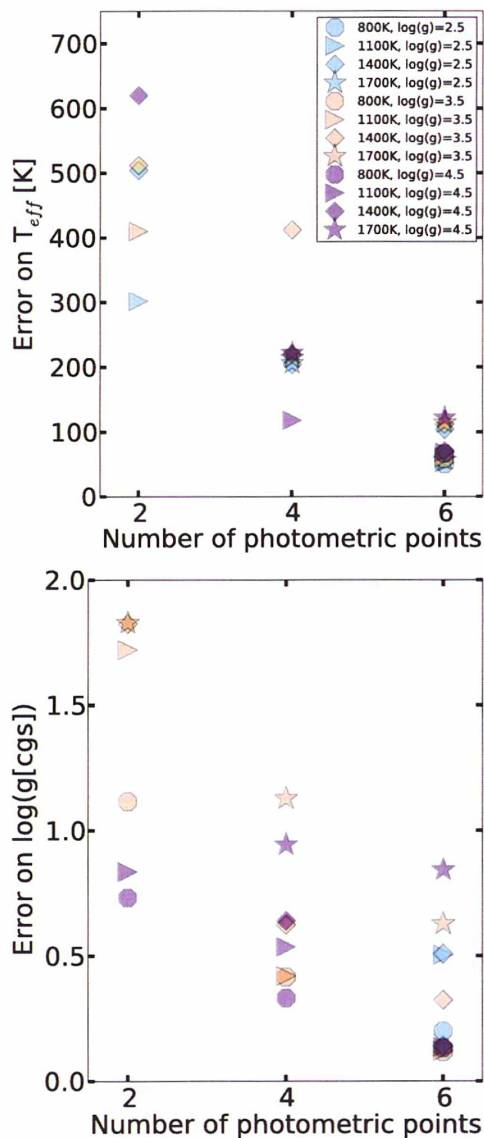


**Fig. 14.** Effect of uncertainties in the normalized spectra upon uncertainties in derived  $T_{\text{eff}}$  (top) and  $\log(g)$  (bottom). Cases with  $2\sigma$  error bars exceeding our test grid are not plotted.

1 mag, all models contained in the grid match the observation, hence the errors on the physical parameters exceed the range of the grid. We conclude that the effective temperature and gravity can be constrained to 200 K and 0.5 dex, respectively, if an accuracy of 0.2 mag is achieved.

We also considered flux spectra, normalized to unity at the peak, with an error of 0.01, 0.05, or 0.1, constant for all wavelengths. The same exercise performed with our set of synthetic spectra (Fig. 14) indicates accuracies of 200 K for  $T_{\text{eff}}$  and 0.5 dex for  $g$ , assuming a precision of 0.1.

The number of available photometric data points, as well as the covered spectral range, also have an impact on the accuracy of the retrieved physical parameters. For instance, considering the combination of two broadband filters, the set  $H + K_s$  is more appropriate to constrain the effective temperature (Fig. 15a) while for gravity a large spectral range is preferable (such as  $J + K_s$ ; Fig. 15b). We now consider three possible sets of photometric data points: two SPHERE filters ( $H$  and  $K_s$ , or  $J$  and  $K_s$ ), four SPHERE filters ( $Y, J, H, K_s$ ), and finally the same four SPHERE filters with two NaCo filters ( $L', M'$ ). We assume an accuracy of 0.1 mag on SPHERE data. To achieve the same accuracy in the physical parameters as previously achieved (200 K



**Fig. 15.** Effect of number of points in the SED upon uncertainties in derived  $T_{\text{eff}}$  (top) and  $\log(g)$  (bottom). The two-point case corresponds to the  $J$  and  $K_s$  filters. Cases with  $2\sigma$  error bars exceeding our test grid are not plotted.

for  $T_{\text{eff}}$  and 0.5 dex for  $g$ ), we conclude that at least three data points are required. In addition, a significant improvement is achieved if the SPHERE photometry is complemented with the NaCo MIR filters. With  $L'$  and  $M'$  filters we can expect uncertainties in  $T_{\text{eff}}$  lower than 100 K and also a smaller error on  $\log(g)$ .

## 5. Conclusions

To analyze photometric and spectroscopic data from new instruments like SPHERE at the VLT we have developed Exo-REM, a radiative-convective equilibrium model to simulate the atmosphere of young Jupiters, which are privileged targets for direct imaging of exoplanets. The model incorporates opacity from the molecules and atoms that are relevant to observable levels for giant exoplanets having  $T_{\text{eff}} < 2000$  K. It assumes that vertical profiles of these species are governed by thermochemical equilibrium. Cloud absorption by iron and silicate clouds is included

through a simplified formalism and a limited number of free parameters.

We used Exo-REM to analyze data available for  $\beta$  Pictoris b and to derive physical parameters of the planet. We inferred an effective temperature  $T_{\text{eff}} = 1550 \pm 150$  K,  $\log(g) = 3.5 \pm 1$ , and a radius  $R = 1.76 \pm 0.24 R_{\text{Jup}}$  ( $2\sigma$  error bars) from photometric measurements and considering independent constraints on mass and radius. These results are similar to those previously derived by other authors using different atmospheric models. The difference is that we considered  $2\sigma$  error bars (rather than  $1\sigma$ ) and explored a wider range of parameters, in particular, with lower values of  $g$ , than in previous studies. Our  $2\sigma$  uncertainties include measurement error as well as model dependence on our limited set of cloud parameters (optical depth, particle radius).

We were also able to reproduce the H-spectrum of Chilcote et al. (2015) within their (small) error bars in contrast to other models displayed in that paper. Using this spectrum alone, the derived parameters are:  $T_{\text{eff}} = 1400 \pm 100$  K,  $\log(g) = 4.1 \pm 0.3$ , and  $R = 1.9 \pm 0.2 R_{\text{Jup}}$  ( $2\sigma$  error bars).

We investigated the ability of SPHERE to characterize exoplanets with the IRDIS broadband filters and the  $Y-H$  spectroscopic mode of IFS. A couple of filters ( $H, K_s$ ) appear best suited to constrain  $T_{\text{eff}}$ , while the couple ( $J, K_s$ ) is more appropriate to constrain  $\log(g)$ . Combining MIR NaCo  $L'$  and  $M'$  observations with SPHERE photometry enables us to obtain good constraints on both  $T_{\text{eff}}$  and  $\log(g)$ .

We plan to explore the set of free parameters of Exo-REM more systematically than shown in this paper. In particular, we will more extensively study the effect of metallicity and of cloud parameters (scale height, reference optical depth, particle size). In future works, we may consider constraints coming from ab-initio models like BT-Settl or Drift-Phoenix, which provide guidelines for a range of realistic and physical cloud parameters. We will also add absorption by water ice particles that are expected to form in giant exoplanets having lower effective temperatures than studied here.

SPHERE was commissioned successfully and the instrument is open to the community. Known planets are prime targets for a thorough characterization (Lagrange et al., in prep.; Zurlo et al., in prep.).

*Acknowledgements.* J.L.B. Ph.D. is funded by the LabEx ‘‘Exploration Spatiale des Environnements Planétaires’’ (ESEP) # 2011-LABX-030. We thank G.-D. Marleau for useful discussion on exoplanet radii. We thank B. Plez for his help with TiO and VO absorption. We thank J. Chilcote for providing a file of the  $H$ -band spectrum of  $\beta$  Pictoris b. We thank the anonymous referee for useful remarks and suggestions.

## Appendix A: Radiative-convective equilibrium model, numerical method

In a one-dimensional radiative-convective equilibrium model, the net flux (radiative + convective) is assumed to be constant as a function of pressure level. This net flux  $\pi F$  is equal to

$$\pi F = \sigma T_{\text{eff}}^4, \quad (\text{A.1})$$

where  $T_{\text{eff}}$  is the effective temperature of the planet. We first solve for purely radiative equilibrium and neglect heating from the parent star. This is justified as long as we are interested in hot young giant exoplanets relatively far from their parent star. Assuming a planet with  $T_{\text{eff}} = 700$  K at a distance of 7 AU from the star, the stellar flux absorbed by the planet would amount to less than 0.1% of the planet’s thermal emission.

Discarding scattering, the net flux at pressure level  $p$ , in a plane parallel geometry, is given by

$$\pi F(p) = 2\pi \int_0^\infty d\sigma \left[ \int_{\tau_\sigma(p)}^\infty B_\sigma(\tau'_\sigma) E_2(\tau'_\sigma - \tau_\sigma) d\tau'_\sigma - \int_0^{\tau_\sigma(p)} B_\sigma(\tau'_\sigma) E_2(\tau_\sigma - \tau'_\sigma) d\tau'_\sigma \right], \quad (\text{A.2})$$

where  $\tau_\sigma(p)$  is the optical depth at pressure level  $p$  and wavenumber  $\sigma$ ,  $B_\sigma(\tau'_\sigma)$  is the Planck function at the temperature of level of optical depth  $\tau'_\sigma$  and wavenumber  $\sigma$ , and  $E_2$  is the second-order exponential integral.

The integral over wavenumber is calculated over the range  $[\sigma_{\min}, \sigma_{\max}]$ , with  $\sigma_{\min} = 20 \text{ cm}^{-1}$  and  $\sigma_{\max} = 16000 \text{ cm}^{-1}$ . This range is sliced into  $n_\sigma$  intervals of width  $\delta\sigma = 20 \text{ cm}^{-1}$ , over which the Planck function is taken as constant. The radiative transfer integral over each interval of width  $\delta\sigma$  is calculated through a correlated- $k$  distribution method with  $n_k$  quadrature points (Goody & Yung 1989). The atmospheric grid consists of  $n_p$  atmospheric levels equally spaced in  $\ln(p)$  between pressure levels  $p_{\max}$  at the bottom of the grid ( $j = 1$ ) and  $n_p = 64$ ). Assuming a linear variation of the Planck function  $B$  with optical depth  $\tau$  within any layer  $[p_{j-1}, p_j]$ , i.e.

$$B_\sigma(\tau_\sigma) = B_\sigma(\tau_{\sigma,j-1}) \frac{\tau_\sigma - \tau_{\sigma,j}}{\tau_{\sigma,j-1} - \tau_{\sigma,j}} + B_\sigma(\tau_{\sigma,j}) \frac{\tau_{\sigma,j-1} - \tau_\sigma}{\tau_{\sigma,j-1} - \tau_{\sigma,j}}, \quad (\text{A.3})$$

the contribution of this layer to the flux at wavenumber  $\sigma$  can be analytically calculated and expressed as a linear combination of the Planck functions at pressure levels  $p_j$  and  $p_{j+1}$ . We also add a contribution from below the atmospheric grid ( $p > p_{\max}$ ) assuming a semi-infinite layer with the same variation of the Planck function as in Eq. (A.3) for the first layer. Summing over all layers and spectral intervals, the net flux at level  $p_j$  can then be expressed as

$$\pi F(p_j) = 2\pi\delta\sigma \sum_{i=1}^{n_\sigma} \sum_{j'=1}^{n_p} B_{\sigma_i}(T_{j'}) \sum_{l=1}^{n_k} \varpi_l A(\sigma_i, p_j, p_{j'}, l), \quad (\text{A.4})$$

where  $B_{\sigma_i}(T_{j'})$  is the Planck function at temperature of the  $j'$ th pressure level of the grid and wavenumber  $\sigma_i$  at the middle of the  $i$ th spectral interval of width  $\delta\sigma$ . The parameter  $\varpi_l$  is the weight applied to the  $l$ th set of  $k$ -correlated coefficients used in the quadrature for the spectral integration over any spectral interval ( $\sum_{l=1}^{n_k} \varpi_l = 1$ ). The parameter  $A(\sigma_i, p_j, p_{j'}, l)$  is a dimensionless factor that couples pressure levels  $p_j$  and  $p_{j'}$  and only depends on the grid of optical depths for the  $l$ th set of  $k$ -correlated coefficients of the  $i$ th spectral interval.

We then search for the temperature profile that ensures radiative equilibrium, i.e.,

$$\pi F(p_j) = \sigma T_{\text{eff}}^4 \quad (\text{A.5})$$

for  $j$  varying from 2 to  $n_p$ . We do not use the flux at the first, deepest level as a constraint because the variation of the Planck function at deeper levels is fixed arbitrarily in the model to that of the first layer. To solve this system of  $n_{p-1}$  equations, we use a constrained linear inversion method described in [Vinatier et al. \(2007\)](#) and based on [Conrath et al. \(1998\)](#). The algorithm minimizes the quadratic difference ( $\chi^2$ ) between desired ( $\sigma T_{\text{eff}}^4$ ) and calculated fluxes with the additional constraint that the solution

temperature profile lies close to the reference profile. Starting from an initial guess profile  $T_0$ , an approximate solution  $T_1$  is derived from the equation

$$T_n = T_{n-1} + \alpha S K^T C^{-1} \Delta F, \quad (\text{A.6})$$

with  $n = 1$ , where  $\Delta F$  is the difference vector between the desired and calculated fluxes ( $\sigma T_{\text{eff}}^4 - \pi F(p_j)$ ),  $K$  is the kernel matrix with  $K_{jj'}$  equal to the derivative of the flux at level  $p_j$  with respect to the temperature at level  $p_{j'}$ ,  $S$  is a normalized two-point Gaussian correlation matrix that provides a vertical filtering of the solution needed to avoid numerical instabilities, and  $\alpha$  a scalar parameter that controls the emphasis placed on the proximity of the solution  $T_1$  to the reference profile  $T_0$ . We used a correlation length of 0.4 pressure scale height. The kernel matrix is calculated from Eq. (A.4), neglecting the dependence of  $A$  with temperature, which is generally much weaker than that of the Planck function, i.e.,

$$K_{jj'} = 2\pi\delta\sigma \sum_{i=1}^{n_\sigma} \frac{\partial B_{\sigma_i}(i)(T_{j'})}{\partial T_{j'}} \sum_{l=1}^{n_k} \varpi_l A(\sigma_i, p_j, p_{j'}, l). \quad (\text{A.7})$$

Matrix  $C$  is equal to

$$\mathbf{C} = \alpha \mathbf{K} \mathbf{S} \mathbf{K}^T + \mathbf{E}, \quad (\text{A.8})$$

where  $\mathbf{E}$  is a diagonal matrix with  $E_{jj'}$  equal to the square of the flux error acceptable at the  $j$ th pressure level, usually set to 0.1% of  $\sigma T_{\text{eff}}^4$ .

The nonlinearity of the problem requires an iterative process in which  $T_n$  is obtained from Eq. (A.6) after updating the reference profile to  $T_{n-1}$  and recalculating the kernel matrix  $K$  for profile  $T_{n-1}$ . The iteration process is pursued until  $\chi^2$  is less than 1 and no longer significantly decreases. The  $\alpha$  parameter in Eq. (A.7) is chosen to be small enough to ensure convergence and large enough to reduce the number of iterations needed. Typically ten iterations are needed. Note that the final solution does not depend on the initial profile  $T_0$  or on the choice of  $\alpha$ . For  $T_0$ , we used one of the three temperature profiles calculated by [Allard et al. \(2003\)](#) for  $T_{\text{eff}} = 900, 1300, \text{ and } 1700 \text{ K}$ . We choose that having  $T_{\text{eff}}$  closest to the input value to ensure rapid convergence.

In a second step, the solution profile is checked against convective instability by comparing the model lapse rate  $\nabla = \frac{\ln(T_j/T_{j-1})}{\ln(p_j/p_{j-1})}$  with the adiabatic value  $\nabla_{\text{ad}} = R/C_p$ , where  $R$  is the gas constant and  $C_p$  the temperature-dependent molar heat capacity for the  $\text{H}_2$ -He atmosphere. Regions where the lapse rate exceeds the adiabatic value are unstable against convection. They are found in the bottom of the pressure grid  $p > p_{\text{ad}}$ , with  $p_{\text{ad}}$  being the level where the lapse rate equals the adiabatic value. In that case, convective heat transfer occurs setting back the lapse rate to the adiabatic value. In Exo-REM, we do not solve explicitly for convection. We add a convective flux to the radiative flux in Eq. (A.4) through an analytical function that is essentially zero when  $\nabla \leq \nabla_{\text{ad}}$  and rapidly gets very large when  $\nabla > \nabla_{\text{ad}}$ . We found that the following function:

$$F_{\text{conv}}(p_j) = 10^{-3} \sigma T_{\text{eff}}^4 e^{200[\nabla/\nabla_{\text{ad}} - 1]} \quad (\text{A.9})$$

is adequate to ensure negligible superadiabaticity in the final solution profile. We then set the lapse rate of the purely radiative



solution to the adiabatic value, plus a small amount (0.015), at levels  $p > p_{\text{ad}}$ . The kernel matrix  $\mathbf{K}$  is calculated adding

$$\frac{\partial F_{\text{conv}}(p_j)}{\partial T_j} = 0.2\sigma T_{\text{eff}}^4 e^{200[\nabla/\nabla_{\text{ad}}-1]/(T_j \nabla_{\text{ad}} \ln(p_j/p_{j-1}))} \quad (a)$$

to  $K_{jj}$  and

$$\frac{\partial F_{\text{conv}}(p_j)}{\partial T_{j-1}} = -0.2\sigma T_{\text{eff}}^4 e^{200[\nabla/\nabla_{\text{ad}}-1]/(T_{j-1} \nabla_{\text{ad}} \ln(p_j/p_{j-1}))} \quad (b),$$

(A.10)

to  $K_{j,j-1}$  in Eq. (A.7). The iterative process is finally restarted with the modified flux and kernel until convergence is achieved. Typically another set of ten iterations is needed. Our model in this paper has 64 pressure levels equally spaced in  $\ln(p)$  between 50 bar and 0.01 mbar.

## References

- Ackerman, A. S., & Marley, M. S. 2001, *ApJ*, 556, 872
- Albert, S., Bauerecker, S., Boudon, V., et al. 2009, *Chem. Phys.*, 356, 131
- Allard, F., Hauschildt, P. H., Alexander, D. R., Tamanai, A., & Schweitzer, A. 2001, *ApJ*, 556, 357
- Allard, F., Guillot, T., Ludwig, H.-G., et al. 2003, in *Brown Dwarfs*, ed. E. Martín, IAU Symp., 211, 325
- Allard, F., Allard, N. F., Homeier, D., et al. 2007, *A&A*, 474, L21
- Barman, T. S., Macintosh, B., Konopacky, Q. M., & Marois, C. 2011, *ApJ*, 733, 65
- Barman, T. S., Konopacky, Q. M., Macintosh, B., & Marois, C. 2015, *ApJ*, 804, 61
- Baudino, J.-L., Bézard, B., Boccaletti, A., Lagrange, A., & Bonnefoy, M. 2013, *BAAS*, 45, 209.09
- Baudino, J.-L., Bézard, B., Boccaletti, A., Bonnefoy, M., & Lagrange, A.-M. 2014a, in *Exploring the Formation and Evolution of Planetary Systems*, eds. M. Booth, B. C. Matthews, & J. R. Graham, *Proc. IAU Symp.*, 299, 277
- Baudino, J.-L., Bézard, B., Boccaletti, A., et al. 2014b, in *SF2A Proceedings*, eds. J. Ballet, F. Martins, F. Bournaud, R. Monier, & C. Reylé, 53
- Beuzit, J.-L., Feldt, M., Dohlen, K., et al. 2008, *Proc. SPIE*, 7014, 18
- Bevington, P. R., & Robinson, D. K. 2003, *Data reduction and error analysis for the physical sciences* (McGraw-Hill)
- Binks, A. S., & Jeffries, R. D. 2014, *MNRAS*, 438, L11
- Boccaletti, A., Baudoz, P., Baudrand, J., Reess, J. M., & Rouan, D. 2005, *Adv. Space Res.*, 36, 1099
- Bonnefoy, M., Lagrange, A.-M., Boccaletti, A., et al. 2011, *A&A*, 528, L15
- Bonnefoy, M., Boccaletti, A., Lagrange, A.-M., et al. 2013, *A&A*, 555, A107
- Bonnefoy, M., Marleau, G.-D., Galicher, R., et al. 2014, *A&A*, 567, L9
- Borysow, A. 2002, *A&A*, 390, 779
- Borysow, A., & Frommhold, L. 1989, *ApJ*, 341, 549
- Borysow, J., Frommhold, L., & Birnbaum, G. 1988, *ApJ*, 326, 509
- Borysow, A., Frommhold, L., & Moraldi, M. 1989, *ApJ*, 336, 495
- Borysow, U., Jorgensen, A., & Fu, Y. 2001, *J. Quant. Spectr. Rad. Transf.*, 68, 235
- Boss, A. P. 2001, *ApJ*, 551, L167
- Boudon, V., Rey, M., & Loëte, M. 2006, *J. Quant. Spectr. Rad. Transf.*, 98, 394
- Bowler, B. P., Liu, M. C., Dupuy, T. J., & Cushing, M. C. 2010, *ApJ*, 723, 850
- Burrows, A., & Sharp, C. M. 1999, *ApJ*, 512, 843
- Burrows, A., & Volobuyev, M. 2003, *ApJ*, 583, 985
- Burrows, A., Saumon, D., Guillot, T., Hubbard, W. B., & Lunine, J. I. 1995, *Nature*, 375, 299
- Burrows, A., Marley, M. S., & Sharp, C. M. 2000, *ApJ*, 531, 438
- Burrows, A., Sudarsky, D., & Hubeny, I. 2006, *ApJ*, 640, 1063
- Campargue, A., Wang, L., Mondelain, D., et al. 2012, *Icarus*, 219, 110
- Chabrier, G., Baraffe, I., Allard, F., & Hauschildt, P. 2000, *ApJ*, 542, 464
- Chase, Jr., M. W. 1998, *NIST-JANAF Thermochemical Tables*, 4th edn., Monograph No. 9
- Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Dumas, C., et al. 2004, *A&A*, 425, L29
- Chilcote, J., Barman, T., Fitzgerald, M. P., et al. 2015, *ApJ*, 798, L3
- Claudi, R. U., Turatto, M., Gratton, R. G., et al. 2008, *Proc. SPIE*, 7014, 3
- Close, L. M., Males, J. R., Kopon, D. A., et al. 2012, *Proc. SPIE*, 8447, 16
- Conrath, B. J., Gierasch, P. J., & Ustinov, E. A. 1998, *Icarus*, 135, 501
- Currie, T., Burrows, A., Madhusudhan, N., et al. 2013, *ApJ*, 776, 15
- Daumont, L., Nikitin, A. V., Thomas, X., et al. 2013, *J. Quant. Spectr. Rad. Transf.*, 116, 101
- Galicher, R., Rameau, J., Bonnefoy, M., et al. 2014, *A&A*, 565, L4
- Goody, R. M., & Yung, Y. L. 1989, *Atmospheric radiation: theoretical basis* (Oxford University Press)
- Hanot, C., Absil, O., Surdej, J., Boccaletti, A., & Véraud, C. 2010, *Proc. SPIE*, 7731, 3
- Hartmann, J.-M., Boulet, C., Brodbeck, C., et al. 2002, *J. Quant. Spectr. Rad. Transf.*, 72, 117
- Helling, C., Ackerman, A., Allard, F., et al. 2008, *MNRAS*, 391, 1854
- Jäger, C., Dorschner, J., Mutschke, H., Posch, T., & Henning, T. 2003, *A&A*, 408, 193
- Janson, M., Bergfors, C., Goto, M., Brandner, W., & Lafrenière, D. 2010, *ApJ*, 710, L35
- Konopacky, Q. M., Barman, T. S., Macintosh, B. A., & Marois, C. 2013, *Science*, 339, 1398
- Kramida, A., Yu. Ralchenko, Reader, J., & NIST ASD Team. 2014, *NIST Atomic Spectra Database*, ver. 5.2, [Online], available: <http://physics.nist.gov/asd> [2015, March 17], National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD
- Lagrange, A.-M., Gratadour, D., Chauvin, G., et al. 2009, *A&A*, 493, L21
- Lagrange, A.-M., Bonnefoy, M., Chauvin, G., et al. 2010, *Science*, 329, 57
- Lagrange, A.-M., Boccaletti, A., Milli, J., et al. 2012a, *A&A*, 542, A40
- Lagrange, A.-M., De Bondt, K., Meunier, N., et al. 2012b, *A&A*, 542, A18
- Lagrange, A.-M., Meunier, N., Chauvin, G., et al. 2013, *A&A*, 559, A83
- Lagrange, A.-M., Gilardy, H., Beust, H., et al. 2014, in *Exploring the Formation and Evolution of Planetary Systems*, eds. M. Booth, B. C. Matthews, & J. R. Graham, *Proc. IAU Symp.*, 299, 299
- Langlois, M., Dohlen, K., Augereau, J.-C., et al. 2010, *Proc. SPIE*, 7735, 2
- Lecavelier Des Etangs, A., Vidal-Madjar, A., Burki, G., et al. 1997, *A&A*, 328, 311
- Lenzen, R., Hartung, M., Brandner, W., et al. 2003, in *Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes*, eds. M. Iye, & A. F. M. Moorwood, *Proc. SPIE*, 4841, 944
- Lin, D. N. C., & Ida, S. 1997, *ApJ*, 477, 781
- Lodders, K. 2010, in *Principles and Perspectives in Cosmochemistry*, eds. A. Goswami, & B. E. Reddy (Berlin: Springer), 379
- Lodders, K., & Fegley, Jr., B. 2006, *Chemistry of Low Mass Substellar Objects*, ed. J. W. Mason, 1
- Lunine, J. I., Hubbard, W. B., Burrows, A., Wang, Y.-P., & Garlow, K. 1989, *ApJ*, 338, 314
- Macintosh, B., Graham, J. R., Ingraham, P., et al. 2014, *Proc. of the National Academy of Science*, 111, 12661
- Males, J. R., Close, L. M., Morzinski, K. M., et al. 2014, *ApJ*, 786, 32
- Marleau, G.-D., & Cumming, A. 2014, *MNRAS*, 437, 1378
- Marley, M., Ackerman, A., & Seager, S. 2000, *BAAS*, 32, 127.05
- Marley, M. S., Saumon, D., Cushing, M., et al. 2012, *ApJ*, 754, 135
- Marois, C., Macintosh, B., Barman, T., et al. 2008, *Science*, 322, 1348
- Mayor, M., & Queloz, D. 1995, *Nature*, 378, 355
- Mordasini, C., Alibert, Y., Georgy, C., et al. 2012, *A&A*, 547, A112
- Morley, C. V., Fortney, J. J., Marley, M. S., et al. 2012, *ApJ*, 756, 172
- Mouillet, D., Larwood, J. D., Papaloizou, J. C. B., & Lagrange, A. M. 1997, *MNRAS*, 292, 896
- Neuhäuser, R., Guenther, E. W., Wuchterl, G., et al. 2005, *A&A*, 435, L13
- Nikitin, A., Brown, L. R., Féjard, L., Champion, J. P., & Tyuterev, V. G. 2002, *J. Mol. Spectr.*, 216, 225
- Nikitin, A. V., Champion, J.-P., & Brown, L. R. 2006, *J. Mol. Spectr.*, 240, 14
- Nikitin, A. V., Brown, L. R., Sung, K., et al. 2013, *J. Quant. Spectr. Rad. Transf.*, 114, 1
- Ordal, M. A., Bell, R. J., Alexander, Jr., R. W., Newquist, L. A., & Query, M. R. 1988, *Appl. Opt.*, 27, 1203
- Plez, B. 1998, *A&A*, 337, 495
- Quanz, S. P., Meyer, M. R., Kenworthy, M. A., et al. 2010, *ApJ*, 722, L49
- Rameau, J., Chauvin, G., Lagrange, A.-M., et al. 2013, *ApJ*, 772, L15
- Rothman, L. S., Gordon, I. E., Barber, R. J., et al. 2010, *J. Quant. Spectr. Rad. Transf.*, 111, 2139
- Roussel, G., Lacombe, F., Puget, P., et al. 2003, in *Adaptive Optical System Technologies II*, eds. P. L. Wizinowich, & D. Bonaccini, *Proc. SPIE*, 4839, 140
- Rowe, J. F., Coughlin, J. L., Antoci, V., et al. 2015, *ApJS*, 217, 16
- Schmid, H. M., Beuzit, J. L., Mouillet, D., et al. 2010, in *Proc. Conf. In the Spirit of Lyot 2010*, 49
- Smith, B. A., & Terrile, R. J. 1987, *BAAS*, 19, 829
- Spiegel, D. S., & Burrows, A. 2012, *ApJ*, 745, 174
- Tsuji, T. 2002, *ApJ*, 575, 264
- Tsuji, T., Ohnaka, K., & Aoki, W. 1996, *A&A*, 305, L1
- van Leeuwen, F. 2007, *A&A*, 474, 653
- Vigan, A., Moutou, C., Langlois, M., et al. 2010, *MNRAS*, 407, 71
- Vinatiev, S., Bézard, B., Fouchet, T., et al. 2007, *Icarus*, 188, 120
- Yurchenko, S. N., & Tennyson, J. 2014, *MNRAS*, 440, 1649
- Yurchenko, S. N., Barber, R. J., & Tennyson, J. 2011, *MNRAS*, 413, 1828



# **Annexe B**

## **Articles utilisant Exo-REM**

LETTER TO THE EDITOR

## Near-infrared detection and characterization of the exoplanet HD 95086 b with the Gemini Planet Imager<sup>★</sup>

R. Galicher<sup>1</sup>, J. Rameau<sup>2</sup>, M. Bonnefoy<sup>2</sup>, J.-L. Baudino<sup>1</sup>, T. Currie<sup>3</sup>, A. Boccaletti<sup>1</sup>, G. Chauvin<sup>2</sup>,  
A.-M. Lagrange<sup>2</sup>, and C. Marois<sup>4</sup>

<sup>1</sup> LESIA, CNRS, Observatoire de Paris, Univ. Paris Diderot, UPMC, 5 place Jules Janssen, 92190 Meudon, France  
e-mail: raphael.galicher@obspm.fr

<sup>2</sup> UJF-Grenoble 1/CNRS-INSU, Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble (IPAG) UMR 5274, 38041 Grenoble, France

<sup>3</sup> Department of Astronomy and Astrophysics, Univ. of Toronto, 50 St. George St., Toronto M5S 1A1, Canada

<sup>4</sup> National Research Council of Canada Herzberg, 5071 West Saanich Road, Victoria V9E 2E7, Canada

Received 18 March 2014 / Accepted 15 April 2014

### ABSTRACT

HD 95086 is an intermediate-mass debris-disk-bearing star. VLT/NaCo 3.8  $\mu\text{m}$  observations revealed it hosts a  $5 \pm 2 M_{\text{Jup}}$  companion (HD 95086 b) at  $\approx 56$  AU. Follow-up observations at 1.66 and 2.18  $\mu\text{m}$  yielded a null detection, suggesting extremely red colors for the planet and the need for deeper direct-imaging data. In this Letter, we report  $H$ -(1.7  $\mu\text{m}$ ) and  $K_1$ -(2.05  $\mu\text{m}$ ) band detections of HD 95086 b from Gemini Planet Imager (GPI) commissioning observations taken by the GPI team. The planet position in both spectral channels is consistent with the NaCo measurements and we confirm it to be comoving. Our photometry yields colors of  $H - L' = 3.6 \pm 1.0$  mag and  $K_1 - L' = 2.4 \pm 0.7$  mag, consistent with previously reported 5- $\sigma$  upper limits in  $H$  and  $K_s$ . The photometry of HD 95086 b best matches that of 2M 1207 b and HR 8799 cde. Comparing its spectral energy distribution with the BT-SETTL and LESIA planet atmospheric models yields  $T_{\text{eff}} \sim 600$ –1500 K and  $\log g \sim 2.1$ –4.5. Hot-start evolutionary models yield  $M = 5 \pm 2 M_{\text{Jup}}$ . Warm-start models reproduce the combined absolute fluxes of the object for  $M = 4$ –14  $M_{\text{Jup}}$  for a wide range of plausible initial conditions ( $S_{\text{init}} = 8$ –13  $k_B$ /baryon). The color–magnitude diagram location of HD 95086 b and its estimated  $T_{\text{eff}}$  and  $\log g$  suggest that the planet is a peculiar  $L$ – $T$  transition object with an enhanced amount of photospheric dust.

**Key words.** planets and satellites: atmospheres – planets and satellites: detection – stars: individual: HD 95086 – instrumentation: adaptive optics

### 1. Introduction

HD 95086 b is a directly imaged planet ( $5 \pm 2 M_{\text{J}}$ ,  $a_{\text{proj}} = 55.7 \pm 2.5$  AU) discovered by Rameau et al. (2013a) in  $L'$  (3.8  $\mu\text{m}$ ) with VLT/NaCo (Lenzen et al. 2003; Rousset et al. 2003) orbiting the young A8 star HD 95086 ( $M \sim 1.6 M_{\odot}$ ), a member of the Lower Centaurus Crux subgroup (17  $\pm$  4 Myr, Pecaute et al. 2012; Meshkat et al. 2013). Additional  $L'$  images taken later in 2013 confirmed that the object is comoving with its star (Rameau et al. 2013b).

NaCo  $K_s$  (2.18  $\mu\text{m}$ ) and NICI (Chun et al. 2008)  $H$ -band (1.65  $\mu\text{m}$ ) observations failed to reveal the planet (Rameau et al. 2013a; Meshkat et al. 2013). However, 5 $\sigma$  lower limits of  $K_s$ - $L' = 1.2 \pm 0.5$  mag and  $H - L' = 3.1 \pm 0.5$  mag suggest that the planet may have extremely red colors, similar to the young planets HR 8799 bcde and 2M 1207 b (Chauvin et al. 2004; Marois et al. 2008, 2010a), which have very dusty/cloudy atmospheres (Barman et al. 2011; Currie et al. 2011). Higher contrast near-IR data able to detect HD 95086 b can provide better comparisons with these objects and better constrain its atmosphere.

In this Letter, we present detections of HD 95086 b with the recently installed Gemini Planet Imager (GPI, Macintosh et al. 2014) on Gemini South from public data as a part of GPI commissioning observations (Perrin et al. 2014). The data (acquired

and reduced by the GPI team), their analysis, and the detections are presented in Sect. 2. In Sect. 3, we combine GPI  $H$  and  $K_1$  photometry with NaCo  $L'$  photometry to constrain the physical properties of HD 95086 b.

### 2. Observations and data reduction

The GPI is a new instrument for imaging and characterizing planets around young nearby bright stars, combining an extreme adaptive optics system, coronagraphs, and an integrated field spectrograph (IFS). The IFS platescale is  $14.3 \pm 0.3$  mas  $\text{px}^{-1}$  for a 2.8'' field-of-view (FOV) and the true North position angle is given within 1 deg<sup>1</sup>.

The HD 95086 spectral data were obtained at  $H$  (1.5–1.8  $\mu\text{m}$ ,  $R = 44$ –49) and  $K_1$  (1.9–2.19  $\mu\text{m}$ ,  $R = 62$ –70) in 2013 December using apodized Lyot coronagraphs (Table 1) and angular differential imaging (ADI, Marois et al. 2006a). Conditions were good: 0.43'' and 0.6'' DIMM seeing, air masses of 1.32 and 1.34, and coherence times of 19 ms and 17 ms, respectively. The GPI commissioning team used their pipeline for bad-pixel removal, destriping, non-linearity and persistence corrections, flat-fielding, wavelength calibration, and converting the data into spectral data cubes. We used the data cubes relying on the GPI pipeline quality. The data are made of 21 and 17 spectral

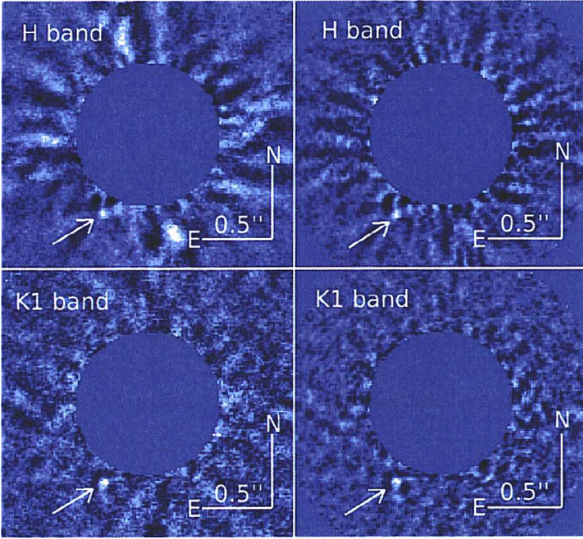
<sup>★</sup> Based on public data taken at the GPI commissioning.

<sup>1</sup> <http://planetimager.org/>

**Table 1.** Observing log of HD 95086 with GPI.

Date	Filter	Coro mask diam (mas)	DIT(s) × NDITS × Nb <sub>λ</sub>	Nb images	FOV rotation (°)
2013/12/10	<i>K</i> <sub>1</sub> -coro	306	119.29278 × 1 × 37	17	11.7
2013/12/11	<i>H</i> -coro	246	119.29278 × 1 × 37	21	15.0

**Notes.** Date, filter, occulting mask diameter, exposure, numbers of coadds, of spectral channels, of images, and FOV rotation.

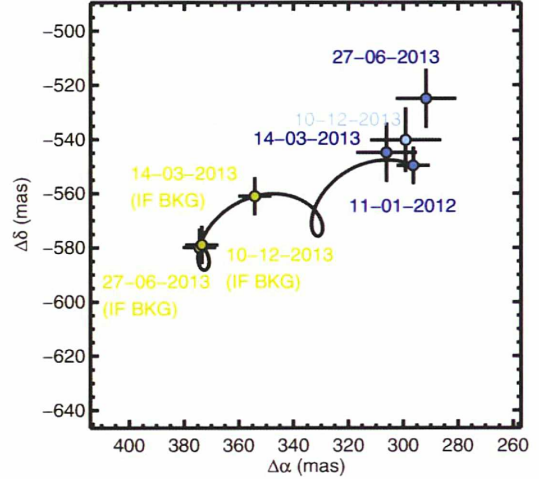


**Fig. 1.** Final images of the HD 95086 system at *H* (top) and *K*<sub>1</sub> (bottom) bands from two of our pipelines. The planet (arrow) is detected in all images. The bright speckles are masked up to 500 mas from the central star.

cubes at *H* and *K*<sub>1</sub> bands, respectively, consisting of 37 spectral channels each.

To further process the data, we registered each slice of the spectral cubes using the barycenter of the four satellite spots (attenuated replica of the central star PSF induced by a grid placed in a pupil plane, Marois et al. 2006b). Then, we minimized the speckle noise in each slice using independent pipelines each adopting various methods (Marois et al. 2006a; Lafrenière et al. 2007; Lagrange et al. 2010; Boccaletti et al. 2012; Chauvin et al. 2012; Soummer et al. 2012; Currie et al. 2013; Marois et al. 2014) used for ADI and spectral differential imaging (SSDI, Racine et al. 1999). Finally, all slices were mean-combined to yield an integrated broad-band image to maximize the signal-to-noise ratio (S/N) of any off-axis source. Binning images in wavelength and suppressing the speckles (ADI), or suppressing the speckles in each spectral channel (ADI/ADI+SSDI) and binning images give similar results, and all our pipelines recover HD 95086 b, which is the sole bright spot at the expected separation. Thus, we provide the first detections at *H* and *K*<sub>1</sub> bands (Fig. 1) with an S/N of ~3–4 and 5–6, respectively. The central bright speckles are masked up to 500 mas. These are the first detections of HD 95086 b with an instrument that is not NaCo/VLT. No spectrum can be extracted given the low S/N.

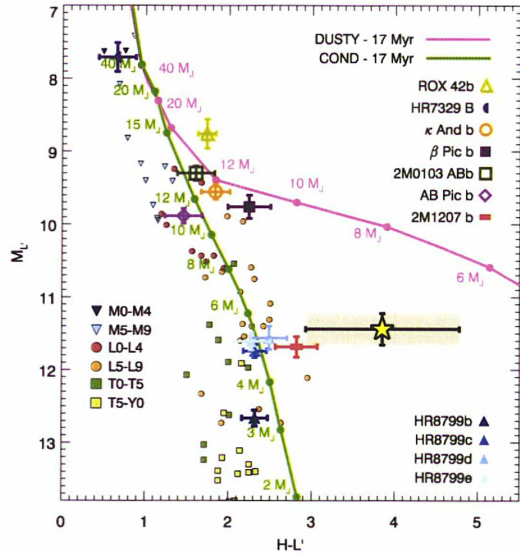
To estimate the planet flux and position, we needed unsaturated GPI PSFs. As GPI cannot acquire off-axis observations of the star, we calibrated photometry and astrometry using the satellite spots, which are expected to have same shape and brightness for a given filter. In the laboratory the spot-to-central-star flux ratios were  $2.035 \times 10^{-4}$  (9.23 mag)



**Fig. 2.** HD 95086 b positions from its star in RA ( $\Delta\alpha$ ) and Dec ( $\Delta\delta$ ). GPI and NaCo measurements are marked in blue and expected positions of a background object in yellow.

and  $2.695 \times 10^{-4}$  (8.92 mag) at *H* and *K*<sub>1</sub> bands<sup>1</sup>. To check these values, we compared *H* and *K* photometry of HD 8049 B (VLT/ NACO-SINFONI, Zurlo et al. 2013) with our measurements derived from public GPI HD 8049 data. Assuming that the object is not photometrically variable with time and considering the laboratory spot contrasts, GPI and VLT photometry are consistent within  $\epsilon_1 = 0.2$  mag, which we take as the error on the ratios. From these ratios, we assessed biases induced by our processing by injecting fake point-sources (i.e., unsaturated PSFs) into the data before applying speckle-suppression techniques (Lagrange et al. 2010; Marois et al. 2010b; Chauvin et al. 2012; Galicher et al. 2012). We obtained templates of the planet image. Adjusting the flux of the templates, we found the planet photometry and the fitting error  $\epsilon_2$ , which depends on the detection quality.  $\epsilon_2$  is 0.8 mag and 0.3 mag at *H* and *K*<sub>1</sub>. Finally, we estimated the variation  $\epsilon_3$  of stellar flux over the sequence with the variation of spot flux.  $\epsilon_3$  is 0.2 mag and 0.3 mag over the *H* and *K*<sub>1</sub> sequences including the variations between spots. The resulting photometric error is the quadratic error, which is dominated by the low S/N at *H* and is a mix of all errors at *K*<sub>1</sub>.

For the astrometric error, we considered uncertainties in the centroiding accuracy of individual slices ( $\leq 0.3$  pixel), the plate scale (0.02 pixel), the planet template fit (0.7 pixel at *H*, 0.5 pixel at *K*<sub>1</sub>), and the North position angle (1 deg). The error is dominated by the low S/N of the detections and the generic GPI calibrations. The current precision is good enough to assess the comoving status of the companion (Fig. 2). We tried to use the astrometric standard HD 8049 B in GPI data to better constrain the North orientation. We did not succeed because of the high orbital motion of HD 8049 B and because there is no contemporary observation from other instruments.



**Fig. 3.** Color–magnitude diagram using the new  $H$ -band photometry of HD 95086 b (yellow star) and data from Bonnefoy et al. (2013), Bonnefoy et al. (2014), and Currie et al. (2014).

**Table 2.** HD 95086 b photometry and astrometry at  $H$  and  $K_1$  (GPI data) and  $L'$  (Rameau et al. 2013a,b, and revision\*).

Date	Filter	Sep (mas)	PA( $^\circ$ )	$\Delta m$
2013/12/11	$H$	$633 \pm 17$	$150.6 \pm 1.7$	$13.1 \pm 0.9$
2013/12/10	$K_1$	$623 \pm 15$	$151.4 \pm 1.5$	$12.1 \pm 0.5$
2013/03/24	$L'$	$626.1 \pm 12.8$	$150.7 \pm 1.3$	$9.71 \pm 0.56$
2012/01/11	$L'$	$623.9 \pm 7.4$	$151.8 \pm 0.8$	$9.79 \pm 0.40$
2012/01/11	$L'$	$623.9 \pm 7.4$	$151.8 \pm 0.8$	$9.48 \pm 0.19^*$

**Notes.** (\*) See text for details.

Final measurements are presented in Table 2. We include revised 2012 NaCo  $L'$  photometry obtained by 1) better calibrating the planet signal (as in Currie et al. 2013) and 2) precisely deriving the  $L'$  neutral density (ND) filter throughput (used to flux-calibrate HD 95086) by comparing ND and unsaturated  $\beta$  Pic data.

### 3. Characterization

Absolute magnitudes were derived from the contrast ratios (Table 2):  $M_H = 15.29 \pm 0.91$  mag,  $M_{K_1} = 14.11 \pm 0.51$  mag, and  $M_{L'} = 11.44 \pm 0.22$  mag using the 2MASS and WISE W1 (Cutri et al. 2003, 2012) photometry of the star<sup>2</sup>.

Combining the  $H$  band GPI data with revised NaCo  $L'$  data, we compared the  $L'/H - L'$  color–magnitude diagram position of HD 95086 b with that of young companions, field dwarfs (Leggett et al. 2010, 2013), and LYON evolutionary tracks (Chabrier et al. 2000; Baraffe et al. 2003) generated for the GPI/NaCo passbands<sup>3</sup>.

We converted the GPI measurements into  $H$  photometry by applying correction factors derived from published spectra, the filter transmissions, and a spectrum of Vega. HD 95086 b lies at

<sup>2</sup> Correction factors from the GPI/NaCo and 2MASS/WISE photometry, derived from the spectrum of an A7III star in the Pickles et al. (1998) library, are negligible.

<sup>3</sup> <http://phoenix.ens-lyon.fr/simulator/index.faces>

**Table 3.** Physical parameters predicted by hot-start evolutionary models for the observed absolute magnitudes.

Model	SED		$L'$	
	BT-SETTL	Lesia	Dusty	Cond
$T_{\text{eff}}$ (K)	$1050^{+450}_{-450}$	$1200^{+300}_{-300}$	$916^{+43}_{-44}$	$1108^{+66}_{-65}$
$\log g$ (dex)	$4.0^{+0.5}_{-0.5}$	$3.3^{+1.2}_{-1.2}$	$3.8^{+0.1}_{-0.1}$	$3.9^{+0.1}_{-0.1}$
$M$ ( $M_{\text{Jup}}$ )	–	–	$4.5^{+1}_{-1}$	$5.5^{+1.5}_{-1.5}$

the  $L-T$  transition in this diagram, similar to other young (8–30 Myr) planets like HR 8799 cde (Marois et al. 2008, 2010a) and 2M1207 b (Chauvin et al. 2004). Its red  $H - L'$  color compared with the sequence of field dwarf objects (Leggett et al. 2010, 2013) suggests a high content of photospheric dust (Barman et al. 2011; Currie et al. 2011), owing to reduced surface gravity (e.g. Fig. 11 of Marley et al. 2012).

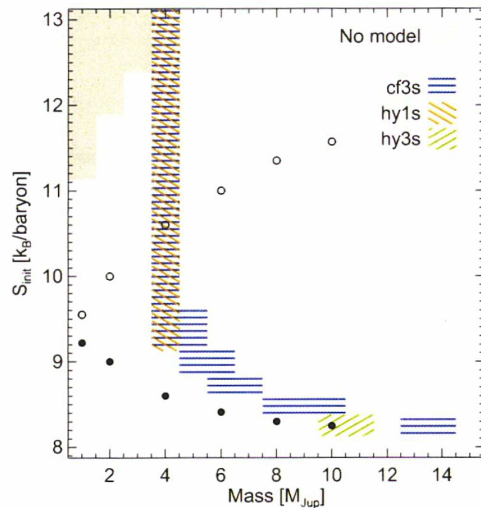
We built the  $1.5\text{--}4.8\ \mu\text{m}$  spectral energy distribution (SED) of the planet following Bonnefoy et al. (2013) by combining the GPI photometry with the  $L'$  one. The normalized SED (at  $L'$ ) is best compatible with the young exoplanets HR 8799 bcde and 2M1207 b, but is redder. Its colors are also  $\sim 1$  mag redder than those of the benchmark dusty L6.5–L7.5 field dwarf 2MASS J22443167+2043433 (Dahn et al. 2002; Stephens et al. 2009).

We also compared the SED of HD 95086 b with the predictions from grids of synthetic spectra for BT-SETTL (Allard et al. 2012) and LESIA atmospheric models (Baudino et al. 2014). Each synthetic SED was normalized to that of HD 95086 b at  $L'$ . The BT-SETTL grid covers  $400\ \text{K} \leq T_{\text{eff}} \leq 3500\ \text{K}$  with 50 to 100 K increments,  $-0.5 \leq \log g \leq 6.0$  dex with 0.5 dex increments, and  $M/H = 0.0$  or  $+0.5$  dex. The BT-SETTL models that reproduce the photometry of HD 95086 b have  $600\ \text{K} \leq T_{\text{eff}} \leq 1500\ \text{K}$  and  $3.5 \text{ dex} \leq \log g \leq 4.5$  dex. The three LESIA grids assume  $700\ \text{K} \leq T_{\text{eff}} \leq 2100\ \text{K}$ ,  $2.1 \leq \log g \leq 4.5$  dex, and solar abundances: one without clouds and two with clouds of Fe and  $\text{Mg}_2\text{SiO}_4$  particles. For each LESIA model, we selected the planet radius that minimizes  $\chi^2$  between the observed and calculated apparent magnitudes. We only kept models with a radius in a realistic range derived from evolution models (0.6 to 2 Jupiter radii, Mordasini et al. 2012). All LESIA models that reproduced the HD 95086 b photometry have  $900\ \text{K} \leq T_{\text{eff}} \leq 1500\ \text{K}$  and  $2.1 \text{ dex} \leq \log g \leq 4.5$  dex.

The planet mass cannot be derived from the atmosphere models, and evolutionary models are needed. Comparing the planet's  $L'$  luminosity with hot-start DUSTY and COND models for an age of  $17 \pm 4$  Myr, we find a planet mass of  $M = 5 \pm 2 M_{\text{Jup}}$  (Table 3). We did not use the  $H$  and  $K_1$  photometries because they are poorly reproduced by the models for an object at the  $L-T$  transition (larger uncertainties than for  $L'$ ). The models predict  $T_{\text{eff}}$  and  $\log g$ , in agreement with those derived from the SED fit.

Alternatively, we used the warm-start models (Spiegel & Burrows 2012) to account for possible different initial conditions for the planet (parameterized by the initial entropy between 8 and 13  $k_B/\text{baryon}$ ). The models assume solar metallicity and atmospheres enriched by a factor of 3 with/without dust clouds as boundary conditions. Synthetic SEDs are generated from predicted spectra of planets<sup>4</sup>. For the full range of initial entropies we considered, models assuming masses of 4–14  $M_{\text{Jup}}$

<sup>4</sup> <http://www.astro.princeton.edu/~burrows/warmstart/spectra.tar.gz>



**Fig. 4.** Combination of initial entropies ( $S_{\text{init}}$ ) and masses (shaded areas) for which the planet 1.6–4.8  $\mu\text{m}$  photometries are reproduced by the warm-start models of Spiegel & Burrows (2012) within  $1\sigma$ . Three boundary conditions are considered: with (hy) and without (cf) cloudy atmospheres, at solar (1s) and 3x solar (3s) metallicity. Initial entropies for the cold-start (filled circles) and hot-start (open circles) models of Marley et al. (2007) are overlaid.

match the SED of HD 95086 b (Fig. 4). For much of this range ( $S_{\text{init}} = 9.5\text{--}13$ ) a mass of  $4 M_{\text{Jup}}$  is favored.

#### 4. Conclusions

We reported the near-IR detections of HD 95086 b from GPI public commissioning data. We confirmed that the companion is comoving with HD 95086 and derived the first estimates of its magnitudes with respect to its star:  $H = 13.1 \pm 0.9$  and  $K_1 = 12.1 \pm 0.5$ .

While the mid-IR luminosity of HD 95086 b is best consistent with an  $L\text{--}T$  transition object, it has redder near-IR colors than other young, imaged planet-mass companions. This is consistent with a very dusty and low surface gravity atmosphere.

Comparison with atmosphere models provided  $600 \text{ K} \leq T_{\text{eff}} \leq 1500 \text{ K}$  and  $2.1 \text{ dex} \leq \log g \leq 4.5 \text{ dex}$ . Evolutionary models are consistent with a mass of  $5 \pm 2 M_{\text{Jup}}$ . However, the models are affected by systematic errors that are difficult to quantify because of the lack of young objects at the  $L\text{--}T$  transition.

More higher-precision spectroscopic and photometric data for HD 95086 b are required to refine the planet properties.

*Acknowledgements.* We thank the consortium who built the GPI instrument and the data analysis team for developing reduction tools. We are grateful to Dave Spiegel and Adam Burrows for making the warm-start models publicly available. J.R., M.B., G.C., and A.M.L. acknowledge financial support from the French National Research Agency (ANR) through project grant ANR10-BLANC0504-01. This research has benefitted from the SpeX Prism Spectral

Libraries, maintained by Adam Burgasser at <http://pono.ucsd.edu/~adam/brownwarfs/spexprism>. J.L.B.'s PhD is funded by the LabEx "Exploration Spatiale des Environnements Planétaires" (ESEP) # 2011-LABX-030. T.C. is supported by a McLean Postdoctoral Fellowship.

#### References

- Allard, F., Batten, A., Budding, E., et al. 2012, IAU Proc. 282, eds. M. T. Richards, & I. Hubeny, 235
- Baraffe, I., Chabrier, G., Barman, T., Allard, F., & Hauschildt, P. 2003, A&A, 402, 701
- Barman, T., Macintosh, B., Konopacky, Q. M., & Marois, C. 2011, ApJ, 735, L39
- Baudino, J.-L., Brézard, B., Boccaletti, A., Bonnefoy, M., & Lagrange, A.-M. 2014, IAU Proc., 299, 277
- Boccaletti, A., Augereau, J.-C., Lagrange, A.-M., et al. 2012, A&A, 544, A85
- Bonnefoy, M., Boccaletti, A., Lagrange, A.-M., et al. 2013, A&A, 555, A107
- Bonnefoy, M., Chauvin, G., Lagrange, A.-M., et al. 2014, A&A, 562, A127
- Chabrier, G., Baraffe, I., Allard, F., & Hauschildt, P. 2000, ApJ, 542, 464
- Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Dumas, C., et al. 2004, A&A, 425, 29
- Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Beust, H., et al. 2012, A&A, 542, A41
- Chun, M., Toomey, D., Wahhaj, Z., et al. 2008, Proc. SPIE, 7015, 70151
- Currie, T., Burrows, A., Itoh, Y., et al. 2011, ApJ, 729, 128
- Currie, T., Burrows, A., Madhusudhan, N., et al. 2013, ApJ, 776, 15
- Currie, T., Daemgen, S., Debes, J. H., et al. 2014, ApJ, 780, L30
- Cutri, R., Skrutskie, M., Van Dyk, S., et al. 2003, VizieR On-line Data Catalog: II/246
- Cutri, R., Skrutskie, M., Van Dyk, S., et al. 2012, VizieR On-line Data Catalog: II/311
- Dahn, C., Harris, H., Vrba, F., et al. 2002, ApJ, 124, 1170
- Galicher, R., & Marois, C. 2012, Proc. of the AO4ELT conference, 25
- Lafrenière, D., Marois, C., Doyon, R., Nadeau, D., & Artigau, É. 2007, ApJ, 660, 770
- Lagrange, A.-M., Bonnefoy, M., Chauvin, G., et al. 2010, Science, 329, 57
- Leggett, S., Burningham, B., Saumon, D., et al. 2010, ApJ, 710, 1627
- Leggett, S., Morley, C., Marley, M., et al. 2013, ApJ, 763, 130
- Lenzen, R., Hartung, M., Brandner, W., et al. 2003, Proc. SPIE, 4841, 944
- Marley, M., Fortney, J., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., & Lissauer, J. 2007, ApJ, 655, 541
- Marley, M., Saumon, D., Cushing, M. et al. 2012, ApJ, 754, 135
- 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., Macintosh, B., & Véran, J.-P. 2010a, Proc. SPIE, 7736, 77361
- Marois, C., Zuckerman, B., Konopacky, Q., et al. 2010b, Nature, 468, 1080
- Marois, C., Correia, C., Véran, J.-P., & Currie, T. 2014, IAU Symp., 299, 48
- Macintosh, B., Graham, J., Ingraham, P., et al. 2014, PNAS, accepted [arXiv:1403.7520]
- Meshkat, T., Bailey, V., Rameau, J., et al. 2013, ApJ, 775, L40
- Mordasini, C., Alibert, Y., Georgy, C., et al. 2012, A&A, 547, A112
- Pecaut, M.-J., Mamajek, E. E., & Bubar, E. J. 2012, ApJ, 746, 154
- Perrin, M., & GPI Instrument and Science teams 2014, AAS Meeting Abstracts, 223, 348
- Pickles 1998, PASP, 110, 863
- Racine, R., Nadeau, D. & Doyon, R. 1999, ESO Conf. Proc., 56, 377
- Rameau, J., Chauvin, G., Lagrange, A.-M., et al. 2013a, ApJ, 772, L15
- Rameau, J., Chauvin, G., Lagrange, A.-M., et al. 2013b, ApJ, 779, L26
- Roussel, G., Lacombe, F., Puget, P., et al. 2003, Proc. SPIE, 4839, 140
- Soummer, R., Pueyo, L., & Larkin, J. 2012, ApJ, 755, L28
- Spiegel, D., & Burrows, A. 2012, ApJ, 745, 174
- Stephens, D., Leggett, S., Cushing, M., et al. 2009, ApJ, 702, 154
- van Leeuwen, F. 2007, A&A, 474, 653
- Zurlo, A., Vigan, A., Hagelberg, J., et al. 2013, A&A, 554., A21

LETTER TO THE EDITOR

Physical and orbital properties of  $\beta$  Pictoris b<sup>★</sup>

M. Bonnefoy<sup>1,2</sup>, G.-D. Marleau<sup>3</sup>, R. Galicher<sup>4</sup>, H. Beust<sup>1,2</sup>, A.-M. Lagrange<sup>1,2</sup>, J.-L. Baudino<sup>4</sup>, G. Chauvin<sup>1,2</sup>,  
S. Borgniet<sup>1,2</sup>, N. Meunier<sup>1,2</sup>, J. Rameau<sup>1,2</sup>, A. Boccaletti<sup>4</sup>, A. Cumming<sup>5</sup>, C. Helling<sup>6</sup>, D. Homeier<sup>7</sup>,  
F. Allard<sup>7</sup>, and P. Delorme<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Université Grenoble Alpes, IPAG, 38000 Grenoble, France  
e-mail: [bonnefmi@obs.ujf-grenoble.fr](mailto:bonnefmi@obs.ujf-grenoble.fr)

<sup>2</sup> CNRS, IPAG, 38000 Grenoble, France

<sup>3</sup> Max Planck Institute for Astronomy, Königstuhl 17, 69117 Heidelberg, Germany

<sup>4</sup> LESIA, CNRS, Observatoire de Paris, Univ. Paris Diderot, UPMC, 5 place Jules Janssen, 92190 Meudon, France

<sup>5</sup> Department of Physics, McGill University, 3600 rue University, Montréal, Québec, H3A 2T8, Canada

<sup>6</sup> SUPA, School of Physics and Astronomy, University of St Andrews, St Andrews, KY16 9SS, UK

<sup>7</sup> CRAL, UMR 5574, CNRS, Université de Lyon, École Normale Supérieure de Lyon, 46 allée d'Italie, 69364 Lyon Cedex 07, France

Received 21 April 2014 / Accepted 13 July 2014

ABSTRACT

The intermediate-mass star  $\beta$  Pictoris is known to be surrounded by a structured edge-on debris disk within which a gas giant planet was discovered orbiting at 8–10 AU. The physical properties of  $\beta$  Pic b were previously inferred from broad- and narrow-band 0.9–4.8  $\mu\text{m}$  photometry. We used commissioning data of the Gemini Planet Imager (GPI) to obtain new astrometry and a low-resolution ( $R \sim 35$ –39)  $J$ -band (1.12–1.35  $\mu\text{m}$ ) spectrum of the planet. We find that the planet has passed the quadrature. We constrain its semi-major axis to  $\leq 10$  AU (90% prob.) with a peak at  $8.9^{+0.4}_{-0.6}$  AU. The joint fit of the planet astrometry and the most recent radial velocity measurements of the star yields a planet dynamical mass lower than  $20 M_{\text{Jup}}$  ( $\geq 96\%$  prob.). The extracted spectrum of  $\beta$  Pic b is similar to those of young  $L_{1.5}^{+1}$  dwarfs. We used the spectral type estimate to revise the planet luminosity to  $\log(L/L_{\odot}) = -3.90 \pm 0.07$ . The 0.9–4.8  $\mu\text{m}$  photometry and spectrum are reproduced for  $T_{\text{eff}} = 1650 \pm 150$  K and a  $\log g \leq 4.7$  dex by 12 grids of PHOENIX-based and LESIA atmospheric models. For the most recent system age estimate ( $21 \pm 4$  Myr), the bolometric luminosity and the constraints on the dynamical mass of  $\beta$  Pic b are only reproduced by warm- and hot-start tracks with initial entropies  $S_i > 10.5 k_{\text{B}}/\text{baryon}$ . These initial conditions may result from an inefficient accretion shock and/or a planetesimal density at formation higher than in the classical core-accretion model. Considering a younger age for the system or a conservative formation time for  $\beta$  Pic b does not change these conclusions.

**Key words.** techniques: photometric – techniques: spectroscopic – planetary systems – stars: individual:  $\beta$  Pic

1. Introduction

A candidate giant planet was identified in 2003 high-resolution imaging data at a projected separation of 9 AU in the disk of the intermediate-mass star  $\beta$  Pictoris (Lagrange et al. 2009). Follow-up images of the system with various instruments (Lagrange et al. 2010; Boccaletti et al. 2013; Males et al. 2014) from 0.98  $\mu\text{m}$  to 4.8  $\mu\text{m}$  enabled us to confirm that  $\beta$  Pic b is bound to the star and has a hot ( $T_{\text{eff}} \sim 1700$  K) and dusty atmosphere (Bonnefoy et al. 2013; Currie et al. 2013; Males et al. 2014, and references therein). The monitoring of the planet's orbital motion restrained the semi-major axis (s.m.a.) estimates to 8–10 AU (Chauvin et al. 2012; Absil et al. 2013). Combined with radial velocity (RV) measurements (Lagrange et al. 2012, 2013), the s.m.a.  $\leq 10$  AU (80% prob.) set an upper limit of  $15.5 M_{\text{Jup}}$  on the mass of  $\beta$  Pic b for the case of a circular orbit.

The dynamical mass constraints, the  $T_{\text{eff}}$  and luminosity of the planet, and the system age provide a so far unique test of evolutionary models predictions. “Hot-start” models predict  $\beta$  Pic b to be a 8 to 12.6  $M_{\text{Jup}}$  planet. “Cold-start” models assume that the gravitational potential energy of the infalling gas at for-

mation is fully radiated away at a supercritical accretion shock. These tracks cannot reproduce the measured photometry of  $\beta$  Pic b for planet masses below  $15.5 M_{\text{Jup}}$ . “Warm-start” models (Spiegel & Burrows 2012; Marleau & Cumming 2014, hereafter SB12 and MC14) explore the sensitivity of the mass prediction to the initial conditions, parametrized by the choice of an initial entropy ( $S_i$ ). Bonnefoy et al. (2013) and Marleau & Cumming (2014), demonstrated that the properties of  $\beta$  Pic b can only be reproduced for  $S_i \geq 9.3 k_{\text{B}}/\text{baryon}$ , i.e. initial conditions intermediate between cold and hot-start cases. But these predictions relied 1) on a system age of  $12^{+8}_{-4}$  Myr (Zuckerman et al. 2001) and 2) on the hypothesis of a non-eccentric orbit for the planet. Since then, Binks & Jeffries (2014) reported a lithium depletion age of  $21 \pm 4$  Myr for the  $\beta$  Pictoris moving group.

In this Letter, we present new astrometry and the first  $J$ -band spectrum of  $\beta$  Pic b extracted from commissioning data of the Gemini Planet Imager (Macintosh et al. 2014) instrument (Sect. 2). We use these data in Sect. 3 and up-to-date RV measurements on the star to refine the constraints on the orbital elements, on the dynamical mass (Sect. 3), the physical properties, and ultimately, the formation conditions of the planet (Sect. 4).

\* Appendices are available in electronic form at  
<http://www.aanda.org>



**Table 1.** Astrometry for  $\beta$  Pic b.

Platescale (mas/pixel)	True north (deg)	Separation (mas)	PA ( $^{\circ}$ )
$14.3 \pm 0.3$	$0.0 \pm 1.0$	$430 \pm 10$	$211.6 \pm 1.3$

## 2. Observations and data reduction

The source was observed with GPI on Dec. 10, 2013. The observations combined integral field spectroscopy with apodized Lyot coronagraphy (diameter = 184 mas) and angular differential imaging (ADI, Marois et al. 2006b). The data set is composed of 19 spectral cubes consisting of 37 spectral channels each. They cover the  $J$  band (1.12–1.35  $\mu\text{m}$ ) at a low resolving power ( $R = 35$ –39). Data were obtained under good conditions ( $\langle\tau_0\rangle = 14.5$  ms, DIMM seeing = 0.7"), low average airmass (1.08), and covered a field rotation of 19.8 $^{\circ}$ .

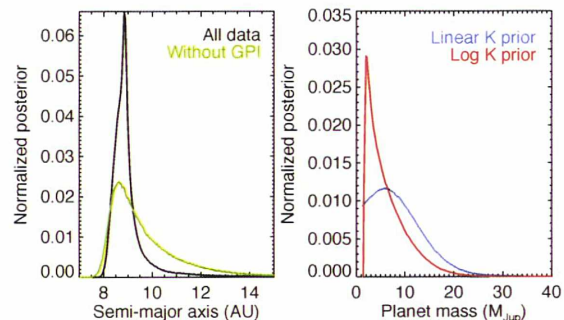
We used the spectral cubes provided by the GPI pipeline<sup>1</sup>. To further process the data, we first registered each slice of the cubes using the barycenter of the four satellite spots (attenuated replica of the central star PSF induced by a grid placed in the pupil plane, Marois et al. 2006a). We minimized the speckle noise in each slice using the IPAG and LESIA ADI pipelines (without spectral differential imaging to minimize biases on the extracted photometry). The IPAG pipeline used the cADI, sADI, and LOCI methods (see Chauvin et al. 2012, and references therein). The LESIA pipeline relied on the TLOCI algorithm (Marois et al. 2014).

To estimate the planet photometry and astrometry in each spectral channel, we assessed biases induced by our algorithms by injecting fake point-sources into the data cubes built from the average of the four unsaturated spots over the spectral and time sequence (Galicher et al. 2014) before applying ADI speckle-suppression techniques (Bonnefoy et al. 2011). We used the GPI spot-to-central-star flux-ratio that was calibrated in laboratory (9.36 mag at  $J$  band) to obtain the planet-to-star contrast in each spectral channel. We multiplied these contrasts by a template spectrum of  $\beta$  Pic A to retrieve the planet spectrum. The template was built by taking the mean of A5V and A7V star spectra from the Pickles (1998) library (see Males et al. 2014). We find a synthetic photometry of  $J_{2\text{MASS}} = 14.1 \pm 0.3$  mag for the planet consistent with the value reported in Bonnefoy et al. (2013). The photometric error is given by the quadratic sum of the uncertainty on the spot-to-star contrast (0.15 mag; courtesy of the GPI consortium), on the planet flux measurement (0.06 mag) and the variation of the spot flux over the full sequence (0.1 mag). The uncertainty on the planet flux measurement and the variation of the spot flux were estimated as in Galicher et al. (2014). The astrometry is reported in Table 1. The associated error is the quadratic sum of uncertainties on the centroiding accuracy of individual slices (0.3 pixel), the platescale (0.02 pixel), the planet template fit (0.1 pixel at  $J$ ), and the north position angle (1 deg; see the GPI instrument page<sup>1</sup>).

## 3. Orbit and dynamical mass of $\beta$ Pic b

We combined the GPI relative astrometry of  $\beta$  Pic b (Table 1) with previous NaCo measurements (Chauvin et al. 2012; Bonnefoy et al. 2013; Absil et al. 2013) to refine the orbital solutions of the object based solely on the astrometry. We used the

<sup>1</sup> <http://www.gemini.edu/sciops/instruments/gpi/public-data>



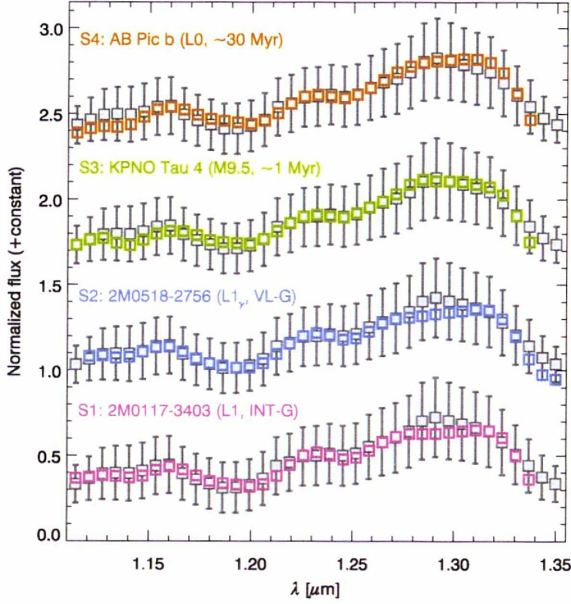
**Fig. 1.** *Left:* MCMC distribution for the semi-major axis of  $\beta$  Pic b, with (black curve) and without (green curve) the new GPI data. *Right:* dynamical mass distribution of  $\beta$  Pic b inferred from the MCMC fit of the combined planet astrometry and RV measurements of the star. The two priors considered here give two different distributions (see Appendix A).

Markov-chain Monte Carlo (MCMC) Bayesian analysis technique described in Chauvin et al. (2012) to derive the probabilistic distribution of orbital solutions. The new GPI astrometric measurements confirm that  $\beta$  Pic b has now passed the quadrature. The semi-major axis distribution is now greatly improved and exhibits a clear peak at  $8.9^{+0.4}_{-0.6}$  AU (Fig. 1). The probability distributions of other orbital parameters remain consistent with the previous estimations of Chauvin et al. (2012) and Absil et al. (2013). The probability that  $\beta$  Pic b actually transits along the line of sight is 2%. If this is the case, the next transiting event is expected for mid-2017. These conclusions are consistent with the analysis inferred from GPI  $H$  band (1.65  $\mu\text{m}$ ) data of the system obtained on Nov. 18, 2013 (Macintosh et al. 2014).

We tried to constrain the mass of  $\beta$  Pic b using both the planet astrometry and an up-to-date compilation of RV measurements (Borgniet et al., in prep) of the system gathered since 2003 with the high-precision spectrometer HARPS. In contrast to the upper limits on the mass derived in Lagrange et al. (2012), these dynamical mass estimates do not rely on the hypothesis of a circular orbit any more. To do this, we modified our existing MCMC code (Chauvin et al. 2012) to account for both the astrometric and RV data sets in the  $\chi^2$  computation. This introduces two additional parameters in the MCMC simulations: the amplitude  $K$  of the RV curve, and an offset velocity. The mass of the planet can be derived from the  $K$  value and from the other determined orbital parameters for any orbital solution. Because of the large uncertainty on the RV data, the orbit is still mainly constrained by the astrometric data. Conversely, the mass is constrained by the RV data. We assumed a stellar mass of  $1.75 \pm 0.05 M_{\odot}$ . The error on the stellar mass appeared to have only marginal influence on the planet dynamical mass. The posterior distribution of the mass is, however, extremely sensitive to the assumed errors on the RV data and on the prior assumed on the amplitude  $K$  (see Appendix A for details). Figure 1 shows two histograms of posterior mass distribution, each of them corresponding to the use of a different prior on  $K$  (linear and logarithmic). In both cases, up to 96% of the solutions are below  $20 M_{\text{Jup}}$ .

## 4. Physical properties and initial conditions

The  $J$ -band spectrum of  $\beta$  Pic b (Fig. 2) contains all the feature characteristics of late-M and early-L dwarfs: a marked water-band absorption longward of 1.33  $\mu\text{m}$ , a rising pseudo-continuum from 1.1 to 1.33  $\mu\text{m}$  slightly affected from 1.16 to 1.22  $\mu\text{m}$  by FeH absorptions. We compared it to four samples



**Fig. 2.** Normalized  $J$ -band spectrum of  $\beta$  Pic b (gray squares) compared with best-fitting spectra (see description in Appendix B) of M9.5-L1 objects from samples 1 (pink squares); 2 (blue squares); 3 (green squares); and 4 (red squares).

of empirical spectra of MLT dwarfs and young planetary mass objects (Appendix B) using a  $\chi^2$  (Fig. 2). In sample 1 (composed of objects of various ages) the spectrum of the candidate AB Dor member (age  $\sim 50$ – $150$  Myr; Faherty, priv. comm.) L1 dwarf 2MASS J0117474-340325 (Burgasser et al. 2008) provides the best fit. Comparisons with the remaining samples confirm that  $\beta$  Pic b is an  $L1_{-1.5}^{+1}$  dwarf, as previously inferred from the spectral energy distribution (SED) analysis (Bonnefoy et al. 2013; Currie et al. 2013; Males et al. 2014).

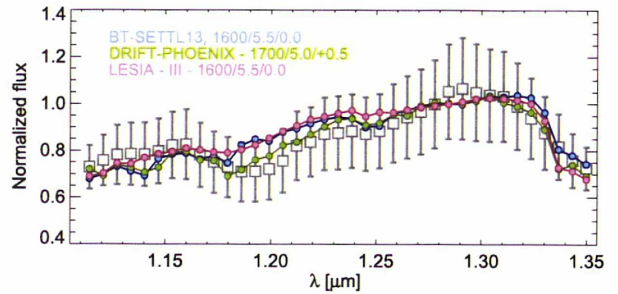
We used the bolometric correction of young M9.5-L0 dwarfs ( $BC_K = 3.40 \pm 0.02$ ) from Todorov et al. (2010)<sup>2</sup> and the mean and dispersion on the  $K_s$ -band photometry reported in Males et al. (2014) to find a revised  $\log(L/L_\odot) = -3.90 \pm 0.07$  for  $\beta$  Pic b. We compared the normalized spectrum of  $\beta$  Pic b with predictions from the PHOENIX-based (BT-SETTL10, BT-SETTL13, DRIFT-PHOENIX, described in Witte et al. 2011; Bonnefoy et al. 2013; Manjavacas et al. 2014) and five grids of LESIA atmospheric models (see Appendix C and Baudino et al. 2014) to derive updated  $T_{\text{eff}}$  and  $\log g$  estimates (Table 2). A similar analysis derived for the up-to-date SED is reported in Appendix D. The SED and spectra of  $\beta$  Pic b constrain the  $T_{\text{eff}}$  to  $1650 \pm 150$  K. The fits are less sensitive to  $\log g$  and to the metallicity. Although  $\log g$  values higher than 4.7 dex cannot be directly excluded from the spectral fitting, these values and the radii derived from  $T_{\text{eff}}$  and the luminosity estimates yield masses (see Tables 2 and D.1) greater than the dynamical mass constraints (Sect. 3). The  $\chi^2$  fit of the  $J$ -band spectrum is mostly sensitive to the overall spectral slope and less sensitive to the simultaneous fitting of the water-band absorption longward of  $1.3 \mu\text{m}$ . Therefore, visual inspection yields similar, but different solutions for the DRIFT-PHOENIX (DP) and LESIA models (Fig. 3). The  $T_{\text{eff}}$  value is consistent with those reported in Bonnefoy et al. (2013), Currie et al. (2013), and Males et al.

<sup>2</sup> The  $BC_K$  corresponds to the mean of those measured for KPNO-Tau 4 and 2MASS J01415823-4633574, two objects whose  $J$ -band spectra reproduce those of  $\beta$  Pic b well.

**Table 2.** Best-fitting atmospheric parameters.

Model	$T_{\text{eff}}$ (K)	$\log g$ ( $\text{cm s}^{-2}$ )	$\chi_{\text{red}}^2$	$M_{\text{S.E.}}$ ( $M_{\text{Jup}}$ )
Settl10	1600	3.5	0.49	$3_{-2}^{+7}$
Settl13-M/H = $-0.5$	1500	4.5	0.38	$34_{-24}^{+86}$
Settl13-M/H = $0.0$	<i>1600</i>	<i>5.5</i>	<i>0.24</i>	<i>259_{-184}^{+643}</i>
Settl13-M/H = $+0.5$	1600	5.0	0.31	$82_{-58}^{+204}$
DP-M/H = $-0.5$	1600	5.5	0.20	$259_{-184}^{+643}$
DP-M/H = $0.0$	1600	4.5	0.17	$26_{-19}^{+65}$
DP-M/H = $+0.5$	1700	4.5	0.12	$20_{-15}^{+50}$
LESIA – I	2100	3.6	2.19	$1.1_{-0.2}^{+0.3}$
LESIA – II	1500	5.5	1.56	$335_{-94}^{+138}$
LESIA – III	1400	5.2	0.33	$221_{-65}^{+98}$
LESIA – IV	1500	5.3	0.25	$211_{-59}^{+88}$
LESIA – V	1500	5.4	0.33	$266_{-75}^{+110}$

**Notes.** Solutions leading to semi-empirical masses ( $M_{\text{S.E.}}$ ) below  $2 M_{\text{Jup}}$  and above  $20 M_{\text{Jup}}$  are listed in italics (considering uncertainties of  $\pm 100$  K in  $T_{\text{eff}}$ ,  $\pm 0.1$  dex in  $\log g$  for the LESIA grids,  $\pm 0.5$  dex otherwise).

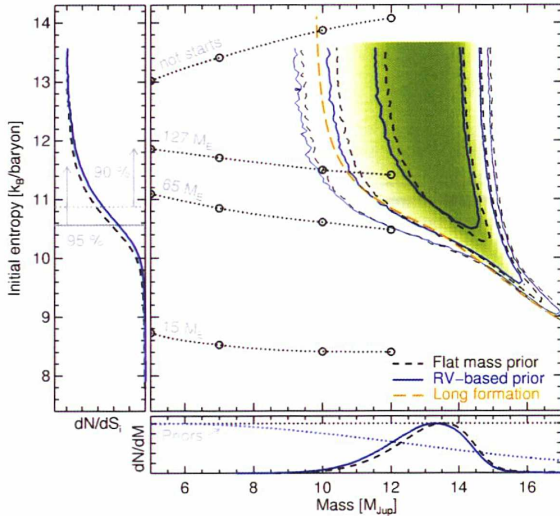


**Fig. 3.** Best-fitting synthetic spectra from the BT-SETTL13, DRIFT-PHOENIX, and LESIA grids found from a visual checking. The parameters  $T_{\text{eff}}/\log g/[M/H]$  are reported for each model.

(2014) using the SED only and/or different atmospheric models. The  $T_{\text{eff}}$  is also coherent with those derived for young objects at similar spectral types (Bonnefoy et al. 2014; Manjavacas et al. 2014). The dilution factors needed to adjust the model SED expressed in surface fluxes to the apparent fluxes of the planet correspond to a planetary radius of  $1.5 \pm 0.2 R_{\text{Jup}}$  (see Bonnefoy et al. 2013). This radius is consistent with those reported in Bonnefoy et al. (2013), Currie et al. (2013), and with the one derived from the  $T_{\text{eff}}$  and luminosity estimates ( $1.4_{-0.1}^{+0.2} R_{\text{Jup}}$ ).

The  $T_{\text{eff}}$  and luminosity of  $\beta$  Pic b match those of “hot-start” evolutionary models (Chabrier et al. 2000; Baraffe et al. 2003) at an age of  $21 \pm 4$  Myr for  $M = 11.5 \pm 0.8 M_{\text{Jup}}$  and  $M = 11.2 \pm 0.3 M_{\text{Jup}}$ , respectively. This agrees with the mass constraints of Sect. 3.

To derive quantitative constraints on the initial entropy  $S_i$  of  $\beta$  Pic b, we used the method of MC14 and performed an MCMC in mass and  $S_i$  using their evolutionary models up to masses of  $17 M_{\text{Jup}}$ . The models have gray atmospheres, include deuterium burning (Marleau & Cumming, in prep.), and span in  $S_i$  the extreme outcomes of any formation process. Figure 4 shows the allowed  $M$  and  $S_i$  combinations that match the luminosity and age taking Gaussian errorbars into account.



**Fig. 4.** Joint probability contours (68.3, 95, and 99%) on the mass and post-formation entropy of  $\beta$  Pic b from  $\log(L/L_{\odot}) = -3.90 \pm 0.07$  and an age of  $21 \pm 4$  Myr using a flat prior on  $S_i$  and a prior flat in mass (dashed black curves) or given by the radial-velocity and astrometry constraints for a linear  $K$  prior (solid dark-blue curves). Using the logarithmic- $K$  prior of Fig. 1 gives nearly identical results. The long-dashed orange line shows the combinations matching  $\log(L/L_{\odot}) = -3.90$  at 12 Myr, i.e. allowing for an extreme 9 Myr formation delay. The open circles indicate the cold-start post-formation entropies for different final core masses (labeled) or for hot starts (Mordasini 2013, App. B of MC14). The bottom panel displays the mass priors (dotted lines) and the marginalized posterior distributions (black and blue lines), whereas the side panel shows the marginalized  $S_i$  posterior and the non-flat mass prior's 90- and 95-% lower limits (up to  $S_i \sim 14$ ).

## 5. Discussion

If the system is truly  $21 \pm 4$  Myr old, Fig. 4 shows that  $\beta$  Pic b cannot have formed according to the classic (Marley et al. 2007) parameters of core accretion, which include a supercritical accretion shock (coldest starts) and an initial planetesimal density leading to a  $15-M_{\oplus}$  core. An on average inefficient shock and/or a higher planetesimal density (Mordasini 2013) must be invoked to lead to warmer starts. For a completely efficient accretion shock, the predicted core would need to be  $\geq 65 M_{\oplus}$ . These conclusions are nearly unchanged even assuming an extreme duration for the planet formation phase of 9 Myr (Fig. 4).

Moreover, we find a lower bound<sup>3</sup> on the post-formation entropy of  $S_{i,\min} = 10.5 k_B \text{ baryon}^{-1}$  at the 95-% level, which is  $\approx 2 k_B \text{ baryon}^{-1}$  warmer than the supercritical  $15-M_{\oplus}$  prediction. Finally, for masses within the 68.3-% contour, the MC14 cooling curves predict  $\beta$  Pic b to not be affected by deuterium flashes (Bodenheimer et al. 2013), where the luminosity and  $T_{\text{eff}}$  of massive objects increase, possibly at very late times (MC14; Marleau & Cumming, in prep.). However, because of differences in boundary conditions and nuclear rate details, and given the high precision of the luminosity measurement, using other cooling tracks can somewhat affect the mass constraints and the

importance of deuterium burning in the cooling history of  $\beta$  Pic b.

**Acknowledgements.** We thank the consortium who built the GPI instrument. We especially wish to thank C. Marois, D. Mouillet, C. Mordasini, J. Faherty, and A. Triaud for fruitful discussions. We are grateful to J. Gagné, D. Lafrenière, M. Liu, A. Schneider, K. Allers, J. Patience, E. Rice, N. Lodieu, and E. Manjavacas for providing their spectra of young objects. We acknowledge P. Hauschildt and S. Witte for their work on the DRIFT-PHOENIX models. This research has benefited from the SpeX Prism Spectral Libraries, maintained by A. Burgasser. M.B., G.C., A.M.L., J.R., H.B., F.A., and D.H. acknowledge financial support from the French National Research Agency (ANR) through project grant, ANR10-BLANC0504-01, ANR-07-BLAN-0221, ANR-2010-JCJC-0504-01, and ANR-2010-JCJC-0501-01. ChH and DH highlight EU financial support under FP7 by starting grant. J.L.B. Ph.D is funded by the LabEx Exploration Spatiale des Environnements Planétaires (ESEP) # 2011-LABX-030.

## References

- Absil, O., Milli, J., et al. 2013, A&A, 559, L12  
Allers, K. N., & Liu, M. C. 2013, ApJ, 772, 79  
Baraffe, I., Chabrier, G., et al. 2003, A&A, 402, 701  
Baudino, J.-L., Bézard, B., et al. 2014, in IAU Symp., 299  
Binks, A. S., & Jeffries, R. D. 2014, MNRAS, 438, L11  
Boccaletti, A., Lagrange, A.-M., et al. 2013, A&A, 551, L14  
Bodenheimer, P., D'Angelo, G., et al. 2013, ApJ, 770, 120  
Bonnefoy, M., Chauvin, G., et al. 2010, A&A, 512, A52  
Bonnefoy, M., Lagrange, A.-M., et al. 2011, A&A, 528, L15  
Bonnefoy, M., Boccaletti, A., et al. 2013, A&A, 555, A107  
Bonnefoy, M., Chauvin, G., et al. 2014, A&A, 562, A127  
Burgasser, A. J., Liu, M. C., et al. 2008, ApJ, 681, 579  
Chabrier, G., Baraffe, I., & Allard, F. 2000, ApJ, 542, 464  
Chauvin, G., Lagrange, A.-M., et al. 2012, A&A, 542, A41  
Currie, T., Burrows, A., et al. 2013, ApJ, 776, 15  
Gagné, J., Faherty, J. K., et al. 2014, ApJ, 785, L14  
Galicher, R., Rameau, J., et al. 2014, A&A, 565, L4  
Lafrenière, D., Jayawardhana, R., et al. 2010, ApJ, 719, 497  
Lagrange, A.-M., Gratadour, D., et al. 2009, A&A, 493, L21  
Lagrange, A.-M., Bonnefoy, M., et al. 2010, Science, 329, 57  
Lagrange, A.-M., De Bondt, K., et al. 2012, A&A, 542, A18  
Lagrange, A.-M., Meunier, N., et al. 2013, A&A, 559, A83  
Liu, M. C., Magnier, E. A., et al. 2013, ApJ, 777, L20  
Lodders, K. 2010, in Principles and Perspectives in Cosmochemistry, eds. A. Goswami & B. E. Reddy, 379  
Lodieu, N., Hambly, N. C., et al. 2008, MNRAS, 383, 1385  
Macintosh, B., Graham, J. R., et al. 2014, Proc. Natl. Acad. Sci. submitted [arXiv:1403.7520]  
Males, J. R., Close, L. M., et al. 2014, ApJ, 786, 32  
Manjavacas, E., Bonnefoy, M., et al. 2014, A&A, 564, A55  
Marleau, G.-D., & Cumming, A. 2014, MNRAS, 437, 1378  
Marley, M. S., Fortney, J. J., et al. 2007, ApJ, 655, 541  
Marois, C., Lafrenière, D., et al. 2006a, ApJ, 647, 612  
Marois, C., Lafrenière, D., et al. 2006b, ApJ, 641, 556  
Marois, C., Correia, C., et al. 2014, in IAU Symp., 299, 48  
Mordasini, C. 2013, A&A, 558, A113  
Patience, J., King, R. R., et al. 2010, A&A, 517, A76  
Pickles, A. J. 1998, PASP, 110, 863  
Quanz, S. P., Meyer, M. R., et al. 2010, ApJ, 722, L49  
Rice, E. L., Barman, T., et al. 2010, ApJS, 186, 63  
Schneider, A. C., Cushing, M. C., et al. 2014, AJ, 147, 34  
Spiegel, D. S., & Burrows, A. 2012, ApJ, 745, 174  
Todorov, K., Luhman, K. L., & McLeod, K. K. 2010, ApJ, 714, L84  
Wahhaj, Z., Liu, M. C., et al. 2011, ApJ, 729, 139  
Witte, S., Helling, C., et al. 2011, A&A, 529, A44  
Zuckerman, B., Song, I., et al. 2001, ApJ, 562, L87

<sup>3</sup> An upper limit is given by the fact that the radius starts to diverge when  $S$  increases above  $\approx 16.5$ . Varying the upper bound of the cumulative integral barely varies the quoted values.

## Appendix A: Details on the orbital fit

### A.1. Errors on the radial velocities

The RV of  $\beta$  Pictoris A measured within the same day are extremely variable because of the activity of the star. During the HARPS monitoring of the star,  $\beta$  Pic A was either observed multiple times during a night to evaluate and average the stellar activity, or at a single time (Borgniet et al., in prep.). We averaged the data over one day to estimate a daily RV mean. To estimate the error on the RV corresponding to a night that properly account for the stellar noise, we assumed that the intrinsic RV variability is sinusoidal:  $A \times \sin(\omega \times t + \phi) + C(t)$ , with  $A$  the amplitude of the variability,  $\omega$  the angular frequency,  $t$  the time,  $\phi$  the phase, and  $C$  an offset velocity. RV measurements performed over one single day can be regarded as successive values of a random variable following this law with random  $t$ . The resulting random RV has the following probability function:

$$p(RV) \times d(RV) = \frac{(1/\pi) \times 1}{\sqrt{A^2 - (RV - C)^2}} \times d(RV). \quad (\text{A.1})$$

The variance of this law is  $A^2/2$ . Taking the arithmetic mean of  $n$  independent measurements over one night gives an estimate of the offset velocity  $C$  with  $A/\sqrt{2n}$  as error. We now need to estimate  $A$ . We assume that  $C$  varies with time, but  $A$  does not. For a given day with the highest number of measurements  $N$ , the statistical variance  $SN$  of these data is calculated. An accurate, unbiased estimator of  $A^2$  is  $2 \times (N/(N-1)) \times SN$ , so that for any other day with  $n$  measurements the error can be estimated to be  $\sqrt{s^2 + A^2 \times N/(N-1)/n}$ , where  $s$  is the mean of the given HARPS RV measurement errors of the day. This way, errors are reduced for a day with many measurements and kept large for days with one or two measurements.

### A.2. Choices of the priors

Priors on the orbital parameters are identical to those used in Chauvin et al. (2012) when only the system astrometry is accounted for in the orbital fit. Changes to them appear to have little influence on the posterior distributions of orbital parameters. In contrast, this is not the case for the mass determination because of the weak constraint provided by the RV data. The most straightforward prior we can assume for the amplitude of the RV curve of  $\beta$  Pic A  $K$  is linear, but a logarithmic prior (linear in  $\ln K$ ) is also worth considering because  $K$  is proportional to  $P^{-1/3}$  (where  $P$  is the orbital period), and a logarithmic prior for  $P$  was already assumed. Figure 1 shows the posterior mass determination for both priors. Because of the activity of the star, the data are compatible with planet masses down to virtually 0. But a lower cutoff at  $2 M_{\text{Jup}}$  was assumed to remain compatible with the observed luminosity of the planet. The linear prior nevertheless appears to favor larger masses than the logarithmic prior. Then the major difference resides in the shape of the posterior distribution. The linear prior exhibits a clear peak around  $6 M_{\text{Jup}}$ . This difference illustrates the difficulty in deriving a relevant fit of the mass of  $\beta$  Pic b. Obviously, the RV data are too noisy to allow a clear determination, but i) a conservative upper limit is confirmed; and ii) the peak around  $6 M_{\text{Jup}}$  needs to be confirmed with future data.

## Appendix B: Samples of comparison spectra

For the purpose of the empirical analysis, we used four samples of spectra of ultracool MLT dwarfs found in the literature.

The SpecXPrism library<sup>4</sup> represents sample 1. Sample 2 is composed of spectra of M and L dwarfs with features indicative of low surface gravity (Allers & Liu 2013; Manjavacas et al. 2014; Liu et al. 2013; Schneider et al. 2014). The third sample is made of spectra of members of 1–150 Myr old young moving groups and clusters (Lodieu et al. 2008; Rice et al. 2010; Bonnefoy et al. 2014; Gagné et al. 2014). The fourth sample is composed of spectra of young MLT companions (Patience et al. 2010; Lafrenière et al. 2010; Wahhaj et al. 2011; Bonnefoy et al. 2010, 2014).

## Appendix C: Description of the LESIA model grids

Baudino et al. (2014) developed a radiative-convective equilibrium model for young giant exoplanets in the context of direct imaging. The input parameters are the planet surface gravity ( $\log g$ ), effective temperature ( $T_{\text{eff}}$ ), and elemental composition. Under the additional assumption of thermochemical equilibrium, the model predicts the equilibrium-temperature profile and mixing-ratio profiles of the most important gases. Opacity sources include the  $\text{H}_2$ -He collision-induced absorption and molecular lines from  $\text{H}_2\text{O}$ , CO,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{NH}_3$ , VO, TiO, Na, and K. Line opacity is modeled using k-correlated coefficients pre-calculated over a fixed pressure-temperature grid. Absorption by iron and silicate cloud particles is added above the expected condensation levels with a fixed scale height and a given optical depth at some reference wavelength. To study  $\beta$  Pic b, we built five grids of models with  $T_{\text{eff}}$  between 700 and 2100 K (100 K increments),  $\log g$  between 2.1 and 5.5 dex (0.1 dex increments), and solar system abundances (Lodders 2010). One model grid was created without clouds (hereafter set I). We added three grids with cloud particles located between condensation level and a 100 times lower pressure, with a particle radius of  $30 \mu\text{m}$  ( $\tau = 0.1, 1, 3$ ; hereafter set II, III, IV), a scale height equal to the gas scale height, and optical depths ( $\tau_{\text{cloud}}$ ) of  $1\tau$  and  $0.15\tau$  at  $1.2 \mu\text{m}$  for Fe and  $\text{Mg}_2\text{SiO}_4$ , respectively (assuming the same column density for both clouds). We used an additional grid (hereafter set V) with a particle radius of  $3 \mu\text{m}$  and  $\tau_{\text{cloud}}$  of 1 and 0.018. The grid properties are summarized in Table C.1.

**Table C.1.** Properties of the LESIA atmospheric model grids.

Model	$\tau_{\text{Fe}}$ ( $1.2 \mu\text{m}$ )	$\tau_{\text{Mg}_2\text{SiO}_4}$ ( $1.2 \mu\text{m}$ )	Particule radius ( $\mu\text{m}$ )
I	0	0	0
II	0.1	0.015	30
III	1	0.15	30
IV	3	0.45	30
V	1	0.018	3

## Appendix D: Fit of the spectral energy distribution

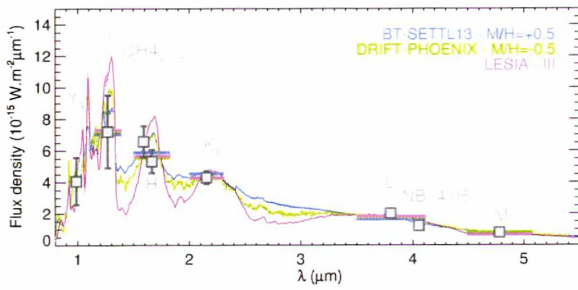
The planet SED was built from the  $Y_s$  and  $CH_{45,1\%}$  band photometry reported in Males et al. (2014),  $J, H, L'$  and  $M'$  band photometry Bonnefoy et al. (2013),  $K_s$ -band photometry from Currie et al. (2013), and  $NB_{4,04}$  band magnitude from Quanz et al. (2010). The SED and spectral-fitting procedures are described in Bonnefoy et al. (2013) and Bonnefoy et al. (2014), respectively.

<sup>4</sup> <http://pono.ucsd.edu/~adam/browndwarfs/spexprism>

**Table D.1.** Same as Table 2, but for the spectral energy distribution fit of  $\beta$  Pic b.

Model	$T_{\text{eff}}$ (K)	$\log g$ ( $\text{cm s}^{-2}$ )	$R$ ( $R_{\text{Jup}}$ )	$\chi_{\text{red}}^2$	$M_{\text{S.E.}}$ ( $M_{\text{Jup}}$ )	$R_{\text{S.E.}}$ ( $R_{\text{Jup}}$ )
Settl 10	1600	4.0	1.57	0.82	$8_{-6}^{+21}$	$1.4 \pm 0.1$
Settl 13-M/H = -0.5	1800	3.5	1.24	1.34	$2_{-2}^{+4}$	$1.1 \pm 0.1$
Settl 13-M/H = 0.0	1800	4.0	1.26	1.42	$5_{-4}^{+13}$	$1.1 \pm 0.1$
Settl 13-M/H = +0.5	1700	5.0	1.61	0.64	$64_{-46}^{+157}$	$1.3 \pm 0.1$
DP-M/H = -0.5	1700	4.0	1.43	0.38	$6_{-5}^{+16}$	$1.3 \pm 0.1$
DP-M/H = 0.0	1800	4.5	1.27	0.52	$16_{-12}^{+39}$	$1.1 \pm 0.1$
DP-M/H = +0.5	1800	4.5	1.34	0.66	$16_{-12}^{+39}$	$1.1 \pm 0.1$
LESIA - I	1600	2.1	1.58	2.38	$0.1 \pm 0.1$	$1.4 \pm 0.1$
LESIA - II	1400	5.5	1.95	0.66	$441_{-129}^{+195}$	$1.9 \pm 0.1$
LESIA - III	1500	3.8	1.76	0.50	$7_{-2}^{+3}$	$1.6 \pm 0.1$
LESIA - IV	1500	3.2	1.78	0.60	$1.7_{-0.5}^{+0.7}$	$1.6 \pm 0.1$
LESIA - V	1600	4.1	1.56	0.72	$10_{-3}^{+4}$	$1.4 \pm 0.1$

**Notes.** The semi-empirical radius  $R_{\text{S.E.}}$  derived from  $T_{\text{eff}}$  and the bolometric luminosity can be compared with the radius inferred from the synthetic spectral fitting ( $R$ ).



**Fig. D.1.** Comparison of  $\beta$  Pic b SED to best-fitting synthetic spectra (solid line) and fluxes (horizontal lines) from the BT-SETTL, DRIFT-PHOENIX, and LESIA atmospheric models grids.



# Annexe C

## Acronymes

ADI : Angular Diffefferential Imaging

BD : Brown Dwarf

ESA : European Space Agency

ESO : European Southern Observatory

Exo-REM : Exoplanet Radiative-convective Equilibrium Model

GPI : Gemini Planet Imager

HST : Hubble Space Telescope

IFS : Integral Field Spectrometer

IRDIS : InfraRed Dual-band Imager and Spectrograph

JWST : James Webb Space Telescope

LBTI : Large Binocular Telescope Interferometer

MIR : Medium InfraRed

NaCo : Nasmyth Adaptive Optics System (NAOS) et COudé Near-Infrared CAMERA (CONICA)

NASA : National Aeronautics and Space Administration

NICI : Near-Infrared Coronagraphic Imager

NIR : Near InfraRed

MIRI : Mid Infra-Red Instrument

pc : parsec

PSF : Point Spread Function

SD : Spectral Deconvolution

SDI : Spectral Differential Imaging

SED : Spectral Energy Distribution

SPHERE : Spectro-Polarimetric High-contrast Exoplanet REsearch

ua : unité astronomique

WFIRST/AFTA-C : Wide Field Infrared Survey Telescope/Astrophysics Focused Telescope Assets-Coronagraphy

YEGP : Young Extrasolar Giant Planet

ZIMPOL : Zurich imaging polarimeter



# Table des figures

1.1	Équilibre hydrostatique d'une planète . . . . .	17
1.2	Répartition des planètes du système solaire . . . . .	18
1.3	Contrastes dans le système solaire . . . . .	19
1.4	Contrastes suivant la température . . . . .	20
1.5	Carte de la glace de méthane sur Pluton . . . . .	21
1.6	Masse/demi-grand axe des exoplanètes . . . . .	22
1.7	Dessin et image de $\beta$ Pictoris b . . . . .	24
1.8	Résolution des PSF étoile/planète . . . . .	25
1.9	Contrastes dans le système $\beta$ Pictoris . . . . .	25
1.10	Coronographie : Schéma et exemple . . . . .	26
1.11	Formation des tavelures . . . . .	27
1.12	Exemple d'optique adaptative . . . . .	28
1.13	Étapes de correction de l'imagerie directe . . . . .	28
1.14	Rotation sur le ciel et ADI . . . . .	29
1.15	IFS et cube de donnée . . . . .	30
1.16	Déconvolution spectrale . . . . .	31
1.17	Transmission des filtres NaCo . . . . .	32
1.18	Schéma du foyer Nasmyth . . . . .	34
1.19	Transmission des filtres SPHERE . . . . .	34
2.1	Schéma de l'atmosphère. . . . .	43
2.2	Évolution de la forme du profil de température . . . . .	45
2.3	Grille des 6 profils de température utilisés dans la méthode des distributions $k$ -corrélés . . . . .	47
2.4	Section efficace du $\text{CH}_4$ . . . . .	48
2.5	Section efficace du $\text{NH}_3$ . . . . .	49
2.6	Comparaison de spectre avant et après la prise en compte de la liste Exomol du $\text{CH}_4$ . . . . .	49
2.7	Comparatif coefficients $k$ -corrélés et calcul raie-par-raie . . . . .	51
2.8	Absorption de la poussière en fonction de la longueur d'onde. . . . .	53
2.9	Exemple d'instabilité du modèle . . . . .	54
2.10	Exemples de spectres de planètes sans nuages avec $T_{\text{eff}} = 700 \text{ K}$ et $2000 \text{ K}$ . . . . .	55
2.11	Spectres d'une gamme de modèles sans et avec nuages . . . . .	56
2.12	Profils de température pour la gamme de $T_{\text{eff}}$ et $\log(g)$ utilisés pour générer les spectres de la Fig. 2.11. . . . .	57
2.13	Exemples de profils verticaux des absorbants les plus importants dans une atmosphère contenant des nuages. . . . .	59
2.14	Effet de la métallicité $Z$ sur des modèles avec nuages. . . . .	60
2.15	Série de spectres calculés sans nuage. . . . .	60
2.16	À gauche, comparaison des modèles Tsuji (brun et orange), Ackerman & Mar- ley (bleu), BT-Settl (vert) et Drift Phoenix rose (extrait de Helling <i>et al.</i> , 2008). À droite, comparaison de spectres Exo-REM sans nuage (bleu), avec nuages épais (rouge) et avec nuages très épais (vert). . . . .	63

2.17	En haut, comparaison des modèles Tsuji (brun), Ackerman& Marley (bleu), BT-Settl (vert) et Drift Phoenix (rose) (extrait de Helling <i>et al.</i> , 2008). En bas, comparaison de profils Exo-REM sans nuage (bleu), avec nuages épais (rouge) et avec nuages très épais (vert). . . . .	64
2.18	Spectres calculés pour une atmosphère nuageuse (bleu) et sans nuage (rouge) à 10 pc, pour une planète de $1 R_{\text{Jup}}$ , $\log(g) = 4$ and $T_{\text{eff}} = 1400$ K comparés à un spectre BT-Settl (cyan) et Drift-Phoenix (gris) avec les mêmes paramètres. . . . .	64
3.1	Images de HD 95086 <i>b</i> . . . . .	69
3.2	Distance au Soleil (demi-grand axe) de chaque planète du système solaire, et position de HD95086 <i>b</i> par rapport à son étoile. . . . .	69
3.3	Carte des $\chi^2_{\text{réduit}}$ pour la SED de HD 95086 <i>b</i> . . . . .	71
3.4	Images de $\beta$ Pictoris <i>b</i> et du disque. . . . .	74
3.5	Distance au Soleil (demi-grand axe) de chaque planète du système solaire, et position de $\beta$ Pictoris <i>b</i> par rapport à son étoile. . . . .	74
3.6	Orbites potentielles de la planète $\beta$ Pictoris <i>b</i> autour de son étoile. . . . .	76
3.7	Carte des $\chi^2_{\text{réduit}}$ pour la SED de $\beta$ Pictoris <i>b</i> . . . . .	77
3.8	Carte des $\chi^2_{\text{réduit}}$ pour le spectre en bande J de $\beta$ Pictoris <i>b</i> . . . . .	79
3.9	Spectres correspondant au meilleur $\chi^2$ pour la SED de $\beta$ Pictoris <i>b</i> . . . . .	80
3.10	Spectre GPI en bande J de $\beta$ Pictoris <i>b</i> normalisé comparé aux mêmes modèles que dans la figure 3.9 . . . . .	81
3.11	Carte des $\chi^2_{\text{réduit}}$ pour le spectre en bande H de $\beta$ Pictoris <i>b</i> dans le cas reproduisant les observations et Spectre GPI en bande H de $\beta$ Pictoris <i>b</i> comparé à des modèles avec nuages . . . . .	82
3.12	Images de $\kappa$ Andromedae " <i>b</i> ". . . . .	83
3.13	Distance au Soleil (demi-grand axe) de chaque planète du système solaire, et position de $\kappa$ Andromedae " <i>b</i> " par rapport à son étoile. . . . .	83
3.14	Carte des $\chi^2_{\text{réduit}}$ pour la SED de $\kappa$ Andromedae " <i>b</i> ". . . . .	85
3.15	Spectre correspondant aux meilleur $\chi^2$ pour la SED de $\kappa$ Andromedae " <i>b</i> ". . . . .	86
3.16	Image des planètes HR 8799 <i>b</i> , <i>c</i> , <i>d</i> et <i>e</i> . . . . .	87
3.17	Distance au Soleil (demi-grand axe) de chaque planète du système solaire, et positions de HR 8799 <i>b,c,d</i> et <i>e</i> par rapport à leur étoile. . . . .	88
3.18	Image HST de HR 8799 <i>b</i> . . . . .	88
3.19	Carte des $\chi^2_{\text{réduit}}$ pour la SED de HR8799 <i>b</i> . . . . .	90
3.20	Carte des $\chi^2_{\text{réduit}}$ pour le spectre OSIRIS de HR8799 <i>b</i> . . . . .	91
3.21	Exemples de spectres dégradés à la résolution OSIRIS pour des planètes de métallicité super-solaire reproduisant les observations HR8799 <i>b</i> . . . . .	91
3.22	Carte des $\chi^2_{\text{réduit}}$ pour la SED de HR8799 <i>c</i> . . . . .	94
3.23	Carte des $\chi^2_{\text{réduit}}$ pour le spectre GPI de HR8799 <i>c</i> . . . . .	95
3.24	Spectre GPI en bande K de HR 8799 <i>c</i> comparé à deux modèles Exo-REM. . . . .	96
3.25	Carte des $\chi^2_{\text{réduit}}$ pour la SED de HR8799 <i>d</i> . . . . .	97
3.26	Carte des $\chi^2_{\text{réduit}}$ pour le spectre Y-H SPHERE de HR8799 <i>d</i> . . . . .	99
3.27	Carte des $\chi^2_{\text{réduit}}$ pour le spectre K GPI de HR8799 <i>d</i> . . . . .	100
3.28	Spectres Y-H SPHERE (en haut) et K GPI (en bas) de HR8799 <i>d</i> comparés à deux modèles Exo-REM. . . . .	101
3.29	Carte des $\chi^2_{\text{réduit}}$ pour la SED de HR8799 <i>e</i> . . . . .	102
3.30	Carte des $\chi^2_{\text{réduit}}$ pour le spectre Y-H SPHERE de HR8799 <i>e</i> . . . . .	104
3.31	Spectres Y-H SPHERE de HR 8799 <i>e</i> comparés à deux modèles Exo-REM avec nuages optiquement épais . . . . .	105
3.32	Reproduction de la SED complète et des spectres des planètes du système HR 8799 extraite de Bonnefoy et al. (2015). . . . .	107
3.33	Images de GJ 758 <i>B</i> . . . . .	109
3.34	Distance au Soleil (demi-grand axe) de chaque planète du système solaire, et position de GJ 758 <i>B</i> par rapport à son étoile. . . . .	111

3.35	Carte des $\chi^2_{\text{réduit}}$ pour la SED de GJ 758 B. . . . .	112
3.36	Reproduction de la SED complète de GJ 758 B extraite de Vigan et al. (2015). . . . .	113
4.1	Spectres Y-H normalisés au maximum de flux pour des planètes. . . . .	118
4.2	SED à 4 points Y, J, H et Ks SPHERE . . . . .	120
4.3	SED à 6 points Y, J, H et Ks SPHERE et L' et M' NaCo. . . . .	121
4.4	Effet des incertitudes correspondant aux données photométriques sur les incertitudes dérivées. . . . .	122
4.5	Panel de grilles ayant servi à construire les points avec une incertitude $\Delta m = 0,05$ , de la figure 4.4. . . . .	123
4.6	Effets des incertitudes des spectres normalisés observés sur les incertitudes dérivées. . . . .	124
4.7	Panel de grilles ayant servi à construire les points avec une incertitude à 10% de la figure 4.6. . . . .	125
4.8	Effet du nombre de points photométriques considérés dans la SED sur les incertitudes dérivées. . . . .	126
4.9	Panel de grilles ayant servi à construire les points à partir d'une SED de 6 points photométriques de la figure 4.8. . . . .	127



# Liste des tableaux

1.1	Paramètres clefs définissant quelques planètes du système solaire. . . . .	18
2.1	Valeurs de la fonction de distribution cumulée des coefficients d'absorption $g^*$ et poids de quadrature associés $\varpi_1$ , utilisés dans la méthode des distributions $k$ -corrélées . . . . .	46
2.2	Sources d'opacités moléculaires et atomiques . . . . .	48
2.3	Composés considérés dans les calculs d'équilibre thermochimique . . . . .	52
2.4	Logarithme décimal des abondances solaires actuelles (H=12 par définition) .	52
3.1	Paramètres utilisés dans les cinq grilles pour caractériser les nuages. . . . .	67
3.2	Observations photométriques de la planète HD 95086 $b$ . . . . .	70
3.3	$T_{\text{eff}}$ et $\log(g)$ dérivés pour HD 95086 $b$ à chaque étape de l'analyse. . . . .	72
3.4	Observations photométriques de la planète $\beta$ Pictoris $b$ . . . . .	75
3.5	$T_{\text{eff}}$ et $\log(g)$ dérivés pour $\beta$ Pictoris $b$ à chaque étape de l'analyse. . . . .	78
3.6	Observations photométriques de $\kappa$ Andromedae " $b$ ". . . . .	84
3.7	$T_{\text{eff}}$ et $\log(g)$ dérivés pour $\kappa$ Andromedae " $b$ " à chaque étape de l'analyse. . . .	84
3.8	Observations photométriques de HR8799 $b$ . . . . .	89
3.9	Observations photométriques de HR8799 $c$ . . . . .	93
3.10	Observations photométriques de HR8799 $d$ . . . . .	98
3.11	Observations photométriques de HR8799 $e$ . . . . .	103
3.12	Contraintes des paramètres dans Barman <i>et al.</i> (2015). . . . .	108
3.13	Contraintes des paramètres dans Ingraham <i>et al.</i> (2014). . . . .	108
3.14	Contraintes des paramètres dans Bonnefoy <i>et al.</i> (2015). . . . .	108
3.15	Contraintes des paramètres présentés dans cette thèse. . . . .	108
3.16	Observations photométriques de GJ 758 $B$ . . . . .	110
3.17	Contraintes des paramètres de GJ 758 $B$ . . . . .	110
4.1	Caractéristiques des filtres IRDIS de SPHERE et d'un mode spectroscopique de l'IFS . . . . .	117



# Index

$\beta$  Pictoris b, 24, 25, 74, 132

$\beta$  Pictoris b, 24, 32

$\kappa$  Andromedae B, 83, 132

CH<sub>4</sub>, 29, 33, 47–49, 58, 60, 61, 79, 88, 109,  
119, 132, 135

GJ 758 B, 109, 133

GPI, 33, 70, 75, 78, 88, 93, 97, 132–135

HD 95086 b, 32, 69, 132

HR 8799 b, 88, 132

HR 8799 c, 93, 133

HR 8799 d, 97, 133

HR 8799 e, 102, 133

JWST, 35, 124, 134–136

NaCo, 32, 57, 69, 74, 86, 121, 123, 124, 134

nuage, 36, 37, 50, 51, 53–58, 60, 67, 70, 76,  
78, 80, 84, 90, 96, 98, 111, 119, 125,  
131

SPHERE, 33, 68, 87, 88, 97, 101–103, 105,  
115, 117, 124, 133–135

## Résumé

Depuis 2003 l'imagerie directe d'exoplanètes a permis d'obtenir des informations spectroscopiques et photométriques pour caractériser l'atmosphère de ces planètes géantes.

Notre but a été tout d'abord de développer un outil simple pour interpréter les observations venant de SPHERE (Spectro-Polarimetric High-contrast Exoplanet REsearch) au VLT et GPI (Gemini Planet Imager) au Gemini Sud pour déterminer les paramètres physiques des planètes.

Nous avons développé un modèle d'exoplanètes géantes jeunes (nommé Exo-REM pour Exoplanet Radiative-convective Equilibrium Model). Les paramètres d'entrée du modèle sont la gravité de surface  $g$ , la température effective ( $T_{\text{eff}}$ ) et la composition élémentaire. Les sources d'opacité comprennent l'absorption par le continuum induit par collisions H<sub>2</sub>-He et les raies atomiques et moléculaires de 8 corps différents (incluant la liste de raies du méthane d'Exomol). Les absorptions par des nuages de fer et de silicates sont aussi prises en compte sans diffusion.

J'ai utilisé Exo-REM avec des observations photométriques et spectroscopiques des planètes et naines brunes HD 95086 *b*,  $\beta$  Pictoris *b*,  $\kappa$  Andromedae *B*, HR 8799 *b*, *c*, *d*, *e*, GJ 758 *B*.

J'ai enfin étudié avec quelle précision on pouvait dériver les paramètres physiques des planètes à partir de différents jeux d'observations, photométriques et spectroscopiques dans le cadre de SPHERE.

## Mots-clefs

transfert radiatif, atmosphère, planètes gazeuses, HD 95086,  $\beta$  Pictoris,  $\kappa$  Andromedae, HR 8799, GJ 758

## Abstract

Since 2003 direct imaging of exoplanets allows us to obtain spectroscopic and photometric data to characterize their atmospheres.

First, our goal was to develop a simple tool to interpret data from SPHERE and GPI to derive planetary physical parameters. We developed a model of young giant exoplanet (called Exo-REM for Exoplanet Radiative-convective Equilibrium Model). Input parameters are surface gravity  $g$ , effective temperature ( $T_{\text{eff}}$ ) and elemental composition. Opacity sources include the H<sub>2</sub>-He collision-induced absorption and atomic and molecular lines from eight compounds (including CH<sub>4</sub> updated with the Exomol linelist). We consider clouds of iron and silicates without scattering.

I have used Exo-REM to analyse photometric and spectral observations of HD 95086 *b*,  $\beta$  Pictoris *b*,  $\kappa$  Andromedae *B*, HR 8799 *b*, *c*, *d*, *e*, GJ 758 *B*.

I finally investigated the precision to which the above parameters can be constrained from SPHERE measurements using different sets of near IR filters as well as low resolution spectroscopy.

## Keywords

radiative transfer, atmosphere, gaseous planets, HD 95086,  $\beta$  Pictoris,  $\kappa$  Andromedae, HR 8799, GJ 758