



**HAL**  
open science

# Caractérisation des exoplanètes gazeuses géantes avec l'instrument en infrarouge moyen MIRI du JWST

Mathilde Mâlin

► **To cite this version:**

Mathilde Mâlin. Caractérisation des exoplanètes gazeuses géantes avec l'instrument en infrarouge moyen MIRI du JWST. Planétologie et astrophysique de la terre [astro-ph.EP]. Sorbonne Université, 2023. Français. NNT : 2023SORUS389 . tel-04359808

**HAL Id: tel-04359808**

**<https://theses.hal.science/tel-04359808v1>**

Submitted on 21 Dec 2023

**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.

ÉCOLE DOCTORALE 127 - Ecole Doctorale Astronomie et Astrophysique d'Île-de-France  
Laboratoire d'études spatiales et d'instrumentation en astrophysique (LESIA)  
Observatoire de Paris

## THÈSE DE DOCTORAT

par

MATHILDE MÂLIN

---

# Caractérisation des exoplanètes gazeuses géantes avec l'instrument en infrarouge moyen MIRI du JWST.

---

Thèse dirigée par ANTHONY BOCCALETTI et BENJAMIN CHARNAY

Présentée et soutenue publiquement le 22 septembre 2023

Jury composé de :

ALAIN LECAVELIER DES ÉTANGS, Sorbonne Université, IAP ..... PRÉSIDENT  
MAGALI DELEUIL, Aix-Marseille Université ..... RAPPORTEUR  
DAVID LAFRENIÈRE, Université de Montréal ..... RAPPORTEUR  
ÉLODIE CHOQUET, Laboratoire d'Astrophysique ..... EXAMINATRICE  
PIERRE-OLIVIER LAGAGE, CEA, Département d'Astrophysique ..... EXAMINATEUR  
ANTHONY BOCCALETTI, Observatoire de Paris, LESIA ..... DIRECTEUR DE THÈSE  
BENJAMIN CHARNAY, Observatoire de Paris, LESIA ..... CO-ENCADRANT DE THÈSE





*À mes grands-parents,  
Marie-Josèphe, Gabriel, Denise et Norbert*



# Résumé

L'étude des atmosphères d'exoplanètes est un enjeu important pour la communauté scientifique actuelle, mais le nouveau télescope spatial, le James Webb Space Telescope (JWST) promet une avancée majeure dans la compréhension des exosystèmes. L'imagerie des exoplanètes reste un réel défi : cela nécessite d'atteindre des très hauts contrastes à de très petites séparations angulaires. Avec la génération actuelle d'instruments sur les télescopes au sol, il est toutefois possible d'imager en infrarouge proche des planètes géantes, jeunes, et donc chaudes, à longues périodes. L'atmosphère de ces planètes peut être caractérisée à partir de leur photométrie, mais aussi grâce à des spectres à basse, voir moyenne résolution. Néanmoins, ces observations sont limitées à l'IR proche. L'instrument en IR moyen MIRI du JWST donne ainsi accès à une nouvelle fenêtre d'observation avec une sensibilité inégalée. À ces longueurs d'onde, le contraste est favorable pour détecter l'émission des exoplanètes jeunes et géantes, et de nombreuses molécules deviennent accessibles. De plus, l'étendue du domaine spectral est très favorable pour mieux contraindre de nombreuses propriétés des exoplanètes. Deux modes d'observations de MIRI sont pertinents pour la caractérisation des exoplanètes en imagerie : le spectro-imageur à moyenne résolution, le MRS, et les coronographes. Le MRS est un spectromètre à champ intégral couvrant les longueurs d'onde de 5 à 28  $\mu\text{m}$  avec une résolution jusqu'à 3700. Ce mode n'avait pas été développé pour l'imagerie haut contraste. Néanmoins, une méthode récente s'avère prometteuse pour distinguer le signal stellaire du signal planétaire avec ce type d'instruments : le *molecular mapping*.

La première partie de mon travail de thèse se concentre sur les prédictions des performances du MRS pour caractériser des exoplanètes à partir de données simulées. De nombreuses molécules peuvent être détectées selon la température et la luminosité de la cible observée. Nous avons simulé plusieurs systèmes détectés en imagerie afin de préparer les futurs programmes d'observations du JWST et d'explorer la sensibilité de la méthode pour déterminer les paramètres atmosphériques. Une fois le télescope opérationnel, au cours de l'été 2022, des compagnons de masses planétaires ont été observés avec le MRS. L'application du *molecular mapping* à ces premières données acquises par le JWST valide les performances obtenues avec les simulations, et met en évidence des enjeux de la méthode. La seconde partie de ma thèse présente les observations coronographiques des systèmes planétaires avec MIRI : le système HR 8799 et plus en détail le système HD 95086. Les observations en IR moyen diffèrent des résultats en IR proche, et les méthodes usuelles d'analyse sont adaptées. Ainsi, il est possible de caractériser les atmosphères des planètes géantes en levant des dégénérescences mises en évidence avec les observations en IR proche. Le MRS et les coronographes sont complémentaires et apportent des informations cruciales pour comprendre les phénomènes en jeu dans les atmosphères des planètes jeunes imagées. Cela nous mène à mieux comprendre les mécanismes de formation et d'évolution des systèmes planétaires, et ainsi de notre propre Système Solaire.

**Mots clés :** Exoplanètes, Systèmes planétaires, Spectroscopie, Imagerie haut contraste, James Webb Space Telescope.



# Abstract

The study of exoplanet atmospheres is an important topic for today's scientific community, but the new space telescope, the James Webb Space Telescope (JWST) is expected to provide a major breakthrough in our understanding of exosystems. Imaging exoplanets remains a real challenge, as it requires very high contrast at very small angular separations. However, with the current generation of instruments on ground-based telescopes, it is possible to image young, and therefore hot, long-period giant planets at near-infrared wavelengths. The atmospheres of these planets can be characterized using photometry, as well as low- and medium-resolution spectra. Nevertheless, these observations are limited to the near-IR. JWST's mid-IR instrument MIRI opens up a new observation window with unprecedented sensitivity. At these wavelengths, the contrast is favorable for detecting the emission of young and giant exoplanets, and many molecules become accessible. Moreover, the wide spectral range makes it possible to better constrain many exoplanet properties. Two MIRI observation modes are relevant to exoplanet imaging characterization : the medium-resolution spectro-imager (MRS) and the coronagraphs. The MRS is an integral-field spectrometer covering wavelengths from 5 to 28  $\mu\text{m}$ , with resolution up to 3700. This mode had not been developed for high-contrast imaging, but a recent method is proven to be promising for disentangling stellar from planetary signals with this type of instrument : the molecular mapping.

The first part of my thesis focuses on predicting the performance of the MRS to characterize exoplanets using simulated data. We show that many molecules can be detected, depending on the temperature and brightness of the target observed. We have simulated several systems detected in direct imaging to prepare for future JWST observing programs, and to explore the sensitivity of the method for determining atmospheric parameters. Once the telescope was operational, in the summer of 2022, planetary masses companions have been observed with the MRS. The application of molecular mapping to these first data acquired by JWST validates the performance obtained with simulations, and highlights the challenges of the method. The second part of my thesis presents coronagraphic observations of planetary systems with MIRI : the HR 8799 system and, in more detail, the HD 95086 system. Mid-IR observations differ from near-IR results, and the usual analysis methods are adapted. This enables us to characterize the atmospheres of giant planets by removing the degeneracies revealed by near-IR observations. The MRS and the coronagraphs are complementary and provide crucial information for understanding the phenomena at play in the atmospheres of the young planets imaged. This leads us to a better comprehension of the mechanisms of formation and evolution of planetary systems, and thus of our own Solar System.

**Keywords :** Exoplanets, Planetary Systems, Spectroscopy, High contrast imaging, James Webb Space Telescope.





# Remerciements

Ce manuscrit conclut trois années passées à l’Observatoire de Paris, au cours desquelles j’ai rencontré des personnes formidables. Ma thèse n’aurait jamais vu le jour sans le soutien de nombreuses d’entre elles, mais aussi beaucoup d’autres personnes que je tiens à remercier sincèrement.

Je voudrais d’abord remercier les membres du jury d’avoir pris le temps de s’intéresser à mon travail, d’avoir relu et commenté ma thèse. Je remercie infiniment mes directeurs de thèse, Anthony et Benjamin. Merci de m’avoir fait confiance et offert l’opportunité de travailler avec vous sur ce sujet il y a trois ans. Je vous remercie pour tout ce que vous m’avez appris, pour vos encouragements et votre soutien tout au long de ma thèse : je n’aurais pas pu espérer un meilleur encadrement et j’espère continuer à travailler avec vous les années à venir. Grâce à vous, j’ai eu plusieurs belles opportunités pendant ma thèse : des conférences, des voyages et des rencontres pour lesquelles je suis très reconnaissante. Je tenais particulièrement à remercier l’équipe de la *Guyane vers les étoiles*, avec laquelle j’ai passé un mois sur les routes de la Guyane dans le cadre d’un projet de médiation scientifique. J’en retiens de belles rencontres et les plus beaux moments de ma thèse, dont l’opportunité incroyable d’être présente pour le lancement du JWST. Ce Noël au soleil restera inoubliable !

Merci au comité du programme de mentorat pour les doctorantes de nous rappeler que nous, jeunes chercheuses, sommes à notre place dans le monde scientifique. Merci de nous redonner confiance et de nous conseiller pour nos suites de carrière. Je remercie le LESIA et l’Observatoire de Paris de m’avoir offert un excellent cadre pour effectuer ma thèse, notamment pendant la pandémie. Je remercie ainsi le personnel administratif du LESIA et de l’école doctoral 127, en particulier Jacqueline Plancy, Thierry Fouchet et Frédéric Daigne pour leur investissement et leur soutien auprès des doctorant·es. Je tiens à remercier également mon comité de thèse, Vincent Coudé du Foresto et Thibaut Paumard d’avoir pris le temps de me suivre pendant ces trois années, de m’avoir rassurée et apporté de bons conseils. J’ai eu la chance d’être entourée d’un groupe de recherche formidable. Merci à toute l’équipe IMODEX de m’avoir apporté le meilleur soutien au quotidien, merci pour vos conseils et votre bonne humeur. Merci aux doctorant·es et postdoctorant·es de l’équipe pour les pauses-café, les verres en fin de journées, les discussions qui aident (la plupart du temps) à se remettre au travail. Au fur et à mesure de mes années de thèses, plusieurs doctorant·es de l’Observatoire, mais aussi d’autres laboratoires, ont été d’un soutien inconditionnel au quotidien. Achène, Nicolas et mes voisins de bureau Lucas, Florian, Christian, merci d’avoir été là pour moi, merci de m’avoir écouté, particulièrement les semaines de rédaction et à l’approche de la soutenance.

Je ne serais jamais restée aussi motivée durant ces trois années sans mes ami·es et ma famille. Un grand merci aux copains et copines rencontrés au cours de mes années d’études et des soirées parisiennes : Stecy, Clara, Pauline, Raphaël, Bruno, Xavier, Bruno, Maud, Raphaël, Valentine, Quentin et tant d’autres personnes. Merci à vous tous et toutes pour les soirées,

---

les week-ends et les vacances passées ensemble. J'ai une pensée particulière pour celles et ceux qui m'ont supporté pendant les confinements : vous avez été un soutien incroyable pendant ces plusieurs semaines de vie ensemble. Merci d'avoir rendu ma première année de thèse tellement plus agréable et sûrement un peu plus festive. Merci pour les journées studieuses et les folles soirées. Merci à mes ami·es d'enfance : Noémie, Camille, Corentin, Capucine, Lucie, Amélie, Antoine, Manon, Joris, Valentin, Laurine, Olivier, PE, d'avoir toujours été là, de me faire rire. Merci de m'avoir écoutée, même quand vous trouviez que je parlais trop de planètes ou de James Webb. Je conclus ces remerciements par un immense merci à toute ma famille. Un grand merci à mon Papou pour avoir relu et corrigé tout mon manuscrit, et tant d'autres écrits pendant mes études. Merci à mes parents, Hervé et Nathalie, mon frère, ma sœur et belle-sœur adoré·es, Corentin, Johanne et Justine, merci de m'avoir toujours soutenue et encouragée.

# Table des matières

<b>Résumé</b>	<b>1</b>
<b>Abstract</b>	<b>3</b>
<b>Remerciements</b>	<b>5</b>
<b>Table des matières</b>	<b>7</b>
<b>Liste des abréviations</b>	<b>11</b>
<b>Introduction</b>	<b>13</b>
<b>1 L'imagerie haut contraste et les systèmes planétaires</b>	<b>15</b>
1 Introduction aux exoplanètes . . . . .	16
1.1 Historique et première découverte d'une exoplanète . . . . .	16
1.2 Définitions . . . . .	21
1.3 Démographie des exoplanètes . . . . .	22
2 L'imagerie des exoplanètes . . . . .	25
2.1 Les enjeux et limites de détection . . . . .	25
2.2 Les solutions . . . . .	29
2.2.1 L'optique adaptative . . . . .	29
2.2.2 La coronagraphie . . . . .	30
2.2.3 Méthodes d'observations . . . . .	31
2.2.4 Algorithmes de post-traitements . . . . .	33
2.3 Les premières exoplanètes imagées . . . . .	34
2.4 Une génération d'instruments dédiée aux exoplanètes . . . . .	36
3 Caractérisation des systèmes imagés . . . . .	38
3.1 Structure des systèmes imagés . . . . .	38
3.2 Photométrie et analogie avec les naines brunes . . . . .	40
3.3 Spectroscopie des planètes imagées . . . . .	42
3.4 Limites actuelles et futur de l'imagerie directe . . . . .	44
4 Les atmosphères planétaires . . . . .	46
4.1 Modélisation des atmosphères . . . . .	46
4.2 Phénomènes atmosphériques . . . . .	48
4.3 Interprétation des spectres observés . . . . .	50
5 La formation planétaire . . . . .	52
5.1 Les différents mécanismes . . . . .	53
5.2 Lien entre la formation des planètes et leur atmosphère . . . . .	56

<b>2</b>	<b>Le James Webb Space Telescope pour l’observation des exoplanètes</b>	<b>59</b>
1	Le James Webb Space Telescope . . . . .	60
1.1	Origine et historique du projet . . . . .	60
1.2	Présentation de l’observatoire . . . . .	61
1.3	Les instruments scientifiques. . . . .	62
2	MIRI . . . . .	64
2.1	Présentation générale . . . . .	64
2.2	Modes d’observation. . . . .	66
2.3	Le spectromètre à moyenne résolution . . . . .	67
2.4	Les coronographes . . . . .	69
3	L’infrarouge moyen : une nouvelle fenêtre d’observation pour les exoplanètes . . . . .	72
3.1	Introduction . . . . .	72
3.2	Limite de détection . . . . .	73
3.3	Caractérisation des atmosphères . . . . .	74
3.4	Autres observations liées à l’étude des exoplanètes . . . . .	75
<b>3</b>	<b>Évaluation des performances du <i>molecular mapping</i> avec le MRS de MIRI</b>	<b>79</b>
1	Introduction . . . . .	80
2	Simulations et réduction de données pour le MRS . . . . .	82
2.1	Simulation de données avec MIRISim . . . . .	82
2.2	Pipeline JWST . . . . .	84
3	Application du <i>molecular mapping</i> . . . . .	86
3.1	Modèles atmosphériques : Exo-REM . . . . .	86
3.2	Soustraction de la contribution stellaire et corrélation croisée . . . . .	87
3.3	Mesure du rapport signal à bruit . . . . .	88
3.3.1	Méthodes précédentes et leurs problématiques . . . . .	88
3.3.2	Nouvelle méthode expérimentale proposée . . . . .	90
3.3.3	Évaluation de la taille de la tâche de corrélation . . . . .	93
4	Étude paramétrique . . . . .	96
4.1	Impact du type spectral stellaire et planétaire . . . . .	96
4.2	Impact du type spectral planétaire et de la séparation angulaire . . . . .	97
5	Application à un échantillon d’exoplanètes imagées . . . . .	101
5.1	Choix des cibles basé sur les limites d’observation . . . . .	101
5.2	Simulations et analyse avec le <i>molecular mapping</i> . . . . .	105
6	Caractérisation de l’atmosphère à l’aide de grilles de modèles Exo-REM . . . . .	111
6.1	Cartes de corrélation avec une grille de modèles . . . . .	111
6.2	Minimisation du $\chi^2$ avec une grille de modèles . . . . .	113
7	Discussion des résultats . . . . .	115
7.1	Avantages et inconvénients du MRS . . . . .	115
7.2	Améliorations possibles . . . . .	116
7.3	Interprétation sur les détections . . . . .	117
7.4	Influence des modèles atmosphériques . . . . .	119
7.5	Complémentarité . . . . .	119
8	Conclusion de cette étude . . . . .	120
<b>4</b>	<b>Application du <i>molecular mapping</i> sur les premières cibles observées avec le MRS</b>	<b>123</b>
1	Les premières observations avec le MRS . . . . .	124
1.1	Introduction et présentation des cibles étudiées . . . . .	124
1.2	Réduction de données . . . . .	125

1.2.1	Pipeline de réduction et différences avec les simulations . . . . .	125
1.2.2	Traitement du fond de ciel . . . . .	127
1.3	Description des données réduites . . . . .	128
2	Un cas d'étude sans contamination stellaire : VHS 1256 b . . . . .	130
2.1	<i>Molecular mapping</i> . . . . .	130
2.1.1	Description des résultats . . . . .	130
2.1.2	Discussion sur les cartes de corrélation . . . . .	130
2.2	Caractérisation atmosphérique . . . . .	135
2.3	Extraction spectrale et caractérisation atmosphérique . . . . .	137
2.4	Comparaison avec des données simulées . . . . .	140
2.5	Discussion sur la détection de NH <sub>3</sub> . . . . .	142
3	Un cas d'étude plus complexe : 2M 1207 b . . . . .	145
3.1	Analyse en <i>molecular mapping</i> . . . . .	145
3.2	Comparaison avec des simulations . . . . .	147
3.3	Caractérisation du système . . . . .	150
4	Un futur cas d'étude idéal . . . . .	151
5	Discussion et perspectives du <i>molecular mapping</i> . . . . .	154
<b>5</b>	<b>Imagerie des exoplanètes avec les coronographes de MIRI</b>	<b>157</b>
1	Introduction . . . . .	158
1.1	Mise en service et performances . . . . .	158
1.2	Présentations et objectifs des premiers programmes . . . . .	159
2	Programmes d'observation et réduction de données . . . . .	161
2.1	Détails des programmes d'observation . . . . .	161
2.2	Pipeline JWST pour les données coronographiques . . . . .	162
2.3	Soustraction de la diffraction stellaire . . . . .	165
2.3.1	HD 95086 . . . . .	165
2.3.2	HR 8799 . . . . .	169
3	Photométrie des planètes . . . . .	171
3.1	Extraction du flux . . . . .	171
3.2	Atténuation . . . . .	173
3.3	Normalisation . . . . .	173
4	Caractérisation atmosphérique . . . . .	177
4.1	Modèles d'atmosphères . . . . .	177
4.2	Méthodes d'analyse . . . . .	178
4.3	Caractérisation des planètes . . . . .	179
4.3.1	Planètes du système HR 8799 . . . . .	179
4.3.2	HD 95086 b . . . . .	185
5	Conclusion et perspectives . . . . .	187
	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>191</b>
	<b>Annexes</b>	<b>197</b>
1	Simulations et cartes de corrélations pour chaque système . . . . .	197
	<b>Liste des figures</b>	<b>201</b>
	<b>Liste des tableaux</b>	<b>205</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>207</b>



# Liste des abréviations

**ADI** *Angular Differential Imaging* – Imagerie différentielle angulaire  
**CCF** *Cross-Correlation Function* – Fonction de Corrélation Croisé  
**CIA** *Collision-Induced Absorption* – Absorptions induites par les collisions  
**CRDS** *Calibration Reference Data System*  
**CPD** *Circumplanetary Disk* – Disque circumplanétaire  
**DN** *Digital Number*  
**ELT** *Extremely Large Telescope*  
**ERS** *Early Release Science*  
**ESO** *European Southern Observatory* – Observatoire européen austral  
**ETC** *Exposure Time Calculator* – Calculateur du temps d'exposition  
**FND** *Filter Neutral Density* – Filtre à densité neutre  
**ForMoSA** *FORward MOdeling tool for Spectral Analysis*  
**GO** *General Observer*  
**GTO** *Guaranteed Time Observations*  
**IFS** *Integral Field Spectrometer* – Spectromètre de champ intégral  
**IFU** *Integral Field Unit* – Unité de champ intégral  
**IR** Infrarouge  
**ISIM** *Integrated Science Instrument Module* – Module d'Instrumentation Scientifique Intégré  
**IWA** *Inner Working Angle*  
**JWST** James Webb Space Telescope  
**KLIP** *Karhunen-Loève Image Projection*  
**LOCI** *Locally Optimized Combination of Images*  
**mas** milliseconde d'arc  
**MAST** *Mikulski Archive for Space Telescopes* – Archive de données des télescopes spatiaux  
**MIRI** *The Mid-Infrared Instrument*  
**MRS** *Medium Resolution Spectrometer*  
**MSA** *Micro Shutter Assembly* – Assemblage de Micro-obturbateurs  
**OA** Optique Adaptative  
**OTE** *Optical Telescope Element* – Éléments optiques du télescope  
**pc** Parsecs ( $1\text{pc} = 3.086 \times 10^{16}$ )  
**PCA** *Principal Component Analysis* – Analyse en composante principale  
**PSF** *Point Spread Function* – Fonction d'étalement du point  
**RDI** *Reference star Differential Imaging* – Imagerie différentielle de référence  
**S/N** Rapport signal à bruit  
**ua** Unité astronomique ( $1\text{ua} = 1.49 \times 10^{11}$  mètres)  
**SED** *Spectral Energy Distribution* – Distribution spectrale de l'énergie  
**SGD** *Small Grid Dither*  
**TA** *Target Acquisition* - Acquisition de la cible  
**VLT** *Very Large Telescope*





# Introduction

Le 25 décembre 2021 restera un jour de Noël particulièrement mémorable pour beaucoup d’astronomes : depuis Kourou en Guyane Française, une fusée Ariane 5 décolle avec à son bord le *James Webb Space Telescope*. Considéré comme le successeur de *Hubble* et *Spitzer*, il devient le plus grand télescope en service depuis l’espace. Il opère en infrarouge en couvrant un large domaine spectral de 0.6 à 28.5  $\mu\text{m}$ , avec une sensibilité inégalable grâce à son miroir de 6.5 mètres de diamètre. Après quelques mois de croisière et de mise en service du télescope et des instruments, les premières images scientifiques sont rendues publiques en juillet 2022. Elles témoignent déjà de la qualité et de la sensibilité accessible avec les divers instruments à bord de l’observatoire. Pendant les premiers mois d’observations, les programmes d’*Early Release Science* dévoilent les capacités scientifiques des instruments. C’est le début d’une longue série de résultats dans divers domaines scientifiques : les galaxies, les supernovæ, les lunes du Système solaire, les disques protoplanétaires, pour n’en citer que quelques-uns, et bien sûr les exoplanètes, au cœur de la thématique de ma thèse.

La science des exoplanètes est un domaine de recherche en pleine expansion. Elle cherche à apporter des éléments de réponses aux questions suivantes : Combien de planètes orbitent autour de chaque étoile ? Comment se forment et évoluent les systèmes (exo)-planétaires ? De quoi sont composées les atmosphères des exoplanètes ? Existe-t-il des planètes semblables à la Terre ? Les réponses à ces questions fondamentales que se pose l’humanité devraient à terme apporter des éléments cruciaux concernant la compréhension de l’origine de la vie sur Terre et de sa singularité. En 2023, la détection et la caractérisation des exoplanètes est un des domaines les plus importants de l’astrophysique moderne. C’est pour chercher à répondre à ces questions ambitieuses que de nombreux télescopes dédiés aux observations des exoplanètes ont été développés. De multiples futures missions sont également prévues dans les années à venir. Le JWST est équipé de plusieurs instruments conçus pour caractériser les exoplanètes, à plusieurs longueurs d’onde, avec plusieurs méthodes, donnant accès à une variété d’exoplanètes : des petites planètes telluriques proches de leur étoile, mais aussi des géantes gazeuses à larges séparations. Après une année d’observation, le JWST a déjà livré des résultats remarquables concernant les exoplanètes, certains attendus, et d’autres moins. Par exemple, le JWST a permis la première détection de dioxyde de carbone dans l’atmosphère d’un Jupiter chaud, comme cela était suspecté par des observations antérieures. Inversement, la présence de dioxyde de soufre, preuve de la photochimie dans l’atmosphère des exoplanètes géantes gazeuses, n’avait pas été prédite, mais a été observée sur plusieurs exoplanètes. Des nuages de silicates sont détectés, et la présence de déséquilibre chimique dans les atmosphères a été mise en évidence par ces premières observations. Les divers spectromètres à bord du JWST donnent accès aux atmosphères de nombreuses exoplanètes, et grâce à MIRI, les premières images d’exoplanètes en infrarouge moyen sont enfin dévoilées.

Ma thèse de doctorant se concentre sur la détection et la caractérisation directe des exoplanètes jeunes et géantes en infrarouge moyen grâce à l’instrument MIRI du JWST. Ce manuscrit est divisé en cinq chapitres. Le chapitre 1 est une introduction à l’imagerie des exoplanètes, Je présente les méthodes de détection et de caractérisation des systèmes exoplanétaires imagés, puis la modélisation de leur atmosphère et les mécanismes de formations de ces systèmes. Le chapitre 2 présente le JWST et plus particulièrement son instrument en infrarouge moyen, MIRI. Il apporte de nombreux avantages pour la caractérisation des exoplanètes que je détaille dans ce chapitre. Les deux chapitres suivants présentent l’étude des exoplanètes avec le spectromètre à moyenne résolution (MRS) de MIRI. Le chapitre 3 expose l’évaluation des performances de la méthode appelée *molecular mapping* pour détecter des molécules et caractériser les atmosphères des exoplanètes connues en imagerie directe (MÂLIN et al., 2023). Cette méthode a été démontrée avec des données provenant d’instruments sur des télescopes au sol (comme le spectrographe à champ intégral, SINFONI sur le VLT). Elle s’avère prometteuse avec un télescope spatial et devrait atteindre d’encore meilleures performances qu’avec les télescopes au sol. L’application de cette méthode aux premières données provenant des premiers programmes d’observation est détaillée dans le chapitre 4. Les premières observations de compagnons de masse planétaire avec le MRS sont des cas d’application idéaux. Néanmoins, elles permettent une comparaison avec les simulations et mettent en évidence les enjeux et les limites du *molecular mapping*. Le dernier chapitre correspond à l’analyse d’observations des systèmes exoplanétaires observés avec les coronographes de MIRI dans le cadre du programme du Temps Garanti d’Observations (GTO). Dans le chapitre 5, je présente les méthodes d’analyse appliquées au système HR 8799 (Boccalletti, Mâlin et al., subm) et plus en détail le système HD 95086 b (Mâlin et al., in prep) sur lequel je me suis plus concentrée. Les enjeux et perspectives de la caractérisation des exoplanètes en imagerie avec le JWST sont évoqués en conclusion de ce manuscrit.

# Chapitre 1

L'imagerie haut contraste et les systèmes  
planétaires

## 1 Introduction aux exoplanètes

### 1.1 Historique et première découverte d'une exoplanète

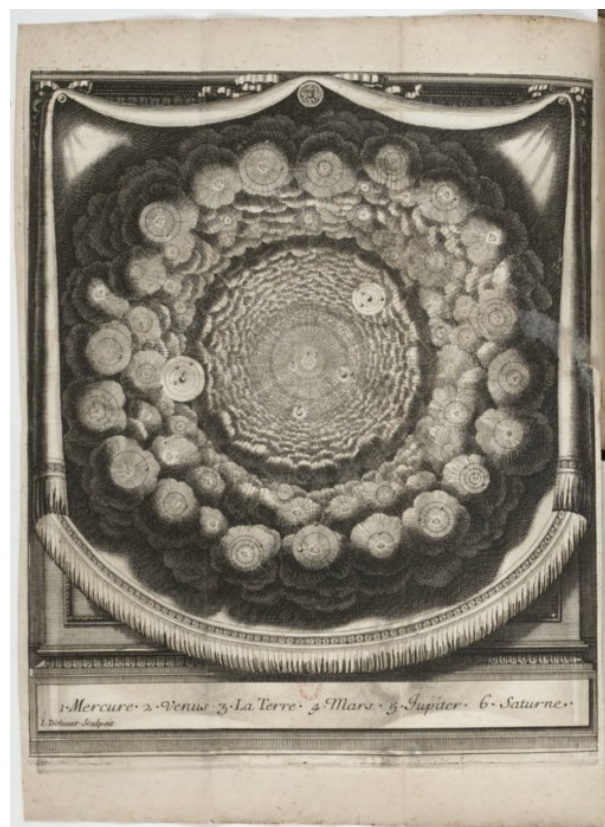
La question de l'existence de mondes extra-terrestres était, pendant longtemps, avant tout une question philosophique et religieuse, bien avant que cela devienne une question scientifique. Plusieurs théories se sont confrontées au cours de l'Histoire : la vision d'une Terre unique au centre de l'univers et la vision d'une Terre parmi tant d'autres, en orbite autour d'une étoile telle que celles que l'on aperçoit la nuit. Ces questionnements ont été au cœur de multiples débats et controverses au fil des siècles et des civilisations. Ils interrogent sur la place de la Terre dans l'univers et plus largement sur l'origine et le sens de la vie. Cette première partie présente l'évolution de ces idées qui a mené progressivement à la science des exoplanètes. L'étude des exoplanètes, telle que nous la connaissons aujourd'hui, n'a réellement commencé que depuis moins de trente ans.

**Pendant l'antiquité.** Anaximandre de Milet (610–546 av. J.-C.) fut l'un des premiers à mentionner l'existence d'une pluralité des mondes. Selon lui, la Terre est immobile, au centre de l'infini et flotte en équilibre sans être soutenue. Cette réflexion est aujourd'hui considérée comme une révolution importante et un début de la pensée scientifique. Il est suivi par Leucippe (Vème siècle av. J.-C.) et son élève Démocrite (460–370 av. J.-C.) considérés comme les précurseurs de l'atomisme philosophique. Tous les deux affirment que tout est composé d'éléments insécables, appelés atomes, qui sont à l'origine de tous les composés. Selon cette école matérialiste, lorsque les atomes entrent en collision, ils engendrent des nouveaux mondes, alors une infinité de mondes peut exister. L'âme est vue comme une chose matérielle, ce qui retire la spiritualité des dieux et contredit l'existence d'arrière-mondes. Cette pensée fut poursuivie par Épicure (341–270 av. J.-C.), il déclara dans la lettre à Hérodote en -300 av. J.-C. : *«Ce n'est pas seulement le nombre des atomes, c'est celui des mondes qui est infini dans l'univers. Il y a un nombre infini de mondes semblables au nôtre et un nombre infini de mondes différents »*. Épicure, puis Lucrèce (Ier siècle av. J.-C.), imaginent une infinité de mondes semblables et différents de la Terre. Ils mentionnent alors l'existence d'autres planètes avec de la vie. Cependant, comme cette idée ne peut pas être prouvée par des faits scientifiques et est contraire aux textes religieux, elle est considérée comme scandaleuse par l'Inquisition et la communauté scientifique pendant plusieurs siècles. Platon (428–348 av. J.-C.) et son élève Aristote (384–322 av. J.-C.), quant à eux, croyaient à l'unicité absolue et à la singularité de la Terre, considérée sphérique, immobile et située au centre du monde. Selon eux, la voûte céleste et les constellations sont en mouvement autour de la Terre. La religion perçoit le pluralisme cosmique comme une menace pour la spiritualité et la foi, ainsi le système de Platon et Aristote va dominer la pensée pendant plusieurs siècles.

**Du géocentrisme à l'héliocentrisme.** Le modèle géocentrique fut présenté par Ptolémée (100–168 av. J.-C.) dans une œuvre intitulée *l'Almageste* qui resta la seule référence astronomique en occident jusqu'à la Renaissance. Comme défendu par Platon et Aristote auparavant, son modèle place la Terre immobile et au centre de l'univers, alors le monde céleste est constitué

de plusieurs roues concentriques sur lesquels se déplacent les planètes. De nombreux éléments sont ajoutés pour justifier chaque mouvement observé, comme les épicycles et les excentriques. La complexité de ce système permet de justifier son unicité et le modèle géocentrique préserve les présupposés philosophiques et religieux de l'époque. Au Moyen Âge, des astronomes musulmans, Nasir ad-Din at-Tusi (1201–1274) et d'Ibn al-Shâtir (1304–1375) commencèrent à réfuter le modèle de Ptolémée. Ils remarquèrent que certains concepts étaient incompatibles avec les observations des mouvements des corps célestes et ils proposèrent un nouveau système plus simple et plus en accord avec les observations. En occident, au XVIème siècle, Nicolas Copernic (1473–1543) développe la théorie de l'héliocentrisme. Grâce aux progrès de l'instrumentation, il obtient des observations plus précises qui lui permettent de prouver sa théorie selon laquelle la Terre tourne autour du Soleil. Cette théorie va à l'encontre de l'opinion admise depuis des siècles et surtout contre la religion qui a alors une grande influence. Son modèle permet de justifier les mouvements diurnes et la rotation de la Terre sur elle-même, et il simplifie beaucoup le système de Ptolémée en réduisant le nombre de mouvements circulaires pour reproduire les observations. Ce système présente de nombreuses similarités avec celui développé par les astronomes musulmans plus de deux siècles auparavant. Le cercle étant considéré comme la figure géométrique parfaite, il inclut toujours les épicycles et des excentriques du modèle de Ptolémée pour contraindre la vitesse des planètes et faire correspondre sa théorie aux observations. Les mouvements circulaires seront abandonnés au profit des mouvements elliptiques, pour s'affranchir des épicycles et des excentriques, grâce aux travaux de Tycho Brahe (1546–1601), Johannes Kepler (1571–1630) et Isaac Newton (1642–1727). Giordano Bruno (1548–1600) prouve la pertinence de l'héliocentrisme, mais selon lui le modèle de Copernic n'est pas assez développé. Il suggère que l'univers soit infini, sans centre et peuplé d'une quantité innombrable d'étoiles et ainsi de mondes tels que la Terre. Il fut condamné et brûlé vif par l'Inquisition italienne pour cette idée. Le Bouyer de Fontenelle (1611–1693) écrivit et publia *Entretien sur la pluralité des mondes* en 1686 (image figure 1.1). Ce livre de vulgarisation est basé sur les travaux de René Descartes (1596–1650) et Nicolas Copernic, il est écrit en français et non en latin pour populariser l'idée de la diversité des mondes.

**Les progrès des observations.** Avec sa lunette astronomique, Galilée (1564–1642) met fin définitivement aux théories du géocentrisme. Les progrès des techniques de taille du verre et ses talents d'expérimentateur lui permettent d'améliorer la longue-vue. Il observe les astres les plus proches et s'aperçoit que la Lune n'est pas parfaitement sphérique. Pour la première fois, les anneaux de Saturne et les phases de Vénus sont observées. Il découvre aussi les quatre plus gros satellites de Jupiter. Ses observations révèlent la diversité des planètes du Système solaire. À l'Observatoire de Paris, la plus grande lunette du monde permet à Jean-Dominique Cassini (1625–1712) et Christian Huygens (1629–1695) d'observer l'atmosphère de Jupiter, la tache rouge et les bandes nuageuses, ainsi que la surface de Mars. Au Royaume-Uni, Isaac Newton (1642–1727) développe le premier télescope, une véritable révolution scientifique est enclenchée. La question de la pluralité des mondes revient au cœur des débats, et il devient courant d'affirmer que la vie existe sur d'autres planètes. La découverte des planètes dans le Système solaire continue,



Source gallica.bnf.fr / Bibliothèque nationale de France

FIGURE 1.1 – Illustration issue de « Entretiens sur la pluralité des mondes ». Le Système solaire est au centre et pleins d'autres systèmes solaires sont situés autour.

William Herschel (1738–1822) découvre Uranus en 1781. L'existence et la position de Neptune sont prédites par Urbain Le Verrier (1811–1877) en 1846, en se basant uniquement sur des calculs. La planète est par la suite confirmée par les observations par Johann Gottfried Galle (1812–1910). Enfin, longtemps considérée comme une planète, Pluton est découverte par Clyde Tombaugh (1906–1911) à Observatoire Percival Lowell, aux États-Unis, en 1930. Les découvertes de planètes naines, lunes et objets transneptuniens s'accumulent.

**Vers la recherche des exoplanètes.** Au XX<sup>ème</sup> siècle, l'univers commence à être bien compris. Il est admis que la Terre tourne autour du Soleil, une étoile située dans un bras d'une galaxie, la Voie Lactée, elle-même composée de milliards d'étoiles, avec sûrement des exoplanètes en orbite autour d'elles. Pendant les années 1960, de plus en plus de chercheuses et de chercheurs se lancent vers la recherche des exoplanètes, mais sans succès. Les exoplanètes sont trop sombres et trop proches de leur étoile pour pouvoir être observer directement. Les conclusions sont décevantes, les planètes en dehors du Système solaire semblent impossibles à imager. Les détections annoncées de planètes candidates sont démenties les unes après les autres. En 1952, STRUVE (1952) propose d'utiliser l'étude des oscillations périodiques d'une étoile dues à l'attraction gravitationnelle d'une planète en révolution grâce à la spectroscopie Doppler. Il montre que l'étude de la vitesse radiale de l'étoile permet de détecter des planètes extrasolaires.

Néanmoins, la faiblesse du mouvement de l'étoile, induit par la présence d'une planète, le rend très difficile à observer et présente un nouveau défi instrumental et expérimental. À la fin des années 1980, des campagnes d'observations de « compagnons substellaires » ou de « compagnons à faible masse » sont lancées (par exemple, CAMPBELL et al., 1988) dans l'espoir de détecter ces mouvements stellaires et confirmer la présence de compagnons de faibles masses. Un premier compagnon de masse substellaire est détecté par LATHAM et al. (1989) encourageant les astronomes à poursuivre avec cette méthode.

**Une première découverte.** Spécialiste de la dynamique des étoiles par spectroscopie, Michel Mayor (1942–) lance un programme de recherche d'étoile double. Un spectrographe nommé ÉLODIE (BARANNE et al., 1996) est développé avec une fibre optique permettant d'augmenter le nombre d'étoiles observables. Il est installé en 1993 à l'Observatoire de Haute Provence (OHP). En 1995, Michel Mayor confirme la première découverte d'une exoplanète suite aux observations de son étudiant Didier Queloz. Ils constatent que le mouvement radial de l'une des étoiles 51 Peg ne peut s'expliquer uniquement par la présence d'une planète (nommée 51 Peg b) dont la masse correspond à la moitié de celle de Jupiter et qui orbite en quatre jours seulement autour de son étoile (MAYOR et al., 1995). Ainsi, cette planète est située à moins de 0.05 unité astronomique (ua), soit plus de sept fois plus proche de son étoile que Mercure ne l'est du Soleil. Cette première planète extrasolaire ne ressemble à aucune planète du Système solaire. À cette distance de l'étoile, elle doit être très chaude et présenter des propriétés atmosphériques très exotiques. Les théories de formation planétaire ne parviennent pas à expliquer la présence d'un objet aussi massif à une distance aussi proche de son étoile, car à cette distance, il n'y a pas assez de gaz pour créer une planète géante. Cette découverte mène à revoir les modèles théoriques de formation planétaire des géantes gazeuses. La planète a dû se développer plus loin de l'étoile et migrer vers l'intérieur du disque circumstellaire par interaction avec celui-ci (LIN et al., 1996). Ce résultat chamboule les connaissances qui étaient alors admises par les scientifiques : si les exoplanètes migrent après leur formation, les planètes du Système solaire ont pu migrer aussi. Cette découverte amène beaucoup de nouvelles questions et de nouveaux enjeux. Avant 1995, deux exoplanètes de masse terrestre autour du pulsar PSR B1257+12 avaient déjà été détectées (WOLSZCZAN et al., 1992). Grâce à la puissance du télescope radio Arecibo (diamètre de 305 mètres), la variation périodique dans les pulsations émises par un pulsar milliseconde causée par un corps massif en orbite autour de celui-ci peut être identifiée. Les astronomes furent plus sceptiques concernant cette découverte, car cela semble improbable qu'une planète ait survécu à l'environnement hostile des pulsars. De plus, une découverte similaire fut rétractée l'année précédente (BAILES et al., 1991). Michel Mayor et Didier Queloz obtiennent le prix Nobel en 2019 pour leur découverte qui ouvre un nouveau domaine de recherche : la science exo-planétaire.

**Des milliers d'exoplanètes de plus en plus accessibles.** L'année de la découverte de la première exoplanète est également l'année de la publication du *Hubble Deep Field* (le champ profond imagé par le télescope spatial *Hubble*), qui révolutionna la vision de l'Univers (image de gauche de la figure 1.2). Cette image a un champ de vue équivalent à un bouton de chemise



placé à 25 mètres et dans lequel seulement quelques étoiles étaient connues. Cette observation fut effectuée pendant 10 jours consécutifs, et cette petite portion du ciel dévoila plus de 3 000 galaxies, elles-mêmes certainement toutes composées de milliers d'étoiles, autour desquels orbitent potentiellement des planètes. Par extrapolation sur tout le ciel, des milliards de galaxies peuvent être présentes dans l'univers, dont beaucoup sont tellement éloignées qu'elles ne peuvent pas être observées. Ce résultat amène à penser qu'il existe potentiellement des milliards et des milliards de planètes dans l'Univers. En juillet 2022, parmi les premières images du JWST rendues publiques, se trouvait l'image de droite (figure 1.2). Ce champ profond en infrarouge (IR) contient encore plus de galaxies que sur l'image *Hubble* bien qu'elle fut prise en une dizaine d'heures seulement. De nouveau, l'immensité de l'Univers est mise en évidence, dévoilant encore plus de galaxies, et justifiant que vraisemblablement, il existe un nombre gigantesque d'exoplanètes. Cette image démontre aussi la grande sensibilité du JWST.

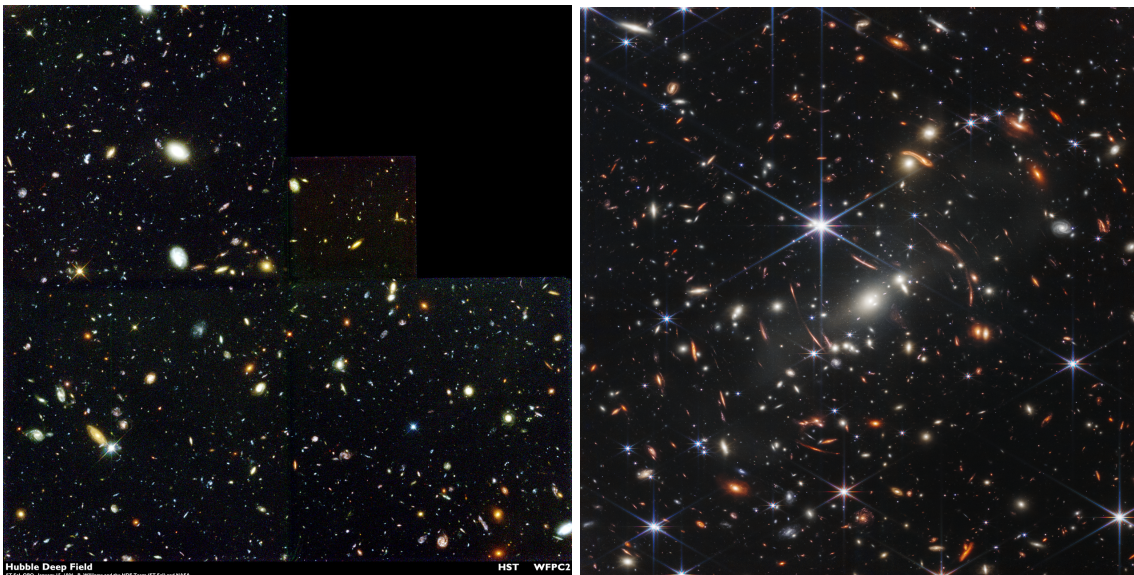


FIGURE 1.2 – Le *Hubble Deep Field* publié en 1995 (à gauche) et le premier champ profond publié avec le JWST en 2022 (à droite). Ces deux images ne représentent pas le même champ de vue sur le ciel. Crédit : NASA.

**Imagerie et caractérisation.** Au début des années 2000, de plus en plus d'exoplanètes sont détectées grâce au développement d'une variété des méthodes de détection. La combinaison avec la spectroscopie donne accès aux premières informations sur leur atmosphère (CHARBONNEAU et al., 2002). Peu de temps après, en 2004, les progrès instrumentaux rendent possibles les premières images d'exoplanètes, des planètes géantes à très larges distances de leurs étoiles, venant apporter toujours plus de diversité à la population d'exoplanètes accessibles (CHAUVIN et al., 2004). Ces découvertes, au cœur de la thématique de ma thèse, seront présentées dans la suite de ce chapitre.

## 1.2 Définitions

Dès l'antiquité, les Grecs avaient identifié cinq astres brillants dans le ciel avec un mouvement propre plus élevé que les autres astres. Il s'agit de Mercure, Vénus, Mars, Jupiter et Saturne, elles sont ainsi nommées « planètes », ce qui signifie astres errants en grec. Avec la meilleure compréhension du Système solaire au XIXème, une planète est d'abord définie comme un corps céleste non lumineux qui gravite autour du Soleil. La découverte de la première planète extrasolaire, suivie de nombreuses autres détections, confirme la dissemblance des exoplanètes avec les planètes du Système solaire. En parallèle, de nombreux objets transneptuniens sont découverts, dont certains plus massifs que Pluton, comme qu'Éris découvert en 2005 (BROWN et al., 2005). Ces découvertes amènent à faire évoluer la définition d'une planète. En 2006, l'Union Astronomique Internationale (UAI) décide d'une définition fixe basée sur trois critères : une planète est 1/ un corps céleste en orbite autour d'une étoile, 2/ de masse suffisante pour que sa gravité permette un équilibre hydrostatique et 3/ la planète a nettoyé le voisinage de son orbite. Cette définition déclassé Pluton au rang de planète naine, aussi appelée petits corps, avec par exemple, Cérés ou Éris. Cette définition apporte une limite plus précise entre les planètes et les planètes naines.

Par extension de cette définition, une exoplanète est d'abord définie selon ces mêmes critères, mais en orbite autour d'une autre étoile que le Soleil. La diversité des exoplanètes amène à penser que de nombreux autres critères pourraient aussi être pris en compte. Les premières exoplanètes détectées sont très massives, un critère sur la masse pourrait être ajouté. Au-delà de 13 fois la masse de Jupiter ( $M_{Jup}$ ), la fusion du deutérium peut être enclenchée et l'objet détecté est plutôt considéré comme une naine brune : un objet de masse intermédiaire entre les étoiles et les planètes, qui n'est pas assez massif pour enclencher la fusion de l'hydrogène, ainsi inférieur à  $80 M_{Jup}$ , soit 0.08 masse solaire  $M_{\odot}$  (voir partie 3.2). Les planètes géantes et à longues périodes partagent des critères similaires avec les naines brunes, rendant la frontière entre les deux d'autant plus floue. Le mode de formation pourrait constituer une distinction plus pertinente entre les planètes et les naines brunes. Cependant, il n'est pas simple à contraindre, car il n'est pas observable directement. Les planètes géantes ont parfois des chemins de formation et d'évolution plus semblables à ceux des étoiles ou des naines brunes qu'à ceux des planètes telluriques (voir partie 5). Une tendance empirique a été mise en avant par HATZES et al. (2015) : dans un diagramme masse–rayon et masse–densité, la pente change radicalement pour les objets supérieurs à  $60 M_{Jup}$ . Les exoplanètes géantes sont donc définies comme étant les objets entre 0.3 et  $60 M_{Jup}$ . La base de données [exoplanet.eu](http://exoplanet.eu) se base sur ce critère et répertorie tous les objets inférieurs à  $60 M_{Jup}$  (SCHNEIDER, 2018). L'objectif étant de prendre une contrainte large pour réunir le plus d'objets intéressants dans la base de données. Différents objets emblématiques sont présentés sur l'illustration 1.3 en comparaison à la planète géante gazeuse Jupiter : le système Gliese 229, avec une étoile de type naine rouge et hôte du premier compagnon substellaire détecté en imagerie Gliese 229 b (NAKAJIMA et al., 1995). Teide 1 est la première naine brune détectée (REBOLO et al., 1995), et WISE 1828 la naine brune la plus froide connue (BEICHMAN et al., 2013).

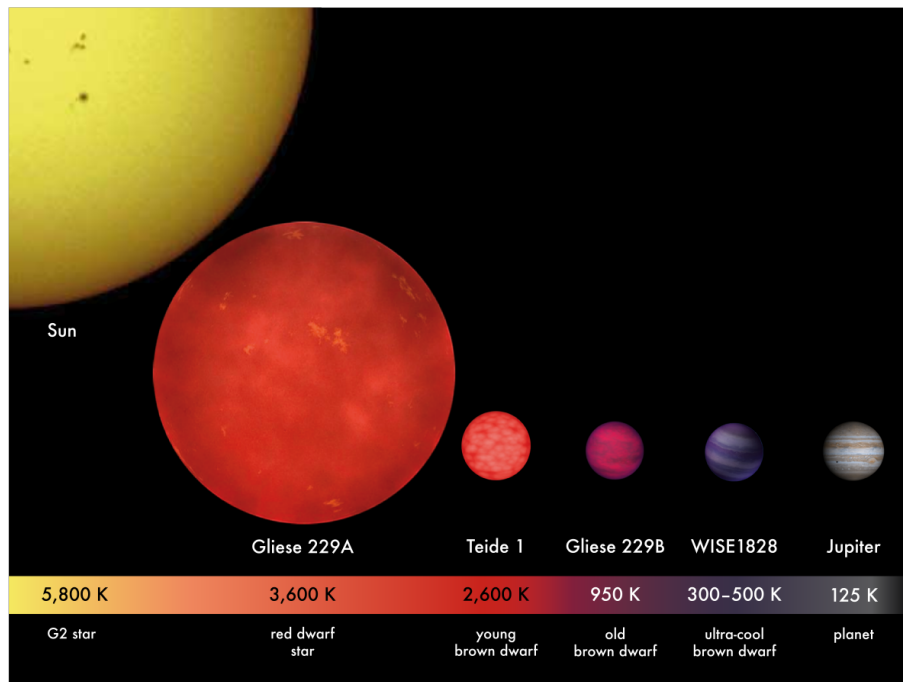


FIGURE 1.3 – Illustration de différents objets en fonction de leur température correspondant à des masses de plus en plus faibles. Source : MPIA/V. Joergens.

En 2022, l’UAI propose une définition d’une exoplanète, par extension à la définition d’une planète (LECAVELIER DES ETANGS et al., 2022). Le critère sur la masse est ajouté : celle-ci doit être inférieure à  $13 M_{Jup}$  (la limite de fusion du deutérium) et un nouveau critère basé sur le rapport de masse entre l’étoile hôte et la planète est introduit. Ce rapport doit être inférieur à  $1/25$ . Le critère sur la masse en lien avec la fusion du deutérium peut sembler être un critère insuffisant, car cette limite dépend aussi de la métallicité et du temps (SPIEGEL et al., 2011). Dans une revue récente, CURRIE et al. (2022) propose une autre définition qui se base sur trois critères pour définir la limite entre les planètes et les naines brunes : la masse doit être inférieure à  $25 M_{Jup}$ , le rapport de masse supérieur à 0.025 et la distance du compagnon doit être inférieure à 300 ua. Les mécanismes de formation ne sont pas pris en compte dans ces deux définitions. En conclusion, il est ainsi compliqué de trouver des critères exhaustifs et il n’existe pas de définition unanime d’une exoplanète.

### 1.3 Démographie des exoplanètes

**Diversité des méthodes de détections.** Suite à la découverte de 51 Peg b avec la méthode des vitesses radiales, d’autres méthodes indirectes basées sur l’observation de l’étoile hôte sont développées. Elles mènent à de nombreuses détections : la méthode des transits est la méthode la plus prolifique. Les données du télescope *Kepler* (RICKER et al., 2014) dévoilent de nombreuses exoplanètes en transit (ils correspondent aux deux pics en nombre de détections en 2015 et 2017, figure 1.4). L’astrométrie stellaire était l’une des premières méthodes utilisées pour détecter des exoplanètes, mais avec très peu de succès. Grâce au télescope Gaia et sa grande précision de

l'ordre de la  $\sim \mu\text{arcsec}$  (GAIA COLLABORATION et al., 2016), des dizaines de milliers de planètes géantes pourraient être découvertes avec la 4ème publication de données (DR4). Elle permet notamment d'identifier des cibles pour l'imagerie directe et de mesurer les masses des planètes indépendamment d'un modèle théorique (SNELLEN et al., 2018). Dans les systèmes multiplanétaires, les *Time Transit Variation* TTV, c'est-à-dire le chronométrage du transit, permet de dévoiler la présence de planètes plus petites et de mesurer leur masse avec une meilleure précision (par exemple, GILLON et al., 2017). Enfin, des méthodes plus inattendues, comme le *microlensing* (micro-lentillage gravitationnel) basé sur la théorie de relativité d'Einstein, ont aussi permis la détection de planètes, notamment à plus grande distance (BEAULIEU et al., 2006). La méthode des vitesses radiales permet de mesurer une masse minimale, tandis que celle des transits indique une valeur pour le rayon de la planète et l'inclinaison de l'orbite. Les deux méthodes combinées fournissent des premières indications sur les densités des exoplanètes. Les méthodes indirectes sont dépendantes de la configuration géométrique du système : elles sont globalement plus sensibles aux planètes massives et proches de leur étoile. L'échantillon de planètes détectées avec ces méthodes n'est pas représentatif de l'ensemble de la population d'exoplanètes à cause des biais de détection. Par exemple, des planètes analogues à la Terre ou aux géantes glacées du Système solaire n'ont pas encore été découvertes autour d'étoiles de type solaire.

**Population d'exoplanètes.** En juin 2023, on dénombre 5 389 exoplanètes détectées<sup>1</sup>. Ces exoplanètes couvrent des larges domaines de masses, rayons, propriétés orbitales et atmosphériques. Des nouvelles exoplanètes sont détectées chaque année : déjà plus de 76 nouvelles détections en 2023, et un total de 324 en 2022 (figure 1.4 de gauche). L'amélioration des méthodes de détection, de traitement et d'analyse des données continuent de faire augmenter ce chiffre rapidement et les caractéristiques des exoplanètes sont de plus en plus diverses. La figure 1.4 de droite représente la totalité de la population d'exoplanètes confirmées, la masse de la planète est indiquée en fonction de la distance à l'étoile et les couleurs représentent la méthode de détection. Les différentes populations de planètes sont nommées selon leurs similarités avec les planètes du Système solaire. Les Jupiters chauds sont les géantes gazeuses, très proches de leurs étoiles, telles que 51 Peg b. Les Super-Terres/Mini-Neptune sont celles avec un rayon supérieur à celui de la Terre et inférieur à celui de Neptune, les Super-Terres correspondent plutôt aux planètes rocheuses tandis que les Mini-Neptune sont considérées gazeuses, cependant il est aujourd'hui difficile de lever cette dégénérescence. Les planètes géantes, observées en imagerie directe, ont une masse supérieure à Jupiter, elles sont situées à longues périodes dans des systèmes jeunes, et elles ont des températures entre 500 et 1800 K. Cette démographie d'exoplanètes a été amplement étudiée afin de révéler des tendances statistiques. L'objectif est de déterminer la distribution de cette population en fonction des propriétés physiques des exoplanètes, de celles de leur étoile hôte et de leur environnement (disque, architecture des systèmes) afin de comprendre comment les systèmes planétaires se forment et évoluent. En se basant sur les relevés en *microlensing* qui sont moins biaisés par les contraintes observationnelles, CASSAN et al. (2012) constate que 17 % des étoiles hébergent des planètes joviennes ( $0.3\text{--}10 M_{Jup}$ ), 52 % pour les Neptunes froides

1. Catalogue d'exoplanètes : [exoplanet.eu](http://exoplanet.eu).

(10–30  $M_{\oplus}$ ) et 62 % pour les super-Terres (5–10  $M_{\oplus}$ ). Ce résultat confirme qu'il est plus courant qu'une étoile ait une ou plusieurs planètes en orbites, et que les planètes géantes ne sont pas les plus communes, bien qu'elles soient les plus faciles à détecter.

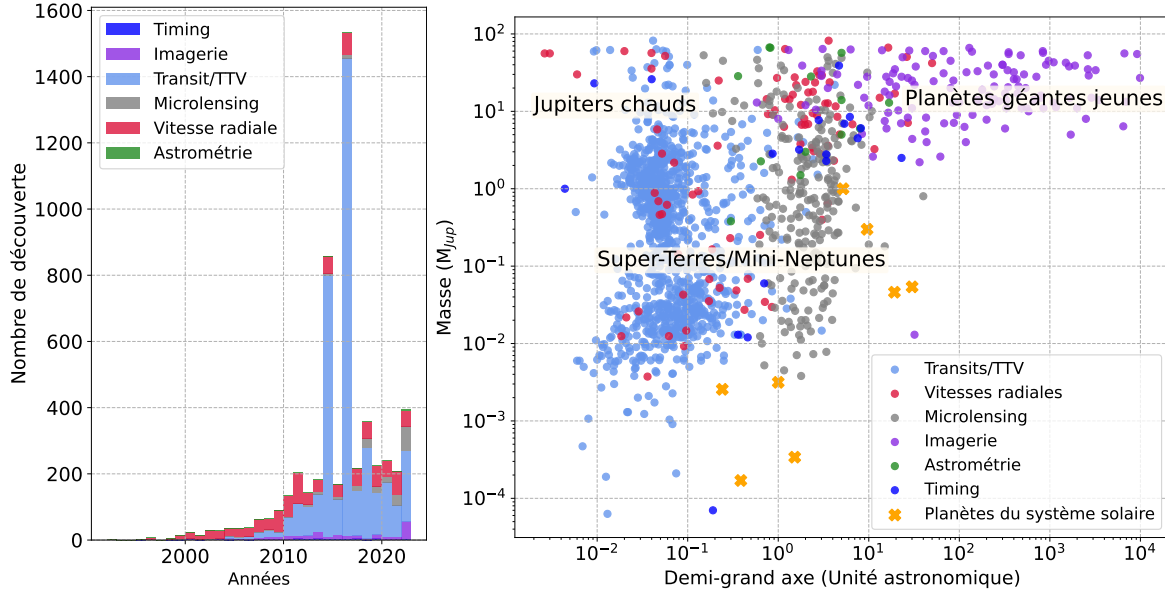


FIGURE 1.4 – Population d’exoplanète le 7 juin 2023. Gauche : Nombre d’exoplanètes détectées par année depuis les premières détections en 1992 jusqu’à 2023 selon les méthodes de détection. Droite : Masse en fonction du demi-grand axe de l’orbite en unité astronomique. Les couleurs représentent les méthodes de détection dévoilant ainsi les différentes populations d’exoplanètes. Source : [exoplanet.eu](http://exoplanet.eu).

**Planètes imagées.** La population d’exoplanètes étudiées dans ma thèse correspond aux planètes géantes jeunes : les planètes très massives et à longues périodes détectées en imagerie (celles représentées en violet dans la figure 1.4). Les planètes imagées apparaissent comme une population distincte par rapport aux autres exoplanètes et aux compagnons naines brunes (même si la limite entre ces deux populations peut dépendre des critères choisis). Il y a une forte corrélation entre le taux d’occurrence des exoplanètes et la masse de l’étoile. Les étoiles qui ont une masse supérieure à  $1.5 M_{\odot}$  sont beaucoup plus susceptibles d’avoir une planète entre 2 et  $13 M_{Jup}$  et des demi-grands axes entre 3 et 100 ua (NIELSEN et al., 2019). En effet, 23 % des étoiles BA, 5.8 % des FGK et 12.6 % des M ont au moins un compagnon substellaire (VIGAN et al., 2021). Les exoplanètes sont aussi plus nombreuses autour des étoiles à métallicité élevée (FISCHER et al., 2005). PETIGURA et al. (2018) explique cela par une augmentation de la vitesse de formation des protoplanètes avec l’augmentation de la métallicité du disque. La fonction de masse des planètes géantes diminue fortement à grandes séparations et beaucoup de ces systèmes abritent probablement des compagnons substellaires supplémentaires de plus faible masse (WAGNER et al., 2019). Les planètes imagées ont plutôt des faibles excentricités, à la différence des naines brunes, avec une distribution en termes de masse et de demi-grand axe également distincte (BOWLER et al., 2020). Les planètes imagées représentent un très faible échantillon des planètes découvertes, mais donne accès à un nouvel espace des paramètres : les planètes à

longues périodes qui sont inaccessibles avec les autres méthodes. Seulement 20 à 25 exoplanètes sont imagées parmi toutes les planètes détectées. Cette valeur dépend des critères choisis dans la définition, par exemple, CURRIE et al. (2022) identifie 20 planètes imagées au 1er mai 2022 (selon les critères détaillés dans la partie 1.2). La figure 1.4 (de droite) montre que ce nombre tend à augmenter au fur et à mesure des années, notamment grâce aux avancées technologiques et à l'amélioration des algorithmes de traitement d'images pour les identifier. Les planètes imagées représentent une grande partie des planètes accessibles pour la caractérisation atmosphérique, CURRIE et al. (2022) recense 175 planètes avec des mesures spectroscopiques, dont toutes les planètes imagées font partie. Dans la suite de cette thèse, nous nous intéressons uniquement à cette population d'exoplanètes et à leur caractérisation à partir des données en imagerie.

## 2 L'imagerie des exoplanètes

L'imagerie est la seule manière d'obtenir une observation directe et résolue spatialement des exoplanètes. Imager une exoplanète est un réel défi pour l'instrumentation. Cette partie présente les enjeux puis les stratégies mises en place pour réaliser les premières images d'exoplanètes. Le développement d'instruments dédiés aux exoplanètes a permis d'augmenter le nombre de détections et de commencer à les caractériser. Ces observations proviennent principalement des télescopes et des instruments au sol. Le JWST est le premier télescope spatial dont la sensibilité et la résolution permettent l'imagerie d'exoplanètes.

### 2.1 Les enjeux et limites de détection

Obtenir des images des exoplanètes est un des plus grands enjeux de l'astronomie moderne. En 1990, la Terre fut prise en photo par la sonde Voyager 1 située à plus de 6 milliards de km : à cette distance, la Terre ne ressemble déjà plus qu'à un tout petit point difficilement discernable (voir la figure de gauche 1.5, la Terre est indiquée par le cercle bleu). En comparaison, l'étoile la plus proche de la Terre, Proxima du Centaure, est située à 4.3 années lumières, soit plus de  $4 \times 10^{13}$  km. Ainsi, imager une exoplanète dans un autre Système solaire, même s'il s'agit de notre plus proche voisin, représente un défi technologique considérable. Les exoplanètes sont situées très loin, elles ont une luminosité intrinsèque très faible et sont beaucoup moins brillantes comparées à leur étoile hôte, tout en étant situées très proche d'elle. Par analogie, faire l'image d'une exoplanète revient à prendre en photo une bougie à proximité d'un phare tout en étant situé à plus de 4000 km (figure de droite 1.5).

L'imagerie d'exoplanète se confronte à deux problèmes majeurs : le haut contraste en intensité entre l'étoile et le compagnon et leur faible séparation angulaire.

#### **Limite de diffraction :**

Le premier enjeu provient de la nature de la lumière en elle-même, il s'agit donc d'une limite pour les télescopes au sol tout comme dans l'espace. La lumière provenant d'un objet ponctuel



FIGURE 1.5 – Challenge de l'imagerie directe d'exoplanète. Gauche : La Terre observée par la sonde Voyager 1 à 6.4 milliards de km (Crédit : NASA). Droite : Analogie avec un phare. (Crédit : J. Chan dans [PhD comics](#)).

(telle qu'une étoile) est diffractée lorsqu'elle passe à travers le télescope. L'image d'une source ponctuelle n'est pas un point parfait, même en absence de toute turbulence atmosphérique terrestre. Dans un cas simple, la distribution de son intensité suit la transformée de Fourier de sa fonction pupille. On l'appelle la réponse impulsionnelle de l'instrument ou encore la fonction d'étalement du point, souvent connu sous le nom de *Point Spread Function* (PSF) en anglais. Dans le cas d'une simple ouverture circulaire, l'intensité de la PSF au plan focal suit un modèle d'Airy dont la fonction est donnée par :

$$I(x) = I_0 \left[ \frac{2J_1(\pi x)}{\pi x} \right]^2, \quad (1.1)$$

avec  $x = D \sin \rho / \lambda$  ( $\rho$  la séparation angulaire et  $\lambda$  la longueur d'onde d'observation),  $I_0$  le maximum d'intensité,  $J_1$  la fonction de Bessel de première espèce et de premier ordre,  $D$  le diamètre du télescope. Cette expression est obtenue par la théorie de la diffraction de Fraunhofer (en champ lointain). Au premier zéro, la largeur vaut donc :

$$\theta = 1.22 \frac{\lambda}{D}, \quad (1.2)$$

avec  $\theta$  la résolution angulaire en radians,  $\lambda$  la longueur d'onde, et  $D$  le diamètre du télescope. La limite de diffraction indique la capacité d'un instrument à séparer deux sources incohérentes (comme une étoile et une planète), ce que l'on appelle son pouvoir de résolution. Deux sources observées sont résolues quand leur séparation angulaire est supérieure à la taille angulaire de la tâche de diffraction, soit  $\theta$  correspond au plus petit angle nécessaire pour résoudre un compagnon de son étoile (critère de Rayleigh). La résolution d'un télescope est donc directement liée à la taille de la PSF. Elle dépend de la taille du télescope et de la longueur d'onde d'observation. Pour les instruments au sol, la déformation du front d'onde due à la turbulence atmosphérique terrestre a un impact important sur la résolution, qui est remplacée par  $\lambda/r_0$  (si  $r_0 < D$ ) où  $r_0$  est le paramètre de Fried. Ce paramètre décroît quand la turbulence de l'atmosphère augmente.

Dans l'espace, en absence de turbulence atmosphérique, cette limite est plus facile à at-

teindre. Grâce à sa taille, le télescope JWST améliorera la résolution d'un facteur 2.7 par rapport à *Hubble* dans l'infrarouge proche, tout en multipliant par 7 le nombre de photons collectés sur un même temps de pose. Une planète telle que la Terre, à 1 ua de son étoile, placée à 10 parsecs (pc), nécessite un pouvoir de résolution de 0.1". Cette résolution est atteignable par les instruments actuels (*Hubble* en optique, ou les télescopes de la classe de 8 à 10 mètres au VLT, Subaru et Keck en infrarouge proche). Ainsi, il semble possible d'observer un exo-Terre dans le cas d'un télescope limité uniquement par la diffraction. Néanmoins, le halo de l'étoile est trop intense pour pouvoir détecter la planète, ce qui nous mène à la seconde limite de l'imagerie directe.

### Limite du contraste :

Le deuxième challenge de l'imagerie d'exoplanètes est de surmonter la limite du contraste, elle est d'autant plus difficile à franchir proche de l'étoile à cause de la diffraction. À rapport de contraste constant entre l'étoile et la planète, les détections en imagerie directe sont plus faciles pour des planètes orbitant à larges séparations (contrairement aux autres méthodes de détection des exoplanètes). La figure 1.6 montre la différence de flux, exprimé en contraste, entre une étoile de type solaire et quelques planètes du Système solaire. Aux plus grandes longueurs d'onde, le flux stellaire diminue fortement, tandis que le flux des planètes, et notamment le flux thermique augmente.

1/ Dans le domaine optique, la lumière de l'étoile est réfléchiée par la planète. Le contraste peut s'exprimer :

$$C_{visible} \sim A(\lambda)\phi(\lambda, \alpha) \left( \frac{R_p}{a_p} \right)^2, \quad (1.3)$$

avec  $A$  l'albédo géométrique (la quantité de lumière réfléchiée qui dépend de la longueur d'onde  $\lambda$ ),  $\phi$  la fonction de phase qui dépend de  $\lambda$  et de l'angle  $\alpha$  entre l'observateur et l'étoile et la planète;  $R_p$  est le rayon de la planète et  $a_p$  la séparation entre l'étoile et la planète. Typiquement, en bande V, Jupiter a une magnitude de 27, une séparation angulaire de 0.5" (si l'on suppose le système à 10 parsecs) et donc un contraste d'environ  $10^{-9}$ . Pour la Terre, avec une magnitude de 29 et une séparation de 0.1", le contraste est de  $10^{-10}$ , ce qui est bien au-dessus des capacités des instruments actuelles<sup>2</sup>. Aucune observation en imagerie d'exoplanètes n'est effectuée en lumière réfléchiée actuellement.

2/ En lumière thermique, l'émission des planètes dépend de leur température. Plus elles sont froides, plus le maximum de leur distribution de flux se situe à grandes longueurs d'onde (loi de Wien :  $\lambda_{max} \propto 1/T$ ). Les planètes se refroidissent et se contractent en vieillissant (comme les naines brunes). Le Système solaire a un âge estimé à  $\sim 4.5$  milliards d'années, l'émission thermique des planètes est faible : elles sont froides ( $\sim 110$  K pour Jupiter et 250 K pour la Terre). Elles ont ainsi des niveaux de flux inatteignables en imagerie, même en lumière thermique.

<sup>2</sup>. La figure 1.14 indique les contrastes atteignables par divers instruments, dont ceux des futures générations de télescopes.



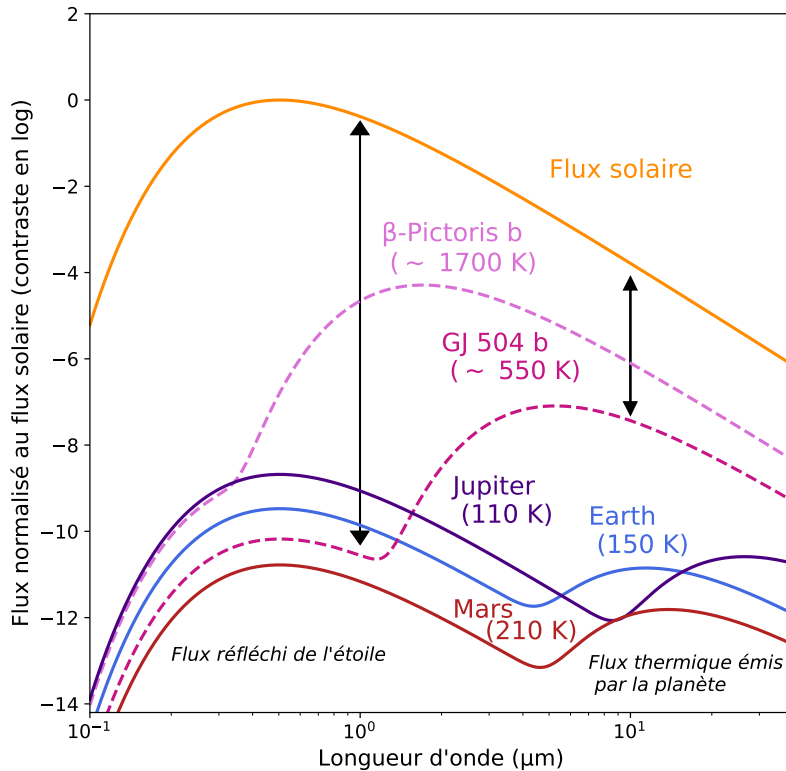


FIGURE 1.6 – Flux solaire et planétaires en fonction de la longueur d’onde. Les exoplanètes  $\beta$  Pictoris b et GJ 504 b sont indiquées en rose clair et foncé, respectivement. Elles ont un contraste plus faible avec le flux solaire, surtout à plus grandes longueurs d’onde, comme l’indiquent les flèches noires pour GJ 504 b. Figure adaptée de SEAGER et al. (2010).

Cependant, en s’intéressant aux systèmes jeunes, les planètes sont plus chaudes et donc, les contrastes à atteindre sont plus favorables. L’émission thermique des jeunes planètes joviennes est maximum en infrarouge proche voir en infrarouge moyen pour les plus froides d’entre elles. Le contraste peut s’exprimer :

$$C_{IR} = \frac{F_{\lambda,P} \times r_p^2}{F_{\lambda,\star} \times r_\star^2} \quad (1.4)$$

avec  $F_{\lambda,P}$  le flux thermique par unité de surface de la planète qui dépend de ses propriétés (température, gravité, atmosphère, nuages, etc),  $F_{\lambda,\star}$  le flux thermique de l’étoile et  $r_p$ ,  $r_s$  le rayon planétaire et stellaire. Il est déjà possible de noter que pour GJ 504 b ou  $\beta$  Pictoris b (estimé à 20 millions d’années), le contraste est considérablement plus faible : ces deux cibles présentent des conditions idéales d’observations. Dans le cas de GJ 504 b avec une température  $\sim 550$  K, on gagne six ordres de grandeur lorsqu’elle est observée en infrarouge moyen (flèches noires à 1 et 10  $\mu\text{m}$  de la figure 1.6).

## 2.2 Les solutions

Le premier objectif est d'atteindre la limite théorique de diffraction du télescope. Pour les télescopes au sol, l'optique adaptative (OA) est nécessaire pour corriger les déformations dues à la turbulence atmosphérique, tandis que les télescopes spatiaux ne sont pas confrontés à ce problème. Le second objectif est d'améliorer les contrastes atteignables : la première solution a d'abord été de s'intéresser aux jeunes systèmes en les observant en infrarouge, puis l'utilisation de masque pour cacher les photons venant de l'étoile (coronographie) couplée avec des méthodes d'analyse d'imagerie à haut-contraste mènent aux premières images d'exoplanètes. Les trois étapes nécessaires à l'imagerie d'exoplanètes sont résumées sur la figure 1.7. L'image à gauche présente l'étoile observée directement, la suivante après la correction grâce l'optique adaptative extrême, puis l'image avec l'atténuation de l'étoile grâce à un coronographe. Enfin, l'image de droite dévoile la planète qui apparaît en utilisant des algorithmes de post-traitement optimisant la soustraction des résidus de l'étoile dans l'image. Ces étapes sont présentées plus en détail ci-dessous.

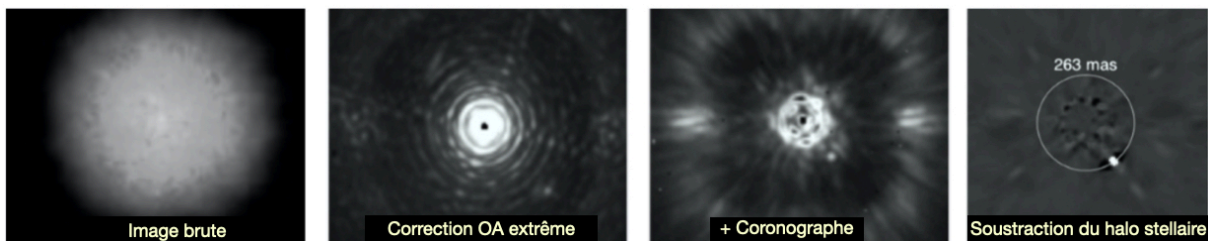


FIGURE 1.7 – Imagerie haut-contraste avec VLT/SPHERE<sup>3</sup>. De gauche à droite : image sans correction ; puis avec de l'OA extrême pour corriger le front d'onde de la lumière (contraste atteint :  $C \sim 10^{-3}$ ) ; en ajoutant un coronographe ( $C \sim 10^{-4}$ ) ; et enfin, avec la soustraction d'une étoile de référence : une planète à 263 milliseconde d'arc (mas) est dévoilée ( $C \sim 10^{-5}$  à  $10^{-6}$ ). Figure extraite et adaptée de CURRIE et al. (2022).

### 2.2.1 L'optique adaptative

L'OA est introduite par BABCOCK (1953) dans un article qui propose de "compenser le *seeing*" (le *seeing* définit la qualité d'image et correspond à une limite imposée par l'atmosphère terrestre) en corrigeant en temps réel les déformations du front d'onde dues à la turbulence atmosphérique. Cette correction permet s'approcher de la limite théorique de la diffraction. Les déformations peuvent être des aberrations de phase et d'amplitude de l'onde. Les aberrations de phase retardent ou avancent une partie du front d'onde par rapport à une autre. Elles peuvent être introduites par l'atmosphère pour les télescopes au sol, mais aussi par les optiques rencontrées en transmission ou en réflexion, même pour les instruments situés dans l'espace. L'OA consiste à analyser une partie de la lumière grâce à un analyseur du front d'onde qui mesure les aberrations de phase. Celles-ci sont compensées en temps réel par un miroir déformable. Si cette correction est suffisamment rapide, le miroir compense l'influence de l'atmosphère sur l'onde et les aberrations sont corrigées. Il a fallu attendre plusieurs années avant que cette méthode puisse être appliquée. La première observation astronomique avec de l'OA eu lieu à l'OHP avec le té-

lescope de 1.52 mètre (ROUSSET et al., 1990). La résolution théorique d'un télescope fut atteinte en observant la binaire  $\gamma_2$  Andromeda en bande K, avec un prototype d'OA nommé COME-ON. La mise en service du VLT en 1998 amena le premier instrument équipé d'OA sur un télescope de 8 mètres. L'instrument NACO (*Nasmyth Adaptive Optics System* NAOS, ROUSSET et al., 2003 et une caméra IR CONICA, LENZEN et al., 1998) est développé au début des années 2000 et mène aux premières images d'exoplanètes. Le JWST est déjà limité par la diffraction sans avoir recours à de l'OA, grâce à la stabilité des observations spatiales. L'OA est un élément clé des observations au sol, mais la stabilité temporelle des instruments est aussi requise.

### 2.2.2 La coronographie

La coronographie a été introduite dès 1932 pour observer le proche environnement solaire (LYOT, 1932). La couronne solaire est un million de fois plus faible en intensité que la photosphère du Soleil, alors les astronomes l'observaient seulement quelques fois par siècle lors des éclipses. Bernard Lyot inventa le coronographe à l'Observatoire de Meudon. Cet instrument est composé d'un masque opaque circulaire permettant de reproduire une éclipse. Le masque atténue la majeure partie de la lumière provenant du Soleil. Il ajoute un diaphragme circulaire, appelé aujourd'hui le diaphragme de Lyot, pour bloquer la lumière qui n'est pas bloquée par le masque et qui se diffracte dans le plan pupille suivant. L'observation à haut contraste ( $10^6$  fois plus faible que le Soleil) et haute résolution angulaire (quelques minutes d'angles) de la couronne solaire est désormais possible (figure 1.8, image de gauche, LYOT, 1939). Les coronographes sont toujours utilisés pour observer la couronne solaire, ils sont présents sur plusieurs instruments du télescope SOHO lancée en 1995 (par exemple, KOHL et al., 1997). Ce système fut par la suite largement utilisé et adapté pour observer les anneaux et les lunes autour des planètes du Système solaire, par exemple pour observer les lunes d'Uranus (ASSAFIN et al., 2008).

Les premiers coronographes stellaires ont été développés puis installés sur les télescopes à partir des années 1980. Ils sont voués à l'observation de l'environnement circumstellaire avec l'objectif de détecter des disques proto-stellaires et des exoplanètes. De nombreuses jeunes étoiles présentent des excès en infrarouge dans leur spectre d'émission, expliqué par la présence de matière plus froide, donc des disques de poussière circumstellaire. L'imagerie de ces disques est essentielle pour mieux comprendre la formation et l'évolution des systèmes planétaires. Le coronographe de Lyot fut adapté pour les observations de disques protoplanétaires (VILAS et al., 1987) et permet la première image d'un disque de poussière observé autour de l'étoile  $\beta$  Pictoris (figure 1.8, image du milieu, SMITH et al., 1984). Cette observation est accomplie avec un télescope de 2.5 mètres à Las Campanas au Chili. Il s'agit d'un cas aux conditions favorables, le disque est très étendu avec une taille angulaire d'environ 1 minute d'arc. La turbulence atmosphérique empêche de résoudre des objets plus petits et il devient nécessaire de combiner la coronographie avec les systèmes d'OA. Grâce à cette combinaison (BEUZIT et al., 1997), l'image du disque de  $\beta$  Pictoris est de nouveau obtenue, mais avec une résolution angulaire de 0.12" sur le télescope de 3.5 m de La Silla (figure 1.8, image de droite, MOUILLET et al., 1997a). En combinant avec des résultats de *Hubble*, des déformations dans la forme du disque sont observées

et sont justifiées par la présence d'une planète sur une orbite inclinée (MOUILLET et al., 1997b). Le télescope spatial *Hubble* comprend également des coronographes de Lyot, grâce la stabilité de l'environnement spatiale, il a conduit à l'image de plusieurs disques circumstellaires (par exemple, GRADY et al., 1999 ; CLAMPIN et al., 2003). La plupart des coronographes sont basés sur le principe du coronographe de Lyot. L'ambition d'atteindre des contrastes plus élevés à des séparations plus faibles conduit au développement de masques spécifiques : masque de phase (RODDIER et al., 1997), masque de phase à quatre quadrants (ROUAN et al., 2000), tels que ceux installés sur MIRI (leur fonctionnement est détaillé dans le chapitre 5), les coronographes apodisés (SOUMMER, 2005), les vortex (MAWET et al., 2009), etc.

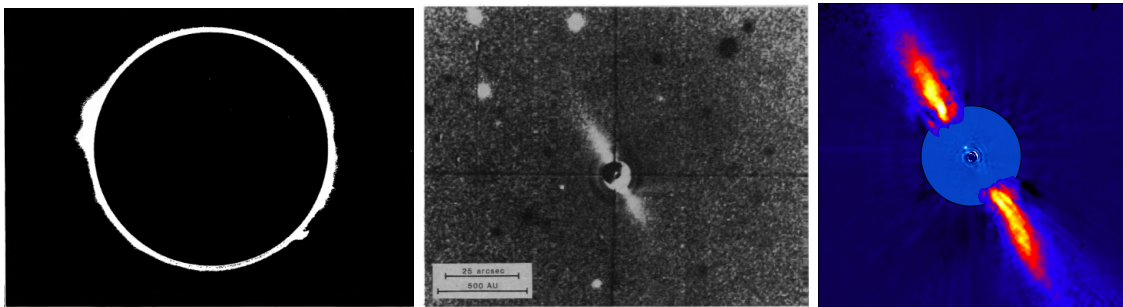


FIGURE 1.8 – L'évolution de la coronagraphie. Gauche : image de la couronne solaire, extraite de LYOT (1939). Milieu : image de  $\beta$  Pictoris observée par SMITH et al. (1984) dévoilant le disque incliné et étendu pour la première fois. Droite : image composite qui représente l'environnement proche de  $\beta$  Pictoris en lumière IR (avec la planète révélée grâce une soustraction affinée du halo stellaire). La partie externe montre la lumière réfléchi de la poussière du disque, tel qu'observé en 1996 avec ADONIS par MOUILLET et al. (1997a). Crédit : ESO et LAGRANGE et al. (2009).

### 2.2.3 Méthodes d'observations

Différentes stratégies d'observations et techniques différentielles ont été développées pour détecter des exoplanètes. De nouvelles méthodes sont toujours en cours de développement afin de continuellement améliorer les performances d'imagerie d'exoplanètes. Les plus fréquentes sont détaillées ci-dessous.

- **Imagerie différentielle angulaire** (*Angular differential imaging, ADI*, MAROIS et al., 2006). L'ADI est la méthode la plus utilisée en imagerie directe. Pour les instruments au sol, la rotation de la Terre est normalement corrigée grâce à un rotateur permettant de maintenir le nord fixe sur le détecteur. Si ce rotateur est désactivé, une séquence d'observation au cours du temps est obtenue à différents angles (*roll angles*). Les objets en dehors de l'axe, par rapport à l'étoile centrée sur l'image, changent d'angle de position (PA) sur le détecteur alors que le halo des résidus de diffraction reste fixe. La soustraction des images obtenues en séquence d'ADI, donc à différents angles, permet de supprimer les résidus stellaires sans supprimer le signal planétaire. L'ADI exploite la nature quasi-statique du bruit des images à hauts contrastes. Cette méthode fonctionne aussi bien avec des instruments spatiaux en observant selon différents angles pour apporter cette diversité angulaire. L'ADI peut être utilisée avec le JWST mais le *roll-angle* est limité, ainsi, il ne

s'agira pas de la méthode la plus efficace.

- **Imagerie différentielle de référence** (*Referential Differential Imaging, RDI*, BEUZIT et al., 1997). Une étoile supplémentaire qui n'a pas de compagnon, appelée d'étoile de référence, est observée. La soustraction de cette référence à l'observation principale permet de soustraire le halo de l'étoile, et ainsi, de faire apparaître la planète. Pour avoir une soustraction efficace, il est nécessaire d'avoir une grande stabilité de la PSF. Le RDI est donc plus efficace avec des instruments spatiaux. Avec les télescopes au sol, cette méthode est la plus efficace à petite séparation. De fait, avec les autres méthodes, la planète peut être autosoustraite lorsque que le halo de résidus stellaires est minimisé (XUAN et al., 2018). Le RDI est utilisé dans le chapitre 5 pour analyser les images coronographiques du JWST.
- **Imagerie différentielle spectrale** (*Spectral Differential Imaging SDI*). Le SDI peut être appliqué lorsque des observations sont effectuées simultanément à plusieurs longueurs d'onde, telles qu'avec un spectrographe à champ intégral ou avec de l'imagerie à double bande spectrale (RACINE et al., 1999). Le halo de résidus stellaires varie avec la longueur d'onde, puisque la PSF varie en  $\sim \lambda/D$ . Il est soustrait dans une bande passant donnée en construisant une PSF de référence tirée d'images (remises à l'échelle) à d'autres longueurs d'onde. ROSENTHAL et al. (1996) propose l'imagerie différentielle dans la bande du méthane à  $1.6 \mu\text{m}$ , c'est-à-dire la soustraction d'une image prise dans cette bande avec une image en lumière continue prise dans la même région spectrale. Cette méthode est particulièrement efficace pour les naines brunes de types T (voir la partie 3.2).

D'autres méthodes prometteuses sont toujours en développement. Par exemple, l'imagerie différentielle de polarimétrie (*Polarimetric Differential Imaging, PDI*) tire parti du fait que la lumière des exoplanètes est partiellement polarisée. L'intensité de l'image devrait être différente selon la direction de la polarisation. BABA et al. (2003) propose une méthode d'imagerie différentielle à annulation interférométrique de polarisation, en utilisant un masque de polarisation à quatre quadrants. Cette méthode a été largement utilisée pour la détection de disque (par exemple BOCCALETTI et al., 2018) et semble prometteuse pour obtenir des spectres d'exoplanètes (BABA et al., 2005). Enfin, l'imagerie différentielle de cohérence (*Coherent Differential Imaging, CDI*) promet d'améliorer les contrastes atteints à petites séparations. La lumière cohérente provenant de l'étoile peut être séparée de la lumière incohérente provenant de la planète en introduisant une modulation avec le miroir déformable. La lumière cohérente réagit aux petits mouvements du miroir par des interférences, ce qui n'est pas le cas de la lumière incohérente (BOTTOM et al., 2017). Par conséquent, cela induit une modulation correspondante au *speckles* de l'image, qui est mesurée par une caméra à haute vitesse puis traitée pour séparer les composantes de la lumière. En se basant sur cette méthode, POTIER et al. (2022) montre que la modulation des miroirs déformables permet de créer une zone dans laquelle le contraste est amélioré, nommée *dark-hole*.

### 2.2.4 Algorithmes de post-traitements

Des algorithmes sont utilisés pour améliorer la soustraction des résidus stellaires, à partir d'optimisation des séquences d'observations en ADI, RDI ou SDI. L'image coronographique de l'étoile est reconstruite de manière optimisée à partir d'un ensemble d'images, puis soustraite pour révéler les planètes. LAFRENIERE et al. (2007) propose l'algorithme nommé LOCI (*Locally Optimized Combination of Images*). Une image de référence optimisée est obtenue à partir d'une combinaison linéaire de plusieurs images de référence disponibles. Les coefficients de la combinaison sont optimisés à l'intérieur de sous-sections de l'image indépendamment pour minimiser le bruit résiduel à l'intérieur de chaque sous-section. Le gain de contraste peut atteindre un facteur 3 à faible séparation par rapport aux algorithmes précédents (LAFRENIERE et al., 2007). De la même manière, TLOCI (pour *Template LOCI*, MAROIS et al., 2014) est conçu pour maximiser le rapport signal à bruit (S/N) du compagnon directement plutôt que de minimiser le bruit. L'algorithme KLIP (pour *Karhunen-Loève Image Projection*) est basé sur une analyse en composante principale des images (PCA). Une transformée de Karhunen-Loève des images de références est utilisée pour créer une base orthogonale d'images propres sur laquelle la cible scientifique est projetée (SOUMMER et al., 2012). KLIP présente des performances de détection similaires à LOCI, et permet la modélisation avancée des sources en adaptant directement un modèle astrophysique aux données soustraites de la référence (PUEYO, 2016). Cela permet de prendre en compte les biais (souvent introduits par ces méthodes qui utilisent des soustractions) dans l'astrométrie et la photométrie des sources découvertes.

Des méthodes basées sur des approches statistiques ont également été développés. L'algorithme PACO (*Patch Covariances*) est basé sur l'apprentissage local des covariances dans des petites régions du champ de vue, afin de capturer les fluctuations spectrales et temporelles des structures (FLASSEUR et al., 2018). En tenant compte des corrélations spatiales dans les données, ces corrélations et les *speckles* stellaires moyens sont appris localement et conjointement pour estimer le flux des éventuelles exoplanètes. Contrairement aux autres algorithmes, la photométrie est intrinsèquement conservée, car il n'y a pas de soustraction des résidus stellaires. La méthode est étendue pour les données IFS (PACO ASDI) afin d'estimer le spectre de la planète (FLASSEUR et al., 2020). D'autres algorithmes sont basés sur le maximum de vraisemblance à la position et à la valeur de flux de la planète : Andromeda (CANTALLOUBE et al., 2015), *FMMF* (RUFFIO et al., 2017), *TRAP* (SAMLAND et al., 2021). Des méthodes supervisées (*machine learning*) sont également développées, par exemple, *SODINN* (GOMEZ GONZALEZ et al., 2018). Les performances de ces algorithmes sont comparées sur des mêmes jeux de données au travers de défis comme l'*Exoplanet Imaging Data Challenge* (CANTALLOUBE et al., 2020)<sup>4</sup>.

La méthode nommée la « déconvolution spectrale » a été proposée par SPARKS et al. (2002). En couplant l'imagerie à la moyenne (ou haute) résolution spectrale (comme avec un spectrographe à champ intégral couplé à un coronographe), il est possible d'effectuer une corrélation croisée pour rechercher le signal de la planète tout en éliminant le signal de l'étoile hôte. Cette

4. *Exoplanet Imaging Data Challenge* : [exoplanet-imaging-challenge.github.io](https://exoplanet-imaging-challenge.github.io).

étude présente un gain considérable en termes de détection tout en caractérisant la planète. La méthode est étendue pour atteindre des meilleurs contrastes à plus petit angle de séparation entre l'étoile et la planète, sans utiliser de coronographes par THATTE et al. (2007). Il s'agit de la méthode précurseuse du *molecular mapping* qui fait l'objet des chapitres 3 et 4.

### 2.3 Les premières exoplanètes imagées

Les premiers succès de l'imagerie directe arrivent grâce à l'amélioration de l'instrumentation, mais aussi au choix précis des systèmes observés : cibler des systèmes jeunes est plus efficace pour imager des exoplanètes. Les planètes se forment chaudes, et donc lumineuses, et refroidissent en évoluant (figure 1.9). Les modèles prédisent des températures entre 500 et 3000 K pour un âge de 1 à 10 millions d'années et des masses entre 1 et 10  $M_{Jup}$  (BURROWS et al., 1997). Pour un âge de 1 milliard d'années, la température diminue en dessous de 500 K et le rayon se contracte jusqu'à 1  $R_{Jup}$ , en relâchant de l'énergie potentielle gravitationnelle en émission thermique : elles sont donc plus difficiles à détecter imagerie. Par conséquent, les étoiles abritant des exoplanètes imagées ont un âge compris entre 8 et 100 millions d'années. Beaucoup d'entre elles se trouvent dans des associations stellaires jeunes et proches ( $< 100$  pc). Ces amas partagent une cinématique similaire (mouvements propres, mouvements spatiaux) et se sont formées dans la même région de formation d'étoiles. Par exemple, le  $\beta$  *Pictoris Moving group* est le plus proche et le plus jeune groupe d'étoiles de la Terre, faisant de lui la cible parfaite pour la recherche d'exoplanète (SCHLIEDER et al., 2012). Dans le cas de ces planètes jeunes et donc plus chaudes, le contraste est plus favorable, comme introduit avec la figure 1.6.

Le premier compagnon substellaire découvert en imagerie est la naine brune Gl 229 B observée à Palomar (OPPENHEIMER et al., 1995) et confirmé grâce au télescope spatial *Hubble* (NAKAJIMA et al., 1995). Les observations avec *Hubble* ne sont pas impactées par la turbulence atmosphérique, permettant d'atteindre plus facilement la limite de diffraction. Cependant, la résolution angulaire des télescopes spatiaux est limitée par le diamètre du miroir primaire, lui-même limité par la taille de la fusée qui l'envoie sur son orbite.

Les découvertes d'exoplanètes en imagerie viennent alors des grands télescopes au sol équipés d'OA. Le premier instrument équipé d'OA sur le VLT, NACO, dévoile la première image d'une exoplanète : 2M 1207 b (figure 1.10, image de gauche, CHAUVIN et al., 2004). Cette planète possède toutes les conditions favorables pour être observée : elle n'est pas trop proche de son étoile  $\sim 780$  mas, massive  $M = 5 \pm 2 M_{Jup}$ , chaude  $T = 1250 \pm 200$  K, et située dans un système jeune  $\sim 8$  millions d'années. Son étoile hôte est une naine brune, la différence de magnitude entre les deux objets est faible ( $\Delta_{mag} = 5$ ) en bande K. Cet objet est étudié au chapitre 4 avec des données JWST/MIRI. Cette découverte a été rapidement suivie par d'autres grâce aux coronographes ajoutés sur NACO. Il s'agit principalement de compagnons massifs et très éloignés de leurs étoiles comme AB Pic b (figure 1.10, image du milieu, CHAUVIN et al., 2005b).

Les coronographes installés sur le télescope Gemini, également équipé d'un système d'OA,

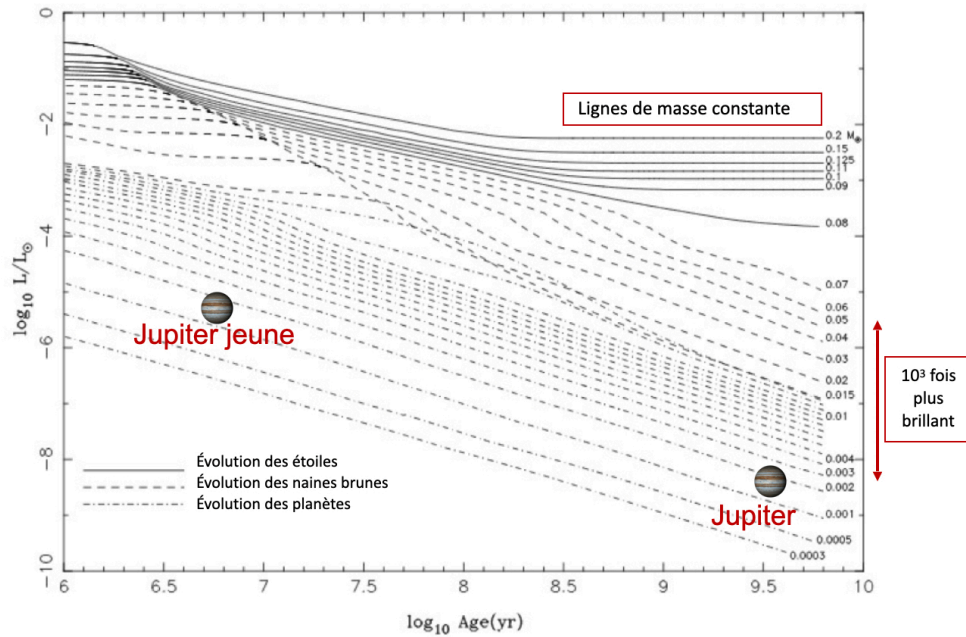


FIGURE 1.9 – Évolution de la luminosité des étoiles (ligne complète), des naines brunes (pointillé) et des planètes (double pointillé) en fonction de leur âge. Une planète de type Jupiter à 400 millions d’années est mille fois plus brillante que notre Jupiter du Système solaire, à 4.5 milliards d’années. Figure extraite et adaptée de BURROWS et al. (1997).

apportent de nouvelles détections (par exemple, LAFRENIÈRE et al., 2008). En 2008, le premier système multiplanétaire HR 8799 est détecté en utilisant Gemini et Keck et les caméras IR NIRC2 et NIRI (MAROIS et al., 2008 ; MAROIS et al., 2010). Il s’agit d’un système composé de quatre planètes massives et géantes autour d’une étoile A (image de droite sur la figure 1.10), que l’on retrouvera au chapitre 5. La planète suspectée sur les observations du disque de  $\beta$  Pictoris est détectée grâce à des observations avec VLT/NACO (LAGRANGE et al., 2009 ; LAGRANGE et al., 2010). Cette observation correspond à la partie interne de l’image de droite sur la figure 1.8. La planète  $\beta$  Pic b est  $10^3$  fois plus faible que son étoile, elle est située à 8 ua (soit 0.44 arcsec au maximum d’élongation sur le ciel) et sa température est estimée à  $\sim 1600$  K. Observée avec *Hubble*, la planète Fomalhaut b est la première détection revendiquée avec un télescope spatial (KALAS et al., 2008). Cependant, des observations ultérieures ont montré qu’il s’agissait d’un nuage de poussière formé à la suite d’une collision d’objets dans le disque (GALICHER et al., 2013 ; GASPARD et al., 2023). *Hubble* a permis de confirmer des détections d’exoplanète par les instruments au sol, comme HD 106906 b (BAILEY et al., 2013).

De nouvelles méthodes se développent afin de constamment améliorer les niveaux de détection (voir partie 2.2.4), HD 95086 b est découverte grâce à NACO (RAMEAU et al., 2013b). Elle devient la planète la moins lumineuse, la plus proche de son étoile et la moins massive détectée à l’époque. Nous étudierons cette planète à partir des observations coronographiques de MIRI dans le chapitre 5. Le relevé SEEDS *Strategic Exploration of Exoplanets and Disks with Subaru* (TAMURA et al., 2009) avait pour objectif de détecter et de caractériser des planètes géantes



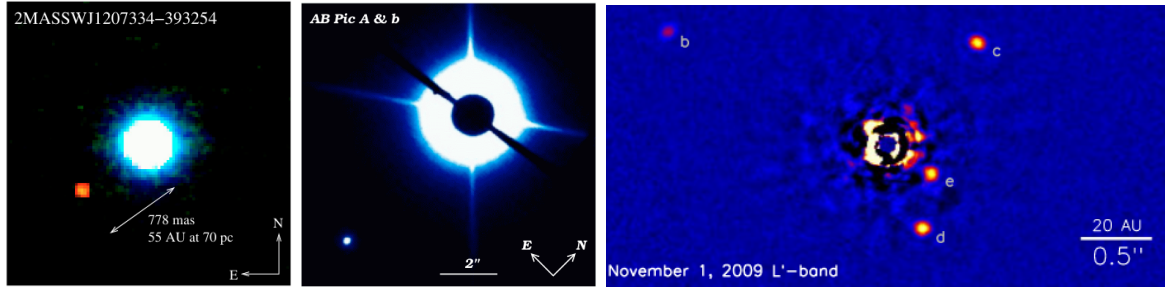


FIGURE 1.10 – Les premières planètes imagées. Gauche : Figure extraite de CHAUVIN et al. (2004) présentant la détection de 2M 1207 b ; image composite avec la naine brune 2M 1207 A en bande H (bleu) et  $K_s$  (vert) ainsi que le compagnon en bande L' (rouge). Milieu : Figure extraite de CHAUVIN et al. (2005a). Image coronographique de AB Pic A et détection de la planète b avec un masque occultant de  $1.4''$  de diamètre. Droite : Système multiplanétaire HR 8799, image obtenue grâce à l'ADI extraite de MAROIS et al. (2010).

et des disques circumstellaires avec le télescope de 8.2 m du Subaru, en IR proche grâce au système appelé HiCIAO *High Contrast Instrument for the Subaru Next Generation Adaptive Optics* (SUZUKI et al., 2010). Il permet la détection de GJ 504 b. Bien que la nature de cet objet soit aujourd'hui encore débattue (voir chapitre 4, partie 4), il s'agit du compagnon de faible masse le plus froid imagé  $\sim 550$  K.

## 2.4 Une génération d'instruments dédiée aux exoplanètes

Après les premiers succès en imagerie d'exoplanètes obtenus par des instruments généralistes, de nombreux projets voient le jour. Plusieurs études systématiques d'un grand nombre d'étoiles sont lancées avec différents instruments. Ils ont pour objectif de sonder les régions entre 10 et 100 ua des étoiles situées à moins de 100 pc de la Terre.

Au VLT, l'instrument de seconde génération SPHERE *Spectro Polarimetric High Contrast Exoplanet REsearch* (BEUZIT et al., 2008 ; BEUZIT et al., 2019) est installé en 2015. Ce spectropolarimètre à haut contraste est destiné à la recherche des exoplanètes et à l'étude des disques de poussières dans lesquels elles naissent. SPHERE comprend un système d'optique adaptative extrême (SAXO), plusieurs types de coronographes et trois instruments scientifiques. Deux d'entre eux, l'*Integral Field Spectrograph* (IFS) et l'*Infra-Red Dual-band Imager and Spectrograph* (IRDIS), ont été conçus pour couvrir efficacement le domaine du proche infrarouge pour détecter des planètes jeunes. Le troisième instrument, ZIMPOL, a été conçu pour l'observation polarimétrique en visible afin de chercher des exoplanètes en lumière réfléchie et des disques circumstellaires en lumière diffusée. SPHERE a observé plusieurs systèmes emblématiques pour améliorer leur niveau de caractérisation. Par exemple, des naines brunes (MAIRE et al., 2016 ; VIGAN et al., 2016) et le système multiplanétaire HR 8799 (ZURLO et al., 2016 ; BONNEFOY et al., 2016) sont étudiés en détail grâce à SPHERE. Le relevé SHINE (*SpHere INfrared survey for Exoplanets*) de 500 étoiles jeunes est lancé dès la mise en service de l'instrument (CHAUVIN et al., 2017a ; VIGAN et al., 2021). Son objectif est de détecter des nouveaux compagnons substellaires

et de comprendre leur formation et leur évolution. Une première exoplanète est découverte avec SPHERE en 2017 : HIP 65426 b, une géante gazeuse estimée à 1500 K (CHAUVIN et al., 2017b). Cette planète est aussi la première observée avec les coronographes de MIRI (voir chapitre 5). L'année suivante, le système PDS 70 dévoile deux planètes en formation localisées dans la cavité du disque de transition (KEPPLER et al., 2018 ; MÜLLER et al., 2018), il s'agit des premières protoplanètes découvertes. La planète emblématique  $\beta$  Pictoris b est observée en 2019 lors de sa post-conjonction. Elle réapparaît de l'autre côté de l'étoile en projection sur le ciel, permettant d'affiner ses paramètres orbitaux (LAGRANGE et al., 2019). L'instrument américain GPI *Gemini Planet Imager* (MACINTOSH et al., 2014), installé à Gemini Sud en 2013, est aussi équipé d'OA extrême, d'un coronographe de Lyot apodisé et d'un spectromètre intégral de champ. Le survey *Gemini Planet Imager Exoplanet Survey* (GPIES) concerne 531 étoiles jeunes de moins 100 millions d'années. GPI a permis de nouvelles détections, telles que 51 Eri b : une des planètes les plus froides (600 – 750 K) et une des plus proches de son étoile  $\sim 13$  ua (MACINTOSH et al., 2015). Les observations GPI de systèmes emblématiques, comme HR 8799, ont rendu possibles des études détaillées (WANG et al., 2018a). Au Subaru, SCExAO/CHARIS (GUYON et al., 2010 ; JOVANOVIĆ et al., 2015) partage des capacités similaires à celles de SPHERE et GPI et apportent de plus en plus de nouvelles détections (par exemple, CURRIE et al., 2020 ; STEIGER et al., 2021).

Les relevés GPIES et SHINE atteignent des contrastes  $\Delta_{mag} \sim 11 - 16$  selon la séparation angulaire et la longueur d'onde d'observation qui varient fortement en fonction des conditions d'observation (LANGLOIS et al., 2021). D'autres relevés plus ciblés sont lancés pour étudier la fréquence des planètes géantes selon un groupe d'étoiles particulier : par exemple, des étoiles plus massives que celles observées dans SHINE, (BEAST, JANSON et al., 2019 ; JANSON et al., 2021), des étoiles multiples (SPOTS, THALMANN et al., 2014 ; BONAVIDA et al., 2016 ; ASENSIO-TORRES et al., 2018) et des étoiles de types solaires (YSES, BOHN et al., 2020a). Ces relevés spécifiques amènent des nouvelles détections comme les deux planètes autour de l'étoile de type solaire TYC 8998-760-1 (BOHN et al., 2020b). La plupart de ces relevés sont effectués en IR proche, mais certains ont aussi été effectués en IR thermique ( $\lambda \sim 4 \mu\text{m}$ ), tel que (ISPY, LAUNHARDT et al., 2020). À plus grandes longueurs d'ondes, le contraste est légèrement plus favorable pour accéder au régime d'émission thermique de planètes froides (figure 1.6). Néanmoins, la résolution angulaire est moins favorable avec un télescope de même diamètre et le fond de ciel est plus brillant. En infrarouge moyen ( $\sim 10 - 12 \mu\text{m}$ ), le projet NEAR<sup>5</sup> *New Earths in the Alpha Cen Region* avait pour objectif d'imager des exoplanètes dans le système le plus proche du Système solaire :  $\alpha$  Cen (KASPER et al., 2017). Deux exoplanètes ont été détectées en vitesse radiale autour de  $\alpha$  Cen C aussi appelé Proxima (ANGLADA-ESCUDE et al., 2016). NEAR a mis en évidence une candidate autour de  $\alpha$  Cen A (WAGNER et al., 2021). Le système  $\beta$  Pictoris a aussi été observé avec cette installation, permettant une nouvelle étude du disque, cependant, la planète n'est pas détectée à ces longueurs d'ondes (SKAF et al., 2023). En réalisant les premières tentatives d'observation de planètes géantes dans l'infrarouge moyen (PATHAK et al., 2021), NEAR est

5. NEAR est une amélioration de l'instrument VLT/VISIR (*the VLT Imager and Spectrometer for the mid-IR*), née d'une collaboration entre l'ESO et le projet *Watch* de l'initiative *Breakthrough*.

devenu un instrument clé dans la préparation des programmes scientifiques de l'instrument MIRI à bord du JWST.

### 3 Caractérisation des systèmes imagés

Les systèmes observés en imagerie sont en phase de formation ou récemment formés. On s'intéresse à leur dynamique, à l'interaction entre les disques circumstellaires et les planètes éventuelles, dans un but de comprendre leur formation et leur évolution. Les planètes imagées ont d'abord été comparées aux naines brunes isolées de même température, puisqu'elles ne sont pas contaminées par une étoile proche. Les atmosphères de ces planètes imagées peuvent être sondées directement par spectroscopie et apportent des indices sur l'histoire des systèmes.

#### 3.1 Structure des systèmes imagés

**Interaction avec les disques.** La plupart des systèmes avec des planètes imagées contiennent des disques de débris internes et externes. En particulier, les systèmes HR 8799 et HD 95086 présentent une structure comparable à celle du Système solaire avec une ceinture de débris interne (comme la ceinture d'astéroïde entre Mars et Jupiter), une ou des planètes géantes et un disque externe à large séparation (comme la ceinture de Kuiper). Ils sont néanmoins à des échelles nettement supérieures comparées au Système solaire. Dans ces systèmes, les planètes sont localisées dans les cavités des disques de débris. Dans d'autres systèmes, on retrouve des planètes à très larges séparations au-delà des disques de débris. Par exemple, HD 106906 b est à une distance projetée de 650 ua (comparé à 68 ua pour HR 8799 b). La formation et l'évolution de ces systèmes ont vraisemblablement été différentes avec peut-être un mécanisme d'éjection pour HD 106906 b. Les observations coronographiques des étoiles jeunes auxquelles on s'intéresse en imagerie mettent en avant la grande variété de ces disques : des bras spiraux, un ou plusieurs anneaux, des asymétries et des cavités (par exemple, BOCCALETTI et al., 2020; REN et al., 2021). Ces structures peuvent être expliquées par la présence de planètes, mais elles peuvent aussi correspondre à des régions de surdensités ou des instabilités gravitationnelles dans les disques protoplanétaires. Les disques sont alors étudiés pour sonder la présence de planètes additionnelles dans les systèmes. En particulier, des protoplanètes ont récemment été détectées et elles sont considérées comme étant à l'origine des structures observées dans leurs disques (KEPPLER et al., 2018; CURRIE et al., 2022; HAMMOND et al., 2023; WAGNER et al., 2023). De plus, l'imagerie submillimétrique des disques de transition peut révéler des détections indirectes de planètes en identifiant des perturbations du mouvement keplerien dues au gaz dans le disque (PINTE et al., 2018; PINTE et al., 2020). L'étude des bords des disques peut aussi indiquer la présence de planètes supplémentaires. Dans le système HR 8799, le bord du disque externe est trop loin pour être expliqué par les interactions avec la planète b. Il est suggéré qu'une planète à plus large séparation sculpte le bord interne du disque, (par exemple, BOOTH et al., 2016; READ et al., 2018). Dans le cas de HD 95086, l'étendue radiale des ceintures de planétésimaux suggère que l'excentricité n'est pas assez large pour tronquer le bord externe du disque interne. Il est probable qu'une planète à plus courte période soit présente (SU et al., 2015).

**Architecture des systèmes.** Compte tenu des périodes orbitales qui peuvent être excessivement longues ( $> 10$  au), il est difficile de couvrir toute l'orbite des exoplanètes imagées avec les données disponibles. Pour les systèmes détectés dès les années 2000, l'accumulation de plusieurs années d'observations permet de mieux contraindre les orbites et d'étudier l'architecture des systèmes, comme pour le système HR 8799 (WANG et al., 2018a). L'étude de la stabilité orbitale du système montre que les planètes sont en chaîne de résonance et la présence du disque externe suggère l'existence de planètes additionnelles. La figure 1.11 présente une étude orbitale du système cumulant des données archivées avec des nouvelles données Keck/NIRC2 pour évaluer la présence de planètes internes ou externes (THOMPSON et al., 2023).

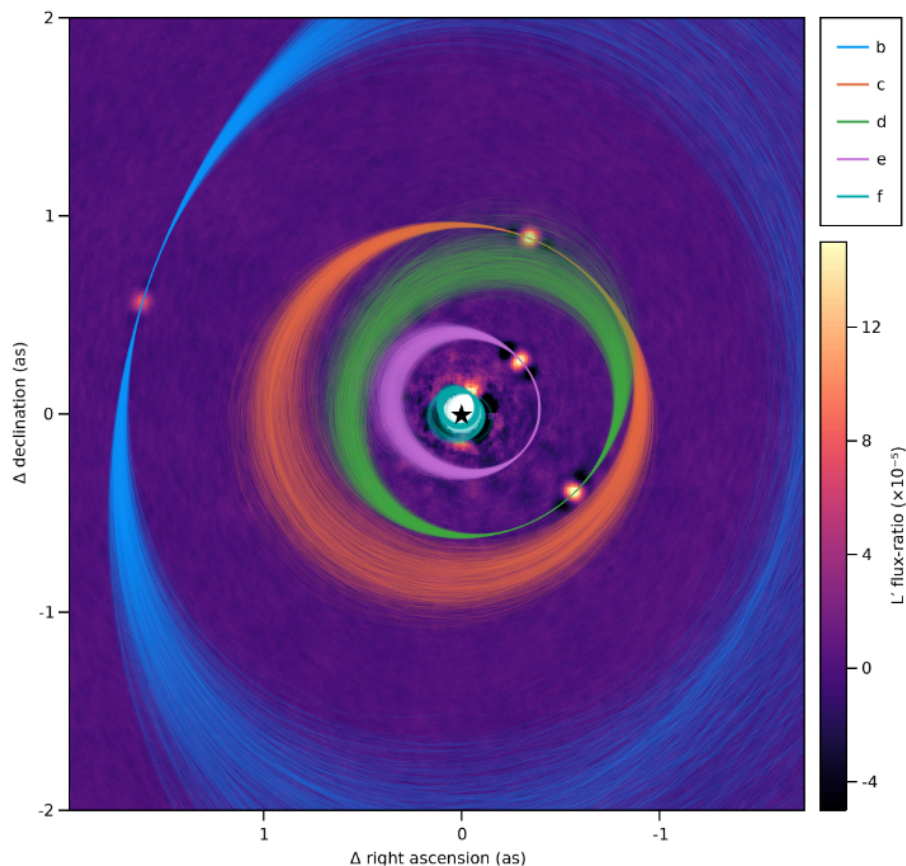


FIGURE 1.11 – Étude orbitale du système HR 8799 avec 1500 orbites postérieures pour les planètes b, c, d et e superposées à l'image Keck/NIRC2 en bande L'. Figure extraite de THOMPSON et al., 2023.

L'interférométrie optique avec VLT/GRAVITY a permis de mesurer les positions astrométriques de certaines planètes avec une précision de l'ordre de  $\sim 100 \mu\text{as}$ , par exemple, pour HR 8799e (LACOUR et al., 2019) et pour Beta Pic b (NOWAK et al., 2020b). Ces mesures permettent de définir les paramètres orbitaux avec une meilleure précision. La combinaison de l'imagerie avec des données de vitesses radiales et d'astrométrie stellaire (avec des données Hipparcos et Gaia) permet de mesurer dynamiquement la masse des planètes. Les masses des planètes

imagées sont évaluées à partir de leur luminosité et calibrées à partir de modèles d'évolution (partie 5.1). Par conséquent, obtenir la masse dynamique permet d'améliorer cette calibration et mesurer les masses indépendamment d'un modèle théorique. Cette mesure est difficile pour les planètes à longues périodes qui ont peu d'influence sur leurs étoiles, et la masse dynamique a pu être mesurée seulement pour quelques planètes à courtes séparations détectées directement en interférométrie optique grâce à GRAVITY : HD 206893 c (HINKLEY et al., 2023) et  $\beta$  Pic c (NOWAK et al., 2020a). Deux planètes ont récemment été détectées en imagerie grâce l'anomalie du mouvement propre stellaire identifiées avec Gaia : AF Lep b avec SPHERE (MESA et al., 2023; DE ROSA et al., 2023; FRANSON et al., 2023) et HIP 99770 b avec SCEXAO/CHARIS (CURRIE et al., 2023), ainsi leurs masses dynamiques ont aussi pu être mesurées. Les futurs catalogues de Gaia rendront possible les mesures de masses dynamiques menant à de meilleures contraintes sur les orbites planétaires et aux prédictions sur la présence de compagnon additionnel. Des études récentes ont utilisé le désalignement entre l'orbite et la rotation de la planète avec l'axe de rotation de l'étoile. Les mécanismes de formation, d'évolution des systèmes et la présence d'une planète interne supplémentaire sont ainsi testés empiriquement, par exemple pour HD 106906 (BRYAN et al., 2021) et AB Pic (PALMA-BIFANI et al., 2022). En conclusion, l'étude de l'architecture des systèmes donne des indications cruciales sur les mécanismes de formation et permet d'inférer la présence de planètes non détectables avec les instruments actuels.

### 3.2 Photométrie et analogie avec les naines brunes

**Les naines brunes.** Les relevées d'étoiles en IR ont révélé l'existence d'étoiles isolées encore plus froides que le type tardif M9.5 : les naines brunes (KIRKPATRICK et al., 1997). Des nouvelles classes spectrales furent ajoutées (KIRKPATRICK et al., 1999) à classification Morgan-Keenan (MORGAN et al., 1943) des étoiles (OBAFGKM) : la classe L ( $T \sim 1200 - 2400$ ), T ( $T \sim 750 - 1200$ ), et Y ( $T < 750$ ). Les naines brunes ont des atmosphères de gaz assez froides pour que les hydrures de métaux et métaux alcalins prédominent dans le spectre des objets de type L, ainsi que des molécules plus complexes à plus faible température. Les classes sont divisées en sous-classe de 0 à 9, de la température la plus chaude à la température la plus froide. Les objets intermédiaires entre L8 et T1 sont plutôt rares : il s'agit de la transition L-T, à laquelle les nuages sédimentent. Cette transition se produit rapidement au cours de l'évolution de ces objets. Elle est probablement liée au passage des nuages de silicates et fer sous la photosphère (CHARNAY et al., 2018). La classe T est largement dominée par des larges absorptions d'eau et de  $\text{CH}_4$  en infrarouge (OPPENHEIMER et al., 1998; BURGASSER et al., 2003). Le premier compagnon substellaire imagé, Gl 229 B, est le premier objet de type T détecté. Enfin, la classe Y est caractérisée par la condensation de la vapeur d'eau et par des absorptions fortes de  $\text{NH}_3$ . Elle fait le pont entre les planètes du Système solaire et les objets imagés (BURROWS et al., 2003). Les premiers objets de type Y sont observés par le télescope WISE opérant en IR moyen (WRIGHT et al., 2010).

**Analogies avec les exoplanètes imagées.** Les propriétés des exoplanètes géantes à longues périodes et des naines brunes se chevauchent de manière significative (introduit dans la partie

1.2). Ayant le même domaine de température, la physique et la chimie qui se produisent dans leurs atmosphères sont assez similaires. Elles partagent les mêmes caractéristiques : la dynamique atmosphérique (SHOWMAN et al., 2019), la présence de nuages tels que les nuages d'eau dans les types Y (MORLEY et al., 2014), la circulation atmosphérique qui induit des nuages à large échelle et crée une variabilité importante (SHOWMAN et al., 2019), la structure thermique et les abondances moléculaires (LINE et al., 2015), voir la partie 4. La principale différence est la gravité ( $\log g \sim 5$  pour les naines brunes du champ et  $\log g \sim 3.5 - 4$  pour les exoplanètes géantes jeunes). Par analogie, les exoplanètes imagées sont classées selon la même terminologie que les naines brunes. De la même manière, elles commencent leur vie comme des objets chauds, de type M et se refroidissent en passant de type L (couleur rouge en IR proche avec la présence de nuages dans leur atmosphère), jusqu'à devenir de type T (couleur plus bleue en IR proche) puis éventuellement de type Y. Les naines brunes couvrent un large domaine de température et il a été possible d'obtenir des spectres de haute qualité pour celles isolées, fournissant des informations précises sur leur atmosphère.

**Photométrie.** Une première estimation empirique des propriétés atmosphériques des exoplanètes est possible à partir des observations dans les principales bandes passantes en IR proche (J, H, K, L, M). Ces bandes couvrent la majeure partie de l'émission pour les planètes jeunes et géantes. Le diagramme couleur–magnitude dans le proche IR est représenté sur la figure 1.12. Une sélection de planètes et de compagnons de masse planétaire observée directement est représentée (en noir), comparée à des naines brunes de champ plus anciennes et plus massives (de beige à violet), ainsi que des naines brunes plus jeunes dont l'âge et la masse se superposent partiellement à ceux de la plupart des planètes imagées (vert). Les planètes et les compagnons de masse planétaire imagés couvrent toute la gamme de luminosité des naines brunes de champ de type tardif, M, L et T (les naines Y sont moins lumineuses et donc en dehors du diagramme représenté). Cependant, les naines brunes jeunes et les planètes imagées ont typiquement des couleurs plus rouges ( $J - K > 0$ ) que les objets de champ. Les différences les plus prononcées entre la photométrie des planètes et celles des naines brunes se produisent près de la transition L–T, qui a lieu à plus faible  $T_{eff}$  pour les exoplanètes (CHARNAY et al., 2018). Une majeure partie des exoplanètes imagées (telles que, 2M 1207 b, HR 8799 bc, HD 95086 b, HIP 65426 b) sont en dehors de la séquence des naines brunes de champ. Elles semblent peupler une partie précédemment vide de ce diagramme et cohérente avec une extension rougie de la séquence des naines L à des luminosités plus faibles. Les différences entre les objets de champ et les objets jeunes de type spectral T sont moins évidentes. Quelques jeunes compagnons de type T ont été identifiés : par exemple 51 Eri b (MACINTOSH et al., 2015), GJ 504 b (BONNEFOY et al., 2018) et GUPsc B (NAUD et al., 2014). Alors que GUPsc B suit la séquence des naines brunes de champ, 51 Eri b et GJ 504 b sont plus rouges. Quatre autres compagnons en orbite autour d'étoiles primaires d'âge intermédiaire ( $< 1$  milliard d'années) présentent des écarts similaires, mais moins prononcés par rapport aux naines brunes de champ à la même luminosité : HN Peg B (LUHMAN et al., 2007), ROSS 458 C (GOLDMAN et al., 2010) et Coconuts-2b, (ZHANG et al., 2021b).

---

6. Lien : [UltracoolSheet](#).

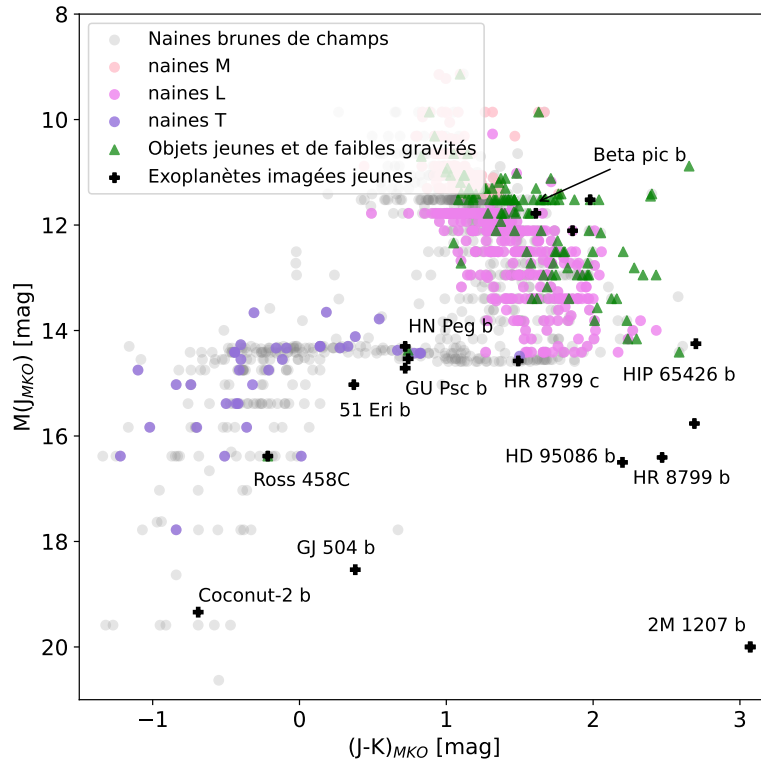


FIGURE 1.12 – Diagramme couleur–magnitude en infrarouge généré grâce aux données de l’UltracoolSheet<sup>6</sup>.

La différence de couleurs entre les planètes jeunes et les naines brunes provient certainement des gravités de surface plus faibles des planètes (car elles sont moins massives) et donc des structures atmosphériques différentes (BARMAN et al., 2011a ; BARMAN et al., 2011b). La composition de l’atmosphère et la présence de nuages peuvent également différer entre les deux populations d’objets. Plus généralement, leurs différences viendraient de leurs mécanismes de formation (voir la partie 5). De plus, de nombreux jeunes objets *free-floating* (flottant librement, sans étoile hôte) avec des âges, des températures effectives, des masses estimées et des propriétés similaires à la population d’objets compagnons ont été identifiées (GAGNÉ et al., 2014). Ils permettent de caractériser un échantillon beaucoup plus large d’objets avec des propriétés comparables.

### 3.3 Spectroscopie des planètes imagées

Les instruments comme VLT/SPHERE, Gemini/GPI, et SCExAO/CHARIS au Subaru combinent tous des coronographes à fort contraste avec des spectrographes à champ intégral délivrant des spectres à basse résolution ( $R < 100$ ) des compagnons. Les spectres d’exoplanètes ont d’abord été obtenus grâce à la spectroscopie de transit (CHARBONNEAU et al., 2002). Cette méthode nécessite une géométrie particulière du système et est restreinte aux planètes à courtes séparations. Néanmoins, comme de nombreuses planètes ont été détectées en transit, il a été possible d’obtenir plusieurs spectres en transmission d’exoplanètes à courtes périodes. Bien que le

nombre d'objets découverts en imagerie directe soit faible, elles sont toutes accessibles à la caractérisation par spectroscopie. Les spectres obtenus en imagerie ont généralement une résolution spectrale et un rapport S/N comparables ou plus élevés grâce aux grands télescopes terrestres utilisés pour leurs observations (MADHUSUDHAN, 2019). Il existe également des spectro-imageurs (IFS) en IR proche, non équipés de coronographes, mais avec des résolutions plus élevées ( $R = 2000$  à  $R = 6000$ ), tels que GEMINI/NIFS, VLT/MUSE, VLT/SINFONI, Keck/OSIRIS. Grâce à ces divers instruments, une douzaine de systèmes ont été caractérisés en spectroscopie. La figure 1.13 présente des exemples de spectres de l'émission thermique de plusieurs exoplanètes géantes et jeunes en IR proche.

La photométrie à bande large fournit déjà des informations sur la distribution de l'énergie spectrale (SED) permettant de connaître le type spectral de l'objet et d'obtenir des premières estimations concernant sa température et sa gravité de surface (comme dans le cas de  $\beta$  Pic b étudié avec VLT/NACO, BONNEFOY et al., 2013). Des informations plus précises sont obtenues en ajoutant des données spectroscopiques à faible résolution, et permettent de commencer à contraindre les scénarios de formations, par exemple,  $\beta$  Pic b avec GPI, BONNEFOY et al., 2014. Le système multiplanétaire HR 8799 a été le plus largement étudié. Les observations avec Keck/OSIRIS de la planète HR 8799 b par (BARMAN et al., 2011a; BARMAN et al., 2015) et de la planète c (KONOPACKY et al., 2013) ont mené aux premières détections de molécules et mettent en évidence la présence de nuages. Plusieurs études combinent les observations de plusieurs instruments pour contraindre les propriétés atmosphériques des planètes. La figure 1.13 montre un exemple de combinaison de données spectrales de GPI, SPHERE et photométrique avec NACO pour HD 95086 b (DESGRANGE et al., 2022). Cela permet de raffiner les ajustements de modèles aux données. Le couplage entre l'ADI et l'amélioration des méthodes de réduction de données permet d'extraire des spectres d'exoplanètes avec un S/N élevé, comme avec VLT/SINFONI pour l'exoplanète AB Pic b (PALMA-BIFANI et al., 2022) et HIP 65426 b (PETRUS et al., 2021). Enfin, la première détection d'une exoplanète en interférométrie optique avec VLTI/GRAVITY fournit un spectre à grande précision pour HR 8799 e (figure 1.13, extraite de LACOUR et al., 2019), ainsi que pour la planète  $\beta$  Pictoris b (NOWAK et al., 2020b).

La spectroscopie à plus haute résolution apporte un gain en performance, car elle permet de résoudre les raies moléculaires et atomiques individuelles. La période de rotation  $v \sin i$  des objets peut être mesurée à partir de l'élargissement des raies (SNELLEN et al., 2014). Les corrélations croisées entre les données et des modèles atmosphériques permettent d'améliorer le S/N en cumulant l'information de plusieurs raies spectrales. Cela permet aussi de distinguer le compagnon du bruit de *speckle* produit par l'étoile dont l'intensité domine l'image. L'utilisation de cette méthode se généralise pour étudier de plus en plus de compagnons (WANG et al., 2018b; WANG et al., 2021b). Le couplage de la spectroscopie intégrale de champ avec les méthodes de corrélation mène à de nouvelles méthodes d'analyse comme le *molecular mapping* qui fait l'objet des chapitres 3 et 4.



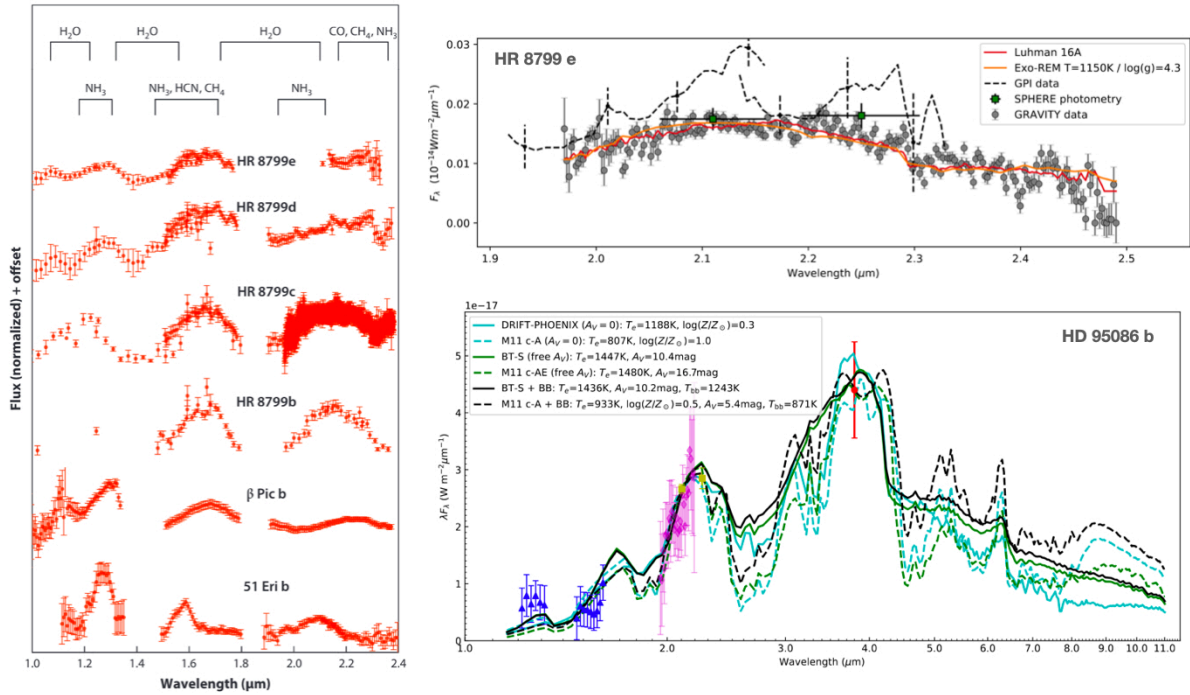


FIGURE 1.13 – Exemple de spectres obtenus en proche IR pour des exoplanètes imagées. Gauche : Spectres de haute qualité de planètes directement imagées obtenus avec des télescopes terrestres. Les spectres sont arbitrairement décalés pour plus de clarté. La figure est extraite de MADHUSUDHAN (2019). En haut à droite : Combinaison de données GPI, SPHERE et GRAVITY de HR 8799 e superposée à des données de la naine brune Luhman 16A et à un modèle ExoREM, figure extraite de LACOUR et al. (2019). En bas à droite : Combinaison de données GPI (bleu), SPHERE (rose), NACO (jaune et rouge) superposée à plusieurs modèles atmosphériques, figure extraite de DESGRANGE et al. (2022).

### 3.4 Limites actuelles et futur de l'imagerie directe

L'imagerie apporte des observations directes des exoplanètes. Cette méthode sonde une population distincte et difficilement accessible par des méthodes indirectes : les planètes jeunes, massives ( $> 2 M_{Jup}$ ), à des séparations supérieures à 10 ua (figure 1.4). Elles sont détectées grâce à leurs émissions thermiques en IR proche. Les observations en photométrie et spectroscopie fournissent des informations sur leur atmosphère, la formation et l'évolution de ces systèmes jeunes. Toutefois, l'imagerie reste un défi pour l'instrumentation, et le nombre d'exoplanètes observées en imagerie reste limité. Les limites de contrastes atteignent actuellement des valeurs de  $10^{-7}$  à  $0.5''$  (voir figure 1.14) permettant d'imager des planètes chaudes ( $\sim 1000 - 1800$  K) ; on trouve tout de même quelques objets imagés plus froids de l'ordre de  $\sim 500$  K. La figure 1.14 présente les courbes de contrastes de divers instruments cités dans cette partie (SPHERE, GPI au sol, HST, JWST dans l'espace), ainsi que les prédictions pour les générations d'instruments à venir. Les coronographes du télescope spatial *Roman* devraient permettre d'imager des planètes en lumière réfléchie, et dans un futur plus lointain, *Habitable Worlds Observatory* (HW0), devrait atteindre des contrastes permettant d'imager une exo-Terre. L'*Extremely large telescope* (ELT), dont la première lumière est prévue fin 2028, pourra atteindre des contrastes jusqu'à

$10^{-8}$  à des séparations inférieures à  $0.1''$  grâce à l'immensité de son miroir de 39 mètres. En plus de dépasser ces limites de détection, un des grands enjeux est de comprendre la physique et la chimie des atmosphères et les mécanismes de formation de ces planètes géantes.

Avant l'arrivée du JWST, les observations en imagerie d'exoplanète sont limitées à l'IR proche, aucune observation n'était disponible à des longueurs d'onde supérieures à  $5 \mu\text{m}$  (figure 1.13). Les télescopes au sol sont limités par les limites de l'atmosphère terrestre qui absorbe certaines longueurs d'onde en IR. Même si l'OA permet d'atteindre la limite de diffraction, les télescopes spatiaux sont plus stables : les méthodes de traitement d'image et de soustraction des résidus stellaires sont plus efficaces. Le télescope spatial *Hubble* est le premier équipé de coronographe. En revanche, sa faible taille de miroir ne lui permet pas d'atteindre une résolution spatiale et une sensibilité suffisante pour imager des exoplanètes. Le nouveau télescope spatial JWST apporte une sensibilité significativement supérieure grâce à son miroir de 6.5 mètres. Il n'a cependant pas une résolution spatiale aussi élevée que les instruments au sol (tel qu'au VLT dont les miroirs font 8 mètres), mais donne accès à une nouvelle fenêtre spectrale. Opérant en IR moyen, il donne accès à des exoplanètes plus froides et moins massives avec un contraste favorable.

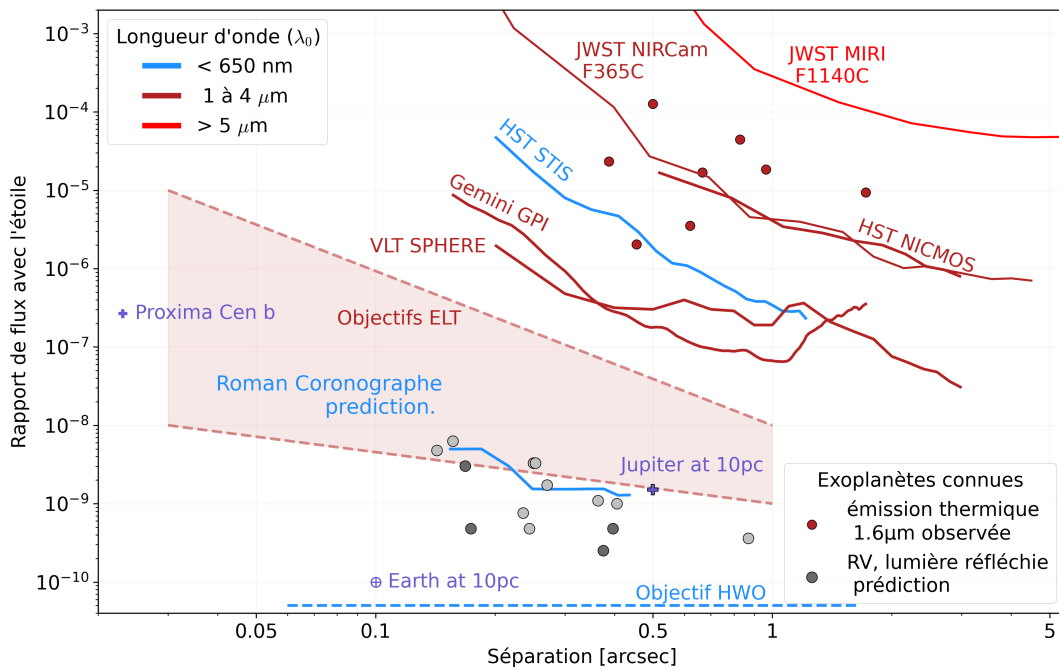


FIGURE 1.14 – Limite de détection en contraste à  $5\sigma$  en fonction de la séparation étoile-planète, pour plusieurs instruments au sol ou dans l'espace<sup>7</sup>. Les points rouges représentent quelques planètes imagées avec leurs valeurs de contraste dans la bande H, et les points gris correspondent à des exoplanètes détectées par la méthode des vitesses radiales (pour lesquels il est possible de prédire leur lumière réfléchie dans le visible). Les courbes de contrastes JWST proviennent de CARTER et al. (2023).

Les données spectrales en imagerie ont permis des détections d'H<sub>2</sub>O, CO, et CH<sub>4</sub>, mais aussi des indications de NH<sub>3</sub> et HCN. Les tendances spectrales permettent d'obtenir des indices sur la chimie en jeu dans l'atmosphère de la planète, la présence de poussières ou de nuages, la gravité de surface, etc. Les exoplanètes imagées sont comparées aux naines brunes isolées pour lesquelles les observations sont majoritairement plus accessibles. Néanmoins, les observations des exoplanètes diffèrent de celles des naines brunes, et cette simple analogie n'est pas suffisante pour interpréter les observations. La génération actuelle d'instrument au sol fournit des spectres à basse (et moyenne) résolution uniquement en IR proche. Les modèles d'atmosphères reproduisant les données sont souvent dégénérés entre plusieurs paramètres. Ces dégénérescences pourront être levées avec des observations couvrant un plus large domaine spectral ou à plus haute résolution. La spectroscopie avec le JWST permet de caractériser les exoplanètes détectées par les télescopes au sol avec une meilleure précision grâce, entre autres, au nouvel accès à l'IR moyen.

Les parties suivantes de ce chapitre décrivent, de manière plus théorique, les atmosphères (partie 4) et les mécanismes de formation planétaire (partie 5) au cœur des études sur les exoplanètes.

## 4 Les atmosphères planétaires

Comprendre les phénomènes en jeu dans l'atmosphère des planètes et des naines brunes représente un réel défi. Comparés aux étoiles, ces objets plus froids favorisent la formation de molécules, dont les opacités varient avec la longueur d'onde, mais aussi des condensats qui forment divers nuages et processus de déséquilibre chimique. Leurs atmosphères présentent une chimie complexe et riche, et les processus physiques peuvent se produire à différentes altitudes.

### 4.1 Modélisation des atmosphères

Les progrès dans la modélisation atmosphérique des exoplanètes ont été réalisés dans différentes directions, des modèles auto-cohérents 1D à 3D, avec l'incorporation des phénomènes atmosphériques, tels que la chimie, les divers processus de déséquilibre, des nuages, etc (CHARNAY et al., 2023). Un modèle auto-cohérent 1D suppose généralement une composition élémentaire (par exemple les abondances solaires) et des conditions d'équilibre, telles que l'équilibre thermochimique et l'équilibre convectif-radiatif, dans une géométrie plane et parallèle. L'hypothèse de l'équilibre chimique permet de calculer les abondances chimiques (c'est-à-dire les abondances atomiques ou moléculaires) à partir des abondances élémentaires. La condition de l'équilibre convectif-radiatif permet de calculer le profil pression-température (profil P-T) dans l'atmosphère en accord avec la chimie. Cette hypothèse est particulièrement pertinente pour la modélisation des spectres d'émission thermique des exoplanètes, car les gradients de température jouent un rôle essentiel dans la formation des caractéristiques spectrales émergentes. Les modèles calculent le transfert radiatif à travers l'atmosphère avec la composition chimique et le profil

---

7. Généré à l'aide des outils développés par V. Bailey : [github/nasavbailey/DI-flux-ratio-plot](https://github.com/nasavbailey/DI-flux-ratio-plot).

P–T qui en résulte pour générer les spectres.

Les premiers modèles d’atmosphères d’exoplanètes étaient adaptés de ceux des étoiles à plus faibles masses et température, mais aussi de ceux des planètes du Système solaire (par exemple ALLARD et al., 2012a ; BURROWS et al., 2003). De nombreux éléments ont néanmoins dû être ajoutés : les modèles d’exoplanètes et naines brunes doivent atteindre des températures plus basses, comprendre des brumes et des nuages, et doivent pouvoir gérer la chimie hors de l’équilibre ainsi que le mélange vertical (voir partie 4.2). La difficulté principale pour modéliser ces objets est de prendre en compte les nuages et la poussière atmosphérique, notamment à la transition L–T. Les exoplanètes de types T et Y apparaissent plus rouge que prévu pour des objets sans nuages dans la partie optiquement mince de l’atmosphère. Ce constat motive l’idée que d’autres types de nuages se forment à ces températures (sulfites, sel alcalin, nuages d’eau). Des nuages supplémentaires et des prescriptions relatives à la convection ont donc été ajoutés dans les modèles. Par exemple, le paramètre  $f_{sed}$  (pour sédimentation) ajuste la taille des particules pour équilibrer le transport vertical des gaz qui peuvent se condenser (ACKERMAN et al., 2001). Le mélange vertical des éléments peut être paramétrisé par le coefficient de mélange d’Eddy  $K_{zz}$  (mesurée en  $\text{cm}^2/\text{s}$ ) prenant en compte le déséquilibre chimique des éléments en fonction de la pression.

Les exoplanètes ont des propriétés atmosphériques variées : une diversité de modèles est développée pour les modéliser. Il existe deux grandes catégories de modèles de nuages. La première classe correspond à des modèles sophistiqués qui calculent les nuages de manière cohérente avec la microphysique, tels que DRIFT-PHOENIX (HELLING et al., 2008), BT-Settl (ALLARD et al., 2012a) et Exo-REM (CHARNAY et al., 2018). La seconde classe correspond à des modèles de nuages paramétrisés qui n’inclut pas de microphysique, mais utilise des paramètres fixés pour décrire la distribution des nuages, on retrouve par exemple les modèles de TSUJI (2002), BURROWS et al. (2006) et MADHUSUDHAN et al. (2011), qui utilisent trois paramètres libres pour décrire la forme des nuages et la taille des grains. Les modèles ATMO (PHILLIPS et al., 2020) n’utilisent pas de nuages : une instabilité thermo-chimique produit une source supplémentaire de convection diabatique qui modifie le profil P–T et donc la structure atmosphérique (TREMBLIN et al., 2015). La plupart de ces modèles peinent tout de même à reproduire la transition L–T. Le modèle Exo-REM (CHARNAY et al., 2018) reproduit les spectres d’objets à la transition L–T en limitant la complexité de la microphysique utilisée. La microphysique est souvent difficile à interpréter et ne permet pas toujours de contraindre les paramètres atmosphériques dans les modèles 1D auto-cohérents (avec ou sans nuages), pour cette raison, le paramètre  $f_{sed}$  est aussi utilisé dans Exo-REM. Aujourd’hui, la plupart des modèles intègrent des nuages ou un modèle alternatif pour décrire les atmosphères des planètes jeunes et géantes. Dans les chapitres suivants, j’utilise Exo-REM pour interpréter les observations d’exoplanètes, ainsi, je le détaille davantage dans le chapitre 3 (partie 3.1). ATMO est également utilisé dans le chapitre 5 pour interpréter les données obtenues avec les coronographes de MIRI. Ce modèle est présenté en détail dans la partie 4.1.

Les sources d'opacité considérées sont au cœur des modèles. L'opacité est déterminée par la combinaison des abondances et la section efficace des espèces chimiques. Les sections efficaces sont fixées en entrée des modèles et se basent sur la physique des éléments (empirique ou théorique). La précision des spectres modèles dépend donc essentiellement de la précision des listes de raies d'absorption à partir desquelles les sections efficaces sont dérivées. Des listes de raies aussi précises sont nécessaires pour une large gamme de températures ( $\sim 300$  à  $4000$  K) et de compositions possibles dans les atmosphères exoplanétaires. Leurs valeurs sont mesurées en laboratoire ou ab initio à partir de simulations basées sur la chimie quantique, exemples de librairie : HITRAN (GORDON et al., 2022), ExoMol (TENNYSON et al., 2012), et HITEMP pour les hautes températures (ROTHMAN et al., 2010). La chimie à l'équilibre s'est révélée insuffisante pour modéliser les spectres observés et les phénomènes de déséquilibre doivent être pris en compte dans les modèles. Ils comprennent la modélisation détaillée de divers processus qui font sortir les atmosphères de l'équilibre chimique et radiatif, par exemple les processus cinétiques, la photochimie, les nuages, brumes et l'échappement atmosphérique.

## 4.2 Phénomènes atmosphériques

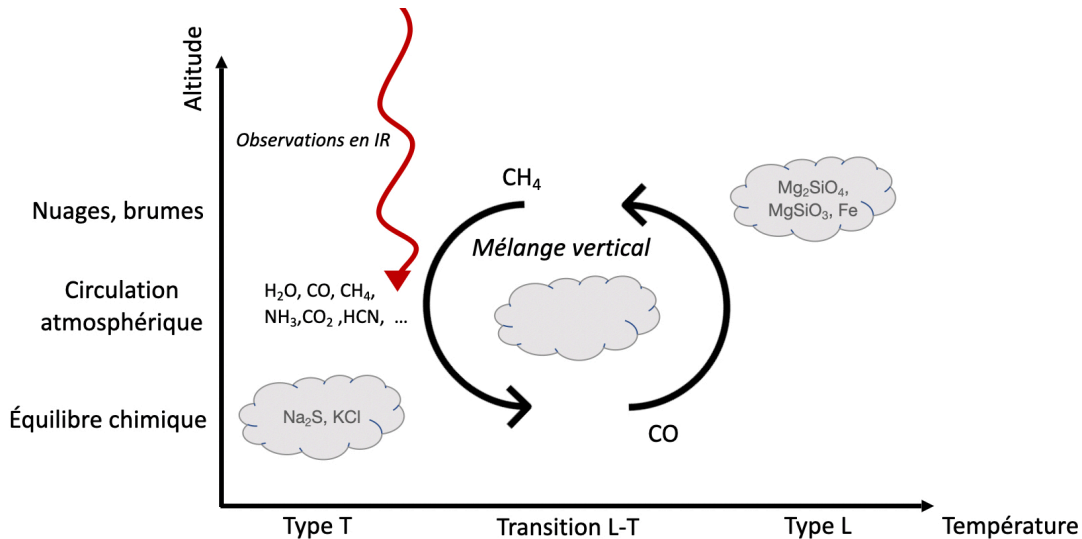


FIGURE 1.15 – Schéma de l'évolution des atmosphères le long de la séquence L–T. Les observations à plus grandes longueurs d'onde donnent accès aux atmosphères plus froides et à différents types de nuages.

**Composition chimique.** Les longueurs d'onde, de l'UV à l'IR, permettent de sonder des profondeurs différentes dans l'atmosphère et accéder à plusieurs espèces chimiques et divers phénomènes (figure 1.15). Les espèces atomiques et ioniques ont des absorptions fortes en UV et en visible en raison de leurs transitions électroniques. Les volatiles (H<sub>2</sub>O, CO, CH<sub>4</sub>) ont des caractéristiques en IR à cause de leurs transitions rovibrationnelles. Les molécules plus lourdes, telles que TiO, VO présentent également une forte absorption dans le visible. Ainsi, les différentes espèces chimiques détectées sondent différentes régions de l'atmosphère planétaire. Les observations en visible et UV sondent les parties hautes de l'atmosphère ( $\sim$  jusqu'à 1 mbar) où la photochimie

est la plus active, et notamment l'échappement atmosphérique au niveau des exosphères (pour les exoplanètes proches de leur étoile telles que les Jupiters chauds). L'IR sonde plus profond dans l'atmosphère jusqu'à  $\sim 1$  bar. Les éléments C, O et N, sont les plus abondants, après H et He, ainsi les molécules  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{NH}_3$ ,  $\text{HCN}$  et  $\text{CO}_2$  sont prédites depuis longtemps dans les atmosphères riches en  $\text{H}_2$  à hautes températures. Leurs abondances varient en fonction de la métallicité, de la température et du rapport C/O (MADHUSUDHAN, 2012).

**Nuages et transition L–T.** Dans le cas des naines brunes, la transition L–T marque le début de l'absorption du méthane. Cependant, les spectres de certaines exoplanètes à la transition L–T montrent un manque d'absorption du méthane par rapport aux naines brunes de champ avec des températures et des positions similaires dans le diagramme couleur–magnitude (figure 1.12). Les types L tardifs apparaissent plus rouges dans le diagramme couleur–magnitude avec des absorptions de CO dans leur spectre alors que les types T précoces apparaissent plus bleus avec une forte absorption de  $\text{CH}_4$ . L'hypothèse la plus favorable pour expliquer cette transition est liée à la formation de nuages de fer et de silicates dans les types L, ce qui les rend plus rouges avec un spectre d'émission similaire à celui d'un corps noir. Pour les objets plus froids, de type T, les nuages de fer et de silicate se forment plus profond dans l'atmosphère et passent sous la photosphère. La transition L–T pourrait être renforcée par des inhomogénéités dans la couverture nuageuse (BURGASSER et al., 2002). La présence de nuages est également suggérée par la variabilité temporelle des naines brunes (APAI et al., 2013; CROSSFIELD et al., 2014) et par la signature des silicates à  $10 \mu\text{m}$  détectées avec *Spitzer* pour certaines naines brunes (SUÁREZ et al., 2022). Pour les objets plus froids, le rougissement pourrait être dû à d'autres condensats tels que les nuages de sulfure, de sel alcalin et d'eau se formant à des températures plus basses (BURROWS et al., 2003). Les effets des nuages et des brumes sont mis en évidence par l'atténuation des caractéristiques spectrales des espèces chimiques censées dominer (DEMING et al., 2013), mais aussi par les pentes dans les spectres optiques dues la diffusion de Rayleigh (PONT et al., 2013). Pour estimer les opacités des nuages, il est nécessaire de bien modéliser chaque espèce qui peut former des condensats, estimer la taille de particules et leurs distributions verticales. Aux températures plutôt froides, beaucoup de constituants atmosphériques sont attendus être dans des phases condensées, en particulier Fe, Si et Mg, mais aussi des éléments plus réfractaires comme Al, Ca, Ti et V. Le traitement de la chimie des condensats est essentiel : les condensats peuvent s'évaporer ou se retrouver sous forme de grains solides ou liquide, qui continuent d'interagir chimiquement avec le gaz. La formation de pluies et de nuages influence la disponibilité de certains éléments, ce qui appauvrit les couches atmosphériques supérieures et modifie la composition.

La figure 1.16 indique que de nombreuses espèces devraient se condenser dans le régime de température de naines brunes et exoplanètes géantes. Elles ne sont pas toutes aussi importantes, par exemple le  $\text{TiO}$  a un rôle important pour contrôler l'opacité gazeuse dans les types L et M, mais pas les opacités nuageuses, car il est très peu abondant. Les éléments les plus abondants Fe-, Si- et Mg- ont des plus grandes contributions pour l'opacité (MARLEY et al., 2015). Par

exemple, la condensation des silicates appauvrie aussi l'oxygène d'environ 20% au-dessus de la couche de nuage (VISSCHER et al., 2010).

**Structure thermique.** Les profils thermiques ont une température qui décroît avec l'altitude. Contrairement aux Jupiters chauds, les atmosphères des exoplanètes à longues périodes sont dépourvues d'inversion thermique, entre autres, car il n'y a pas de radiation thermique de l'étoile. Cela est cohérent avec les spectres observés des exoplanètes dont les profils P–T ne présentent pas d'inversion (LAVIE et al., 2017). Les profils P–T sont évalués à partir des spectres observés et des méthodes d'inversion atmosphérique (partie 4.3). Dans le cas des Jupiters chauds, les profils sont mieux contraints lorsque les données aux longueurs d'onde du visible sont combinées avec des données IR, par exemple avec *Hubble* et *Spitzer* (MARLEY et al., 2013). On s'attend donc à ce qu'un plus grand domaine en longueur d'onde soit nécessaire pour contraindre les profils thermiques des planètes imagées également.

### 4.3 Interprétation des spectres observés

Pour interpréter les spectres observés, il existe différentes manières d'inverser les spectres, c'est-à-dire de mesurer les propriétés des exoplanètes à partir des spectres observés : le *forward*

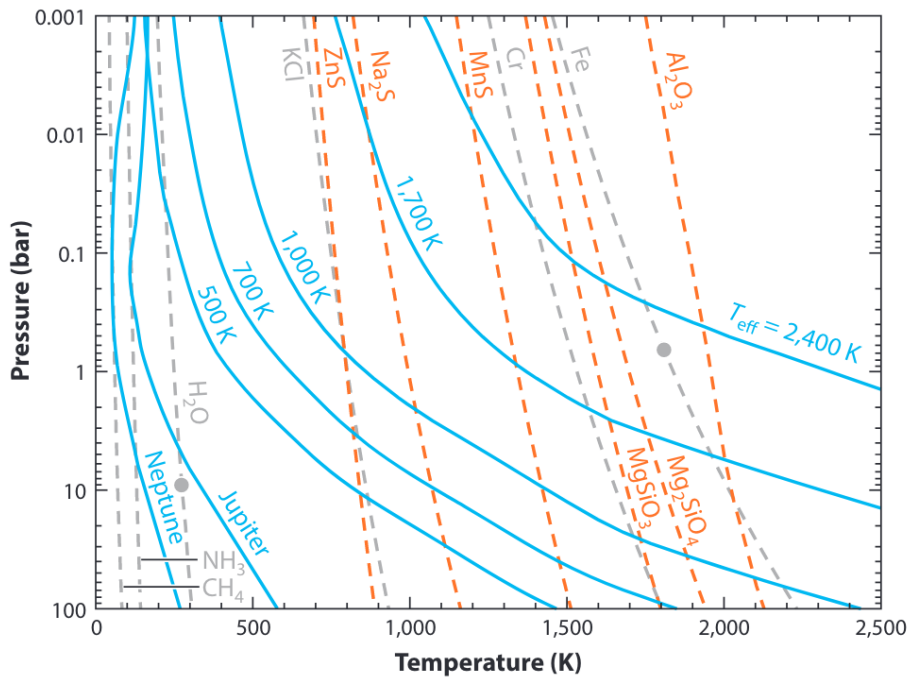


FIGURE 1.16 – Courbes de condensation pour une variété d'espèces en supposant des abondances solaire. Les courbes grises correspondent à la condensation directe, tandis que les courbes orange correspondent aux condensats qui se forment à la suite de réactions chimiques. Les cercles gris indiquent une transition liquide–solide. Plusieurs profils thermiques de modèles sans nuages sont présentés à titre de comparaison, ainsi que des profils empiriques de Jupiter et Neptune. Figure extraite de MARLEY et al. (2015).

*modeling* et les *retrievals*. L'objectif est de déterminer un ensemble de propriétés atmosphériques en comparant les observations à des modèles théoriques décrits dans la partie 4.1. Les propriétés dérivées comprennent les compositions chimiques, les profils de température, les propriétés des nuages et les écarts par rapport à l'équilibre chimique ou radiatif.

Les modèles atmosphériques permettent de générer des grilles de spectres synthétiques qui explorent un ensemble de paramètres  $\theta$  (tels que la température, la gravité de surface ou la métallicité). Le spectre observé  $\mathbf{X}$  est comparé aux spectres synthétiques d'une grille afin de retrouver celui qui reproduit le mieux les données,  $\mathbf{M}$  qui dépend du jeu de paramètre  $\theta$ , telle que :

$$\mathbf{X} \approx \mathbf{M}(\theta) + \sigma, \quad (1.5)$$

avec  $\sigma$  l'incertitude sur les mesures. L'objectif est donc d'estimer les paramètres  $\theta$  étant donné les observations  $\mathbf{X}$ . Il n'est pas possible de simplement inverser l'équation 1.5 à cause des non-linéarité des processus à prendre en compte dans la physique des atmosphères et du bruit dans les mesures  $\sigma$ . La manière la plus simple est de mesurer le  $\chi^2$  qui minimise la différence entre les deux spectres. La mesure du  $\chi^2$  s'exprime,

$$\chi^2 = \frac{\sum_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} (\mathbf{X} - \mathbf{M})}{\sigma^2}. \quad (1.6)$$

Des méthodes basées sur le théorème de Bayes sont souvent utilisées afin d'explorer les grilles de manière plus optimisée, en les interpolant sur des grilles de paramètres plus fins. Ces méthodes permettent aussi de propager les erreurs sur les spectres observés aux paramètres atmosphériques estimés.

$$P(\theta|\mathbf{X}, \mathbf{M}) = \frac{P(\mathbf{X}|\theta, \mathbf{M})P(\theta, \mathbf{M})}{P(\mathbf{X}|\mathbf{M})} \quad (1.7)$$

Ce théorème permet d'évaluer, pour un modèle donné  $\mathbf{M}$ , la probabilité postérieure des paramètres  $\theta$  en supposant les données  $\mathbf{X}$  :  $P(\theta|\mathbf{X}, \mathbf{M})$ . Le terme  $P(\mathbf{X}|\theta, \mathbf{M})$  est la probabilité d'obtenir les données  $\mathbf{X}$  compte tenu d'un ensemble de paramètres  $\theta$ , équivalent à la fonction de vraisemblance  $\mathcal{L}$ . La fonction  $\mathcal{L}$  mesure la ressemblance entre le spectre modèle et le spectre observé (en supposant une distribution gaussienne) :

$$\mathcal{L} = \prod_{l=1}^N \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(X_l - M_l)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (1.8)$$

avec  $N$  le nombre de points dans le spectre,  $l$  représente chaque point de données à chaque longueur d'onde. Le terme  $P(\theta, \mathbf{M})$  correspond aux *priors*, c'est-à-dire la pré-connaissance supposée pour chaque paramètre. Enfin,  $P(\mathbf{X}|\mathbf{M})$  correspond à l'évidence statistique et peut être mesuré en intégrant  $P(\mathbf{X}|\theta, \mathbf{M})P(\theta, \mathbf{M})$  sur tous les paramètres. La finalité est d'obtenir les valeurs  $\theta$  avec leur probabilité de distribution  $P(\theta|\mathbf{X}, \mathbf{M})$  qui maximise la vraisemblance  $\mathcal{L}$ . L'ensemble du processus est considéré comme une mise à jour des connaissances initiales, les *priors*, avec les informations supplémentaires provenant des données observées, par itération de l'équation 1.7. L'exploration de l'espace des paramètres peut être excessivement long, ainsi la stratégie la plus



courante est d'utiliser des chaînes MCMC (Markov-Chain Monte-Carlo). Le tirage de Monte-Carlo tire des valeurs aléatoires pour les paramètres  $\theta$  dans la distribution de *priors* donnée et génère un modèle à partir de ces paramètres : soit par interpolation de la grille synthétique de modèle dans le cas du *forward modeling*, soit en générant directement un spectre dans le cas des *retrievals*. La vraisemblance est ensuite calculée entre les données et le modèle. Le processus se répète suivant un modèle stochastique dont l'événement suivant dépend uniquement de la probabilité de l'événement précédent. Ainsi, le processus converge petit à petit vers un jeu de paramètres  $\theta$  correspondant au modèle le plus similaire possible du spectre observé. Le *nested sampling* (SKILING, 2004) est une technique bayésienne, alternative au MCMC, de plus en plus utilisée pour inverser des spectres en astrophysique. Cet algorithme explore l'espace des paramètres en utilisant des espaces de plus en plus petit. Cela permet d'explorer l'intégralité de l'espace en s'affranchissant du problème des maxima locaux de vraisemblance que l'on peut avoir avec le MCMC.

Les méthodes de *forward modeling* et de *retrieval* ont chacune leurs avantages et inconvénients. Les *retrievals* sont entraînés par les données, le spectre observé est utilisé pour identifier les paramètres possibles. Ce sont souvent des modèles simplifiées, afin de générer un spectre à chaque itération, mais qui utilise un large domaine de paramètres. L'inconvénient principal est la perte d'information physique réaliste. En effet, la variation d'un trop grand nombre de paramètres peut mener à un sur-ajustement des modèles sur les données et donc une surinterprétation. La qualité du *retrieval* dépend fortement de la qualité des données, par exemple, une signature spectrale faible peut être interprétée comme la présence de nuages (DEMING et al., 2013) ou par une faible abondance du composé chimique responsable de cette signature (MADHUSUDHAN et al., 2014). Le *forward modeling* est déterminé par les modèles directement, ce qui permet de bien prendre en compte la physique des atmosphères et de pouvoir utiliser des modèles complexes (comme des modèles 3D), toute la physique en jeu peut être expliquée. Cependant, ils ne se comparent pas directement aux données et peuvent être biaisés par les hypothèses prises en compte dans les modèles. Il est plus difficile de lever les dégénérescences entre des paramètres.

Dans les chapitres 3 et 4, j'utilise une simple minimisation du  $\chi^2$  entre les données simulées et une grille de modèle. Dans le chapitre 5, le code `ForMoSA` (PETRUS et al., 2023) basé sur du *Nested sampling* est utilisé en complément, pour interpréter les données coronographiques de MIRI. Les modélisations spectrales sont basées sur les modèles auto-cohérents Exo-REM et ATMO, ainsi, il s'agit uniquement de *forward modelling*.

## 5 La formation planétaire

Les planètes géantes sont essentielles pour comprendre les processus de formation planétaire : elles influencent la dynamique des systèmes et des autres planètes plus petites. La formation planétaire est composée de plusieurs étapes, résumées sur la figure 1.17. Les étoiles naissent dans

des nuages moléculaires qui s'effondrent pour former une protoétoile en leur centre (environ 0.1 million d'années). La poussière et le gaz qui restent orbitent autour de cette jeune étoile, et évoluent en disque protoplanétaire où les planètes commencent à se former en accrétant de la matière. On estime que les planètes mettent de 1 à quelques millions d'années à se former quand le disque est riche en gaz et poussières. Puis, le gaz se dissipe et le disque protoplanétaire évolue en disque de débris. Il se suit des étapes de collisions de protoplanètes, dans le disque de débris qui produit une seconde génération de poussières résultant des collisions, et la formation planétaire continue (HUGHES et al., 2018). Au bout d'environ 100 millions d'années, les systèmes planétaires sont formés, mais la formation des planètes telluriques et des lunes se poursuit. Il existe différents scénarios possibles pour expliquer la formation des planètes géantes. La dynamique gravitationnelle dans le disque conduit à la formation des planètes géantes, classée en deux mécanismes principaux : l'accrétion sur le cœur (POLLACK et al., 1996) et l'instabilité gravitationnelle (BOSS, 1997).

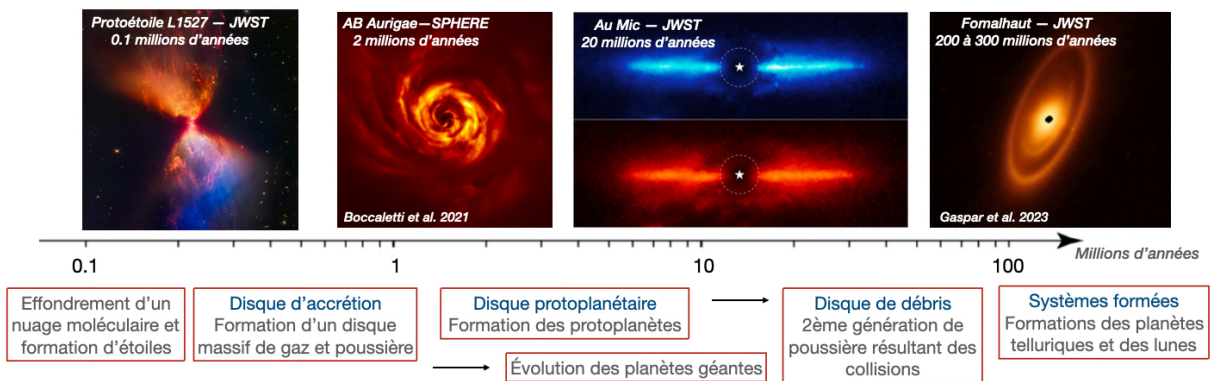


FIGURE 1.17 – Résumé des étapes de la formation planétaire, illustré par des images de protoétoile et disques de JWST et SPHERE.

## 5.1 Les différents mécanismes

**Accrétion sur le cœur.** Au cours du premier million d'années, des cœurs de  $\sim 10 M_{\oplus}$  se forment par divers mécanismes. D'abord, les poussières atteignent quelques dizaines de centimètres par coagulation des poussières. Puis, elles grandissent par collisions. Cependant, ce mode de croissance affronte un problème appelé « la barrière du mètre ». Les grains sont devenus suffisamment gros pour se découpler du gaz, qui va exercer une forte force de friction sur eux. Alors, les vitesses relatives de collision accélèrent et les corps devraient être détruits par érosion. De plus, ils vont spiraler vers l'étoile, car la friction leur fait perdre du moment cinétique. Cette barrière est résolue par plusieurs scénarios : l'instabilité de diffusion *streaming instability* (YOU DIN et al., 2005) indique que des zones dans lesquelles les particules solides peuvent s'accumuler sont créées par la turbulence du gaz, ainsi les corps s'accroissent plus rapidement. Un second est appelé le scénario de *pebble accretion* (LAMBRECHTS et al., 2012 ; ORMEL et al., 2010) : des grains de quelques dizaines de mètres, les *pebbles*, sont créés localement et suivent le planétésimal à travers le disque. Ce scénario est sûrement plus probable, car la vitesse relative entre les *pebbles*

et le planétésimal en formation reste faible. Une fois la barrière du mètre franchie, on obtient des planétésimaux qui continuent de grossir de manière exponentielle et oligarchique (KOKUBO et al., 1998) jusqu'à atteindre une masse critique (PAPALOIZOU et al., 1999) entre 5 et 20  $M_{\oplus}$ . La dernière étape est celle de l'accrétion beaucoup plus lente du gaz. Lorsque le noyau solide et l'enveloppe gazeuse ont une masse similaire, le corps atteint une masse critique et l'accrétion du gaz s'emballé : une planète géante est entièrement formée (IDA et al., 2004b ; IDA et al., 2004a). Les planètes PDS 70 b et c, observées en imagerie, sont des planètes en formation qui accrètent encore de la matière de leur disque protoplanétaire (MÜLLER et al., 2018 ; HAFFERT et al., 2019). Si les protoplanètes ne déclenchent pas d'effondrement du gaz sur elles-mêmes, elles deviennent des planètes telluriques et non des géantes gazeuses.

**Instabilité gravitationnelle.** Selon ce mécanisme, les planètes se forment suite à des instabilités gravitationnelles dans le disque (BOSS, 1997). Lors de la formation du disque autour d'une protoétoile, des instabilités à grande échelle peuvent se développer et créer des zones de surdensité. Le disque s'effondre localement sous sa propre gravité, formant des petits groupes de gaz et de poussières dans lesquelles se forme une planète géante. Il s'agit d'un mécanisme rapide (BOSS, 2000 ; CAMERON, 1978 ; MERCER et al., 2020). Le disque doit être assez massif pour développer des instabilités, qui induisent des bras spiraux où vont se former les planètes. Ce mécanisme forme des planètes uniquement à large distance de l'étoile, car à courte séparation, le gaz s'évapore et ne peut s'effondrer gravitationnellement (OWEN et al., 2015 ; OWEN et al., 2017). De plus, les zones externes (au-delà de 100 au) sont plus denses et froides, alors plus propices à la fragmentation du disque (NAYAKSHIN, 2017). D'après les relevés en imagerie directe, les planètes se formant par instabilité gravitationnelle sont plutôt rares (VIGAN et al., 2021 ; RAMEAU et al., 2013a).

**Migration.** Tout au long de leur formation, la migration des planètes dans le disque a un impact important sur leur formation et évolution. Toutes les planètes géantes se forment dans la partie externe du disque et migrent plus proche de l'étoile par interaction avec le gaz (TANAKA et al., 2002 ; D'ANGELO et al., 2008). La migration par interaction gravitationnelle avec une autre planète est aussi possible et augmente son excentricité en réduisant son demi-grand axe dès que le disque disparaît. Il existe deux types de migration : le type I correspond à la migration rapide vers l'étoile (environ 0.1 million d'années pour une planète de  $10_{\oplus}$  et plus rapide pour les planètes plus massives). Il s'agit du type de migration le plus courant. Les interactions avec le disque accélèrent, ralentissent ou stoppent la migration. Les planètes géantes migrent vers le disque en continuant d'accréter du gaz. Dans le cas de la migration du type II, la planète s'éloigne de l'étoile. Cela concerne les planètes avec une masse suffisante pour atteindre  $10 M_{Jup}$  et créer un sillon autour de leur orbite. La migration a un fort impact sur l'architecture et donc la morphologie du système, elle crée des orbites résonantes entre les planètes (TERQUEM et al., 2007). Elle peut aussi provoquer l'éjection de planète (RAYMOND et al., 2010), sculpter les disques de débris (RAYMOND et al., 2012) ou même déstabiliser la distribution de petits corps dans le système (grand bombardement tardif, GOMES et al., 2005). Des études de population

de planètes synthétiques ont permis de mieux comprendre la démographie des planètes en étudiant les distributions des valeurs de rayons et luminosité de chaque planète en fonction de leur condition d'évolution (par exemple, IDA et al., 2013; MORDASINI, 2018).

**Conditions initiales et évolution.** D'après les études démographiques, le scénario de formation par accrétion sur le cœur peut rendre compte de la présence des planètes à courtes périodes. À plus grande séparation (relevé en imagerie directe), on retrouve deux populations d'objets avec des paramètres communs (le demi-grand axe et la température). Cependant, elles ont pu se former différemment : accrétion sur le cœur et instabilité du disque pour les planètes, tandis que les naines brunes sont formées selon le mécanisme stellaire de fragmentation gravo-turbulente de nuages moléculaires. Les planètes et les naines brunes ont des masses trop faibles pour enclencher la fusion de l'hydrogène, elles se refroidissent et se contractent au cours du temps. Les conditions initiales sont alors importantes : dans le cas d'un *cool-start*, un choc dissipe l'entropie initialement présente dans le disque, alors que dans le cas d'un *hot-start*, toute l'entropie du disque est transférée dans la planète (SPIEGEL et al., 2012). On retrouve aussi des conditions intermédiaires *warm-start* (en intégrant des paramètres de poids sur les taux de perte d'entropie par l'accrétion de matière ou l'effondrement de fragments du disque). Cette entropie initiale est cependant difficile à modéliser et n'est sûrement pas entièrement représentative du mode de formation (CUMMING et al., 2018; MORDASINI et al., 2012). Les modèles récents montrent que les planètes formées par accrétion sur le cœur peuvent être compatibles avec des évolutions de luminosité de type *hot-start*, excepté peut-être 51 Eri b (SPIEGEL et al., 2012). La masse, le rayon et la température de la planète résulte de son mécanisme de formation et notamment de ses conditions initiales, comme on peut le voir sur la figure 1.18. Ces modèles d'évolutions sont primordiaux pour estimer les masses et les rayons des planètes imagées, basés sur leur luminosité et l'âge du système (CHABRIER et al., 2000; BARAFFE et al., 2003). Les estimations des masses sont donc affectées par les incertitudes de ces modèles et requièrent l'âge du système mesuré avec précision. Dans certains cas, il y a ainsi une dégénérescence importante entre l'âge, la masse et la température (comme pour GJ 504 b, chapitre 4, partie 4).

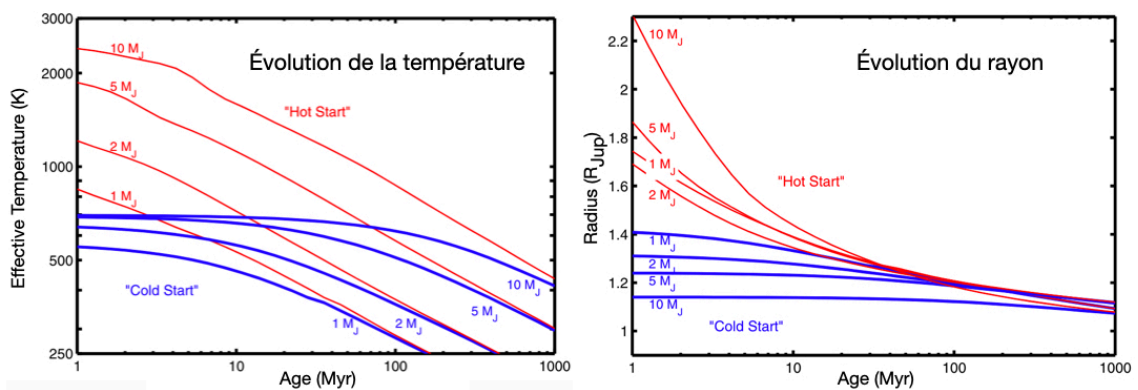


FIGURE 1.18 – Évolution de la température (à gauche) et du rayon (à droite) pour plusieurs valeurs de masse planétaire entre 1 et  $10 M_{Jup}$  et selon les conditions initiales *hot-start* ou *cold-start*. Figures extraites de SPIEGEL et al. (2012).

## 5.2 Lien entre la formation des planètes et leur atmosphère

Les paramètres atmosphériques apportent des indices importants pour comprendre les mécanismes de formation et d'évolution des exoplanètes. Dans le cas des planètes géantes, les atmosphères primaires dominées en H/He sont des traceurs de l'histoire de l'accrétion. Dans les disques protoplanétaires, l'abondance des éléments en phase gazeuse ou condensés va dépendre des positions des lignes de glaces (ligne isotherme au-delà de laquelle une espèce chimique se condense). Par conséquent, mesurer les rapports C/O ou le contenu en éléments réfractaires peut s'avérer pertinent pour relier les propriétés atmosphériques des planètes géantes à leurs régions de formation et à leurs chemins migratoires (ÖBERG et al., 2021). Lorsque les planètes se forment par accrétion sur le cœur, la composition de l'enveloppe planétaire dépend du rapport C/O du gaz, de la quantité de grains solides glacés incorporés dans l'atmosphère, ainsi que de sa position dans le disque. Tandis que dans le cas de formation par instabilité gravitationnelle, tous les matériaux sont mixés, un C/O stellaire est attendu (C/O = 0.55 pour le Système solaire). Dans la région de formation des planètes géantes, entre la ligne de glace de CO et H<sub>2</sub>O (respectivement à 20 ua et 1 ua dans le cas du Soleil), l'oxygène est présent sous forme de grains glacés tandis que le carbone reste dans la phase gazeuse. En se basant sur les modèles standards d'accrétion sur le cœur, la majeure partie de l'atmosphère provient du gaz du disque en dehors de la ligne de glace de l'eau, ainsi l'atmosphère aura un rapport C/O  $\sim 1$ . Les atmosphères fortement contaminées par l'évaporation de planétésimaux auront un C/O stellaire ou substellaire lorsqu'elles sont formées au même rayon dans le disque.

La figure 1.19, extraite de ÖBERG et al. (2021), montre l'évolution du C/O et du N/O dans le disque protoplanétaire en fonction des lignes de glaces. L'azote est le troisième élément le plus abondant et semble important pour obtenir des contraintes supplémentaires sur la formation. Le rapport N/O en phase gazeuse augmente de façon monotone avec la distance orbitale, car les molécules avec de l'oxygène sont progressivement éliminées en phase gazeuse par condensation. Le N<sub>2</sub> qui est très volatil reste sous forme de gaz. Les planètes se formant à large distance et dominées par un enrichissement en solide auront des N/O et N/C faibles, et inversement si elles sont enrichies en N<sub>2</sub>. Dans le cas de Jupiter, l'abondance de N est élevée par rapport aux autres éléments. ÖBERG et al. (2019) propose que Jupiter ait pu se former initialement à l'extérieur de la ligne de glace N<sub>2</sub> (> 30 ua) où les rapports élémentaires solides coïncident avec les valeurs solaires. En effet, si les planètes se forment assez loin, le N<sub>2</sub> est sous forme de glace et cela mène à un enrichissement en N. Les rapports d'abondance avec l'azote a donc aussi un intérêt pour étudier la migration des planètes géantes (TURRINI et al., 2021). De manière générale, le contenu en élément réfractaire (R) : Fe, Na, K, Si, Mg, Ti, ..., comparé à l'oxygène (R/O) pourrait indiquer si la planète a migré de manière significative pendant sa formation. À des températures plus intermédiaires, les molécules H<sub>2</sub>S et PH<sub>3</sub> pourraient aussi être des traceurs d'éléments réfractaires intéressants, car elles sont les molécules dominantes contenant du P et du S dans le disque (ÖBERG et al., 2019). La métallicité dépend aussi du mécanisme de formation de l'atmosphère et peut fournir des contraintes supplémentaires sur le lieu où la planète s'est formée dans le disque (ÖBERG et al., 2011). Les rapports d'abondance isotopique sont aussi

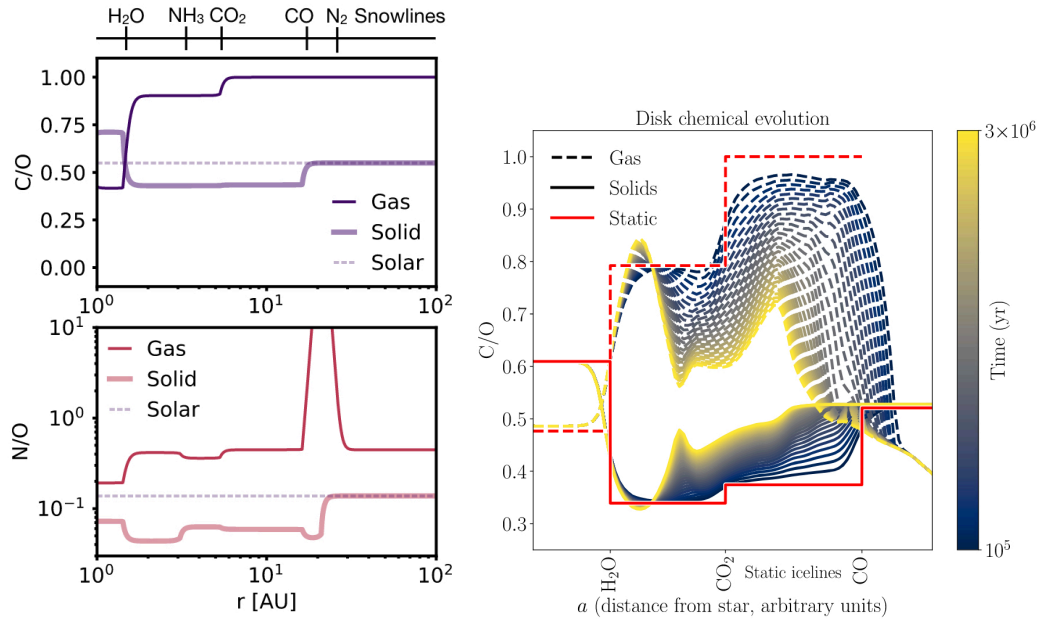


FIGURE 1.19 – Lien entre les propriétés atmosphériques des exoplanètes et leur formation. Gauche : Évolution des rapports C/O et N/O en fonction de la distance radiale à l'étoile en phase solide et gazeuse. Figure extraite de ÖBERG et al. (2021). Droite : Évolution du rapport C/O dans le disque. La courbe rouge correspond à celle de la figure de gauche (en haut), et les courbes jaunes à bleus sont obtenues avec un modèle tenant compte l'évolution chimique dans le disque. Figure extraite de MOLLIÈRE et al. (2022).

intéressants pour comprendre l'origine et l'évolution des systèmes planétaires, car ils peuvent aussi être modifiés selon les répartitions de la glace et du gaz dans les disques protoplanétaires. Le rapport  $^{12}CO/^{13}CO$  a été mesuré pour la première fois dans la planète imagée TYC 8998 b par ZHANG et al. (2021a). L'enrichissement en  $^{13}CO$  indique qu'elle a accreté une fraction significative de son carbone à partir de glaces enrichies en  $^{13}C$  à large séparation.

L'utilisation de ces rapports pour interpréter la formation des planètes a des limites. Ils présentent une vision simplifiée de la formation planétaire. Par exemple, la valeur du C/O dans le disque dépend de l'âge du système et ainsi, la composition entre le disque et la composition de l'atmosphère n'est pas directe. Le rapport C/O de l'atmosphère peut aussi varier avec la température de la planète (graphique de gauche sur la figure 1.19, MOLLIÈRE et al., 2022). La mesure du N/O reste un enjeu. La mesure des abondances de HCN et  $NH_3$  ne sont pas immédiates et dépendent d'autres paramètres atmosphériques (OHNO et al., 2022a; OHNO et al., 2022b). De plus, le diazote ne possède pas de bandes d'absorptions détectables, son abondance est alors difficile à évaluer. En conclusion, les rapports C/O, N/O et de manière générale, l'enrichissement ou l'appauvrissement en un élément comparé à un autre, donnent des indices clés sur les lieux de formation de la planète par rapport aux lignes de glaces qui dictent la composition du disque protoplanétaire. Néanmoins, ces rapports dépendent de la mesure des abondances moléculaires, qui ne sont pas toujours simples à mesurer. Les futures mesures d'isotopologues dans les atmosphères d'exoplanètes pourront fournir des contraintes uniques sur le lieu et le mécanisme

de formation des planètes. Cette mesure reste encore limitée, car il est difficile de mesurer les signatures spectrales de différents isotopes. Plusieurs études ont montré le potentiel de détection de ces isotopologues (du monoxyde de carbone  $^{13}\text{CO}$ , du méthane  $\text{CH}_3\text{D}$  et de l'eau  $\text{HDO}$ ) grâce aux futurs instruments (MORLEY et al., 2019; MOLLIÈRE et al., 2019). En particulier, les isotopes du  $\text{NH}_3$  sont accessibles au mode MRS de MIRI. L'objectif ultime est donc de contraindre le mécanisme de formation primordial des exoplanètes en utilisant les abondances chimiques observées.

# Chapitre 2

Le James Webb Space Telescope pour  
l'observation des exoplanètes



## 1 Le James Webb Space Telescope

### 1.1 Origine et historique du projet

Avant même le lancement du télescope spatial *Hubble* en 1990, des premières études sont lancées pour réfléchir à son successeur. Ainsi en 1989, il est souhaité un télescope avec un diamètre beaucoup plus grand que *Hubble*, fonctionnant en infrarouge, et donc localisé en orbite haute ou sur la Lune pour s’affranchir du rayonnement thermique de la Terre. En 1997, l’Agence Spatiale Européenne (ESA) et l’Agence Spatiale Canadienne (CSA) rejoignent ce projet initié par l’Agence Spatiale Américaine (NASA). Les agences spatiales travaillent ensemble pour définir les grands objectifs scientifiques du *Next Generation Space Telescope* (NGST). En 2001, la taille du miroir est fixée à 6.5 mètres. Le télescope est renommé le *James Webb Space Telescope* l’année suivante, et c’est seulement en 2007 que tous les accords sont signés entre les différents acteurs. Les objectifs scientifiques pour lesquels le télescope a été conçu sont : la recherche des premières étoiles et galaxies apparues dans l’univers après le Big Bang, la compréhension de la formation et de l’évolution des galaxies, des étoiles et du milieu interstellaire. Ces thématiques ont orienté le choix des spécifications techniques qui consistent à obtenir une très grande sensibilité dans l’IR. Au cours de la période de définition des objectifs scientifiques et du début de la construction du télescope, un nouveau domaine de recherche émerge et se développe rapidement : la découverte et la caractérisation des exoplanètes. La sensibilité et la capacité d’observer en infrarouge du JWST sont idéales pour que l’étude des exoplanètes devienne un des premiers objectifs scientifiques de cet observatoire. Le JWST est lancé le 25 décembre 2021 par une fusée Ariane 5 ECA (photo de la figure 2.1). Après quatre semaines de croisière et son déploiement depuis l’espace, la période de mise en service (le *commissioning*) commence. Les instruments sont calibrés et leurs performances sont évaluées. Les résultats du *commissioning* montrent que les performances atteintes sont meilleures que les exigences initiales (RIGBY et al., 2023) et les opérations scientifiques commencèrent en juillet 2022.



FIGURE 2.1 – Lancement du JWST par une fusée Ariane 5 depuis la base spatiale européenne à Kourou. Crédit photo : A. Hara.

## 1.2 Présentation de l'observatoire

Les informations de cette partie proviennent du site internet résumant la documentation du JWST, de ses instruments et modes d'observation, JDocs : [jwst-docs.stsci.edu](http://jwst-docs.stsci.edu). Le JWST est positionné en orbite autour du deuxième point de Lagrange Soleil–Terre, à 1.5 million de km de la Terre. À cette position, JWST effectue des observations en continu, avec une grande stabilité thermique, tout en étant situé suffisamment proche de la Terre pour que les données collectées puissent être transférées avec un débit élevé. L'observatoire JWST est composé d'une plateforme, d'un bouclier solaire, des optiques principales du télescope (OTE) et du module contenant les instruments scientifiques (ISIM). Ces composants sont présentés sur le schéma ci-dessous (figure 2.2).

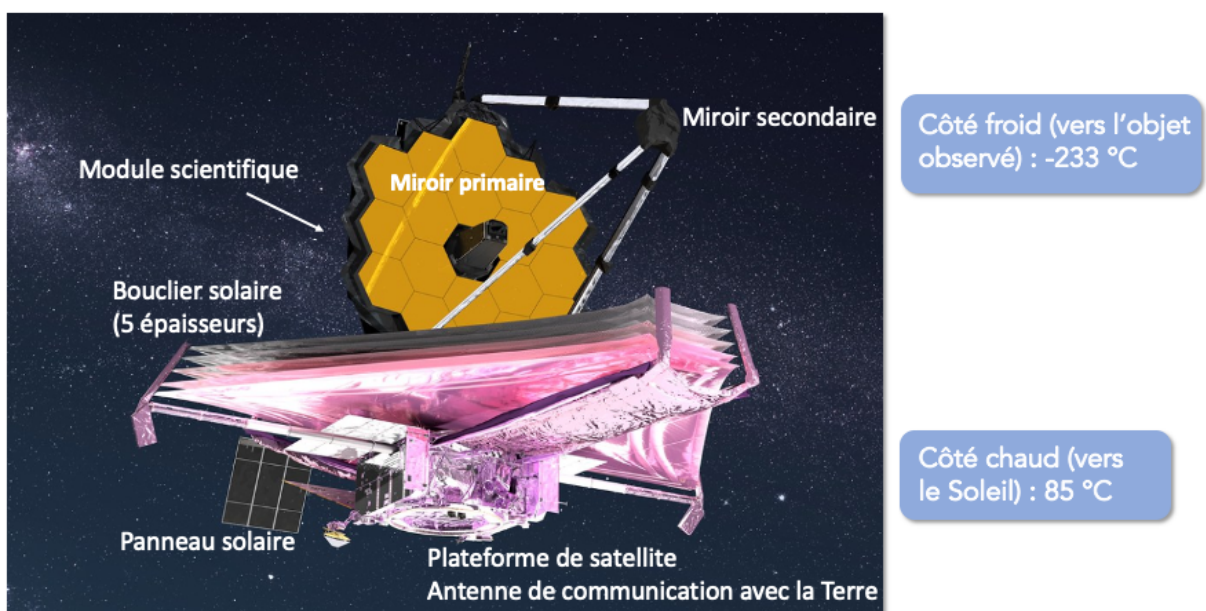


FIGURE 2.2 – Présentation des différents composants du JWST.

**Le bouclier solaire.** Pour que le JWST puisse détecter la lumière infrarouge d'objets peu lumineux, le télescope et les instruments scientifiques sont refroidis. L'observatoire possède donc deux zones thermiques distinctes : le côté chaud à  $\sim 350$  K orienté vers le Soleil et la Terre, et le côté froid à  $\sim 40$  K. Ces deux côtés sont séparés par un bouclier solaire qui intercepte plus de 200 000 W d'énergie rayonnante du Soleil, mais ne transmet qu'environ 1 W à l'OTE et à l'ISIM. En diffusant l'énergie solaire dans l'espace, il permet à l'OTE et à l'ISIM de se refroidir passivement jusqu'à des températures cryogéniques, sans avoir recours à des cryogènes consommables. Le bouclier est composé de cinq couches d'un film polyimide recouvert d'aluminium appelé kapton. Chaque couche mesure environ 21 m de long et 14 m de large.

**Le système optique.** Le télescope JWST est de type Cassegrain, avec un miroir primaire composé de 18 segments hexagonaux de 1.4 m de diamètre. Les segments sont alignés pour agir comme un grand miroir de 6.5 m. La surface collectrice du miroir primaire est de  $25.4 \text{ m}^2$ . Chaque

segment du miroir primaire est doté d'actionneurs à l'arrière qui permettent de contrôler les 6 degrés de liberté avec une précision supérieure à 10 nm. Un 7e actionneur sur chaque segment contrôle son rayon de courbure, corrigeant les légères variations de fabrication et garantissant que les distances focales des 18 segments sont très proches les unes des autres. Le miroir secondaire est un miroir circulaire convexe de 0.74 m de diamètre, il contient également un ensemble de six actionneurs pour contrôler sa position et son orientation. Le primaire et le secondaire font converger les faisceaux en un foyer Cassegrain devant le module scientifique.

### 1.3 Les instruments scientifiques.

Le module scientifique est composé de quatre instruments, le détecteur de guidage fin *Fine Guidance Sensor* (FGS), et l'ordinateur de traitement des données. Il abrite également des composants électroniques qui contrôlent les détecteurs et les mécanismes des instruments, maintiennent l'environnement thermique et assurent la commande et le traitement des données pour les instruments scientifiques et le FGS. Parmi les quatre instruments, trois d'entre eux effectuent des observations en IR proche et un en IR moyen. La figure 2.3 présente les différents modes d'observation à bord du JWST. Les modes spectroscopiques sont disponibles avec les quatre instruments et trois d'entre eux, NIRC*am*, NIRISS et MIRI, permettent différents modes d'imagerie en IR proche et moyen pour MIRI.

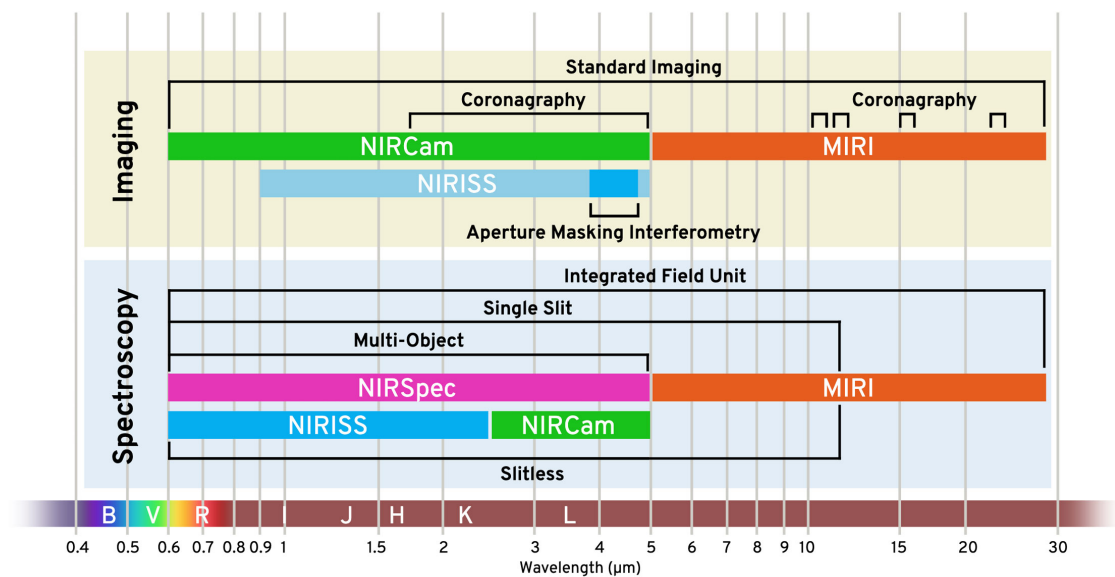


FIGURE 2.3 – Diversité des modes d'observation à bord du JWST en imagerie et spectroscopie en fonction de la longueur d'onde. Source : STScI.

La caméra en IR proche **NIRC*am*** a des capacités d'imagerie, de coronagraphie, de spectroscopie sans fente à grand champ et permet d'effectuer des observations en séries temporelles de 0.6 à 5.0  $\mu\text{m}$ . NIRC*am* a cinq modes d'observation : 1/ De l'imagerie de deux champs de  $2.2' \times 2.2'$  séparés par un espace de  $44''$  couvrant au total une surface de  $9.7' \times 9.7'$  avec 29 filtres

de différentes largeurs de bandes et longueur d'onde. 2/ Un mode d'imagerie en coronagraphie à plusieurs longueurs d'onde grâce à 5 masques (masque rond de type Lyot et masque *wedge*). 3/ De la spectroscopie grand champ sans fente de 2.4 à 5  $\mu\text{m}$  qui utilisent des grismes avec une résolution spectrale de  $R = 1600$  à 4  $\mu\text{m}$ . 4/ De l'imagerie en séries temporelles, et 5/ de la spectroscopie en séries temporelles avec les grismes. La caméra est aussi utilisée pour mesurer le front d'onde pour l'alignement des miroirs du JWST. NIRcam a deux modules avec des champs de vues adjacents qui observent simultanément les longueurs d'onde courtes (0.6 à 2.3  $\mu\text{m}$ ) et les longueurs d'onde plus grandes (2.4 à 5  $\mu\text{m}$ ). Cette caméra a des excellentes performances en sensibilité : avec un temps d'observation de 10 ks, il est possible d'atteindre un  $S/N = 10$  pour une source ponctuelle de 10 nJy (soit une magnitude AB de 28.9) avec les filtres à large bande.

Le spectrographe proche infrarouge **NIRSpec** fournit de la spectroscopie de 0.6 à 5.3  $\mu\text{m}$  dans un champ de vue de  $3.4' \times 3.6'$  avec un assemblage de micro-obturbateurs (MSA), une unité intégrale de champ (IFU) et de fentes fixes. Les quatre modes d'observation sont 1/ la spectroscopie multiobjets avec le MSA, 2/ la spectro-imagerie avec l'IFU, 3/ la spectroscopie d'objets uniques avec les fentes fixes, et 4/ la spectroscopie de séries temporelles d'objets brillants (BOTS). Il est équipé d'un prisme couvrant tout le domaine spectral avec une résolution spectrale  $R = 100$ , et des réseaux à moyenne ou haute résolution ( $R \sim 1000$  ou  $R \sim 2700$ ) combinés aux différents filtres avec des domaines spectraux plus restreints.

Le troisième instrument en IR proche **NIRISS**, *Near Infrared Imager and Slitless Spectrograph*, offre des modes d'observation de spectroscopie sans fente, d'imagerie interférométrique à fort contraste et d'imagerie classique à des longueurs d'onde comprises entre 0.6 et 5  $\mu\text{m}$  sur un champ de vue de  $2.2' \times 2.2'$ . Il permet 4 modes d'observation : 1/ La spectroscopie sans fente à grand champ (WFSS) sur l'ensemble du champ de vue. 2/ La spectroscopie sans fente à objet unique (SOSS), optimisée pour les observations de séries temporelles (TSO). 3/ L'interférométrie à masquage de pupille (AMI) à travers des filtres spécifiques, grâce à un masque à 7 sous-ouvertures. 4/ L'imagerie dans 7 filtres à bande large et 5 filtres à bande moyenne qui correspondent étroitement au jeu de filtres de NIRCam entre 0.9 et 5  $\mu\text{m}$ .

Le dernier instrument est l'unique instrument qui observe en IR moyen, il permet d'accéder aux longueurs d'ondes supérieures à 5  $\mu\text{m}$ . Le *Mid-Infrared Instrument* **MIRI** offre des modes d'observation d'imagerie, de coronagraphie et de spectroscopie entre 4.9 et 27.9  $\mu\text{m}$ . L'infrarouge moyen est particulièrement intéressant pour de nombreuses thématiques de l'astrophysique, entre autres : l'imagerie directe des exoplanètes et la spectroscopie de leur atmosphère, l'identification et la caractérisation des premières galaxies à des *redshifts*  $z > 7$ , et l'analyse de la poussière chaude ainsi que du gaz moléculaire dans les jeunes étoiles et dans les disques protoplanétaires. Pendant ma thèse, je me suis intéressée uniquement aux observations avec MIRI, ainsi, cet instrument est présenté plus en détail par la suite.

## 2 MIRI

### 2.1 Présentation générale

La plupart des grands observatoires n’offrent pas la possibilité d’effectuer des observations en infrarouge moyen. Depuis le sol, le fond de ciel thermique de l’atmosphère et des télescopes terrestres aveugle les instruments et les réseaux de détecteurs saturent rapidement. Par conséquent, le domaine de l’infrarouge moyen dépend fortement des télescopes refroidis dans l’espace, tels qu’IRAS *Infrared Astronomical Satellite* (NEUGEBAUER et al., 1984), ISO *Infrared Space Observatory* (KESSLER, 2002), *Spitzer* (WERNER et al., 2004), Akari (MURAKAMI et al., 2007) et WISE *Wide-Field Infrared Survey Explorer* (WRIGHT et al., 2010). Ces missions spatiales ont permis de réaliser d’énormes gains de sensibilité, grâce aux observations qui s’affranchissent des émissions thermiques de l’atmosphère et du télescope. Cependant, le lancement des télescopes dans l’espace impose une limite en taille, ils doivent être suffisamment petits pour tenir dans la coiffe d’une fusée au lancement. Ils sont ainsi limités en termes de résolution angulaire. Grâce à la taille de son miroir, le JWST apporte une amélioration considérable :

- Par rapport aux télescopes terrestres de 8 m, avec les instruments tels que COMICS *Cooled Mid-IR Camera and Spectrometer* sur Subaru (KATAZA et al., 2000), CanariCam sur le Gran Telescopio Canarias (TELESCO et al., 2003), T-ReCS *Thermal-Region Camera Spectrograph* à l’Observatoire Gemini (DE BUIZER et al., 2006), et VISIR sur le VLT (LAGAGE et al., 2004) : la résolution angulaire de VISIR est seulement 1.25 fois meilleure que celle du JWST. Le gain en sensibilité pour l’imagerie est d’un facteur  $\sim 3000$ , et pour la spectroscopie à moyenne résolution ( $R \sim 3000$ ) d’un facteur  $\sim 1000$ .
- Par rapport à *Spitzer*, pour la spectroscopie en IR moyen et à moyenne résolution, le gain en sensibilité est 50 fois supérieur avec une résolution spatiale 7 fois plus élevée <sup>1</sup>.

Le JWST apporte une amélioration spectaculaire de la sensibilité spectroscopique et de la résolution spectrale par rapport aux observatoires précédents. Les comparaisons des sensibilités sont présentées sur la figure 2.4. MIRI combine des niveaux de sensibilité sans précédent, une résolution angulaire inférieure à la seconde d’arc, l’absence de turbulence atmosphérique et la stabilité inhérente aux observations dans l’espace, et enfin un ensemble de capacités polyvalentes : l’imagerie, la spectroscopie à basse et moyenne résolution et la coronagraphie (RIEKE et al., 2015).

La figure 2.5 est une photo de MIRI avant qu’il ne soit assemblé avec les autres instruments dans l’ISIM (à gauche) et une photo de la roue à filtre (à droite). MIRI est composé de deux modules : un imageur MIRIM et un spectromètre à moyenne résolution, le MRS. Il utilise trois détecteurs de conduction de la bande d’impureté du silicium dopé à l’arsenic (Si :As IBC), un pour MIRIM et deux pour le MRS dans lequel la lumière est subdivisée en deux modules de longueurs d’ondes courtes et longues avec chacun un détecteur associé. Deux schémas de lecture sont proposés pour les observations scientifiques : le mode FAST utilisé principalement (temps de

---

1. Comparaison des niveaux de sensibilités : [stsci.edu/jwst/about-jwst/history/historical-sensitivity-estimates](https://stsci.edu/jwst/about-jwst/history/historical-sensitivity-estimates).

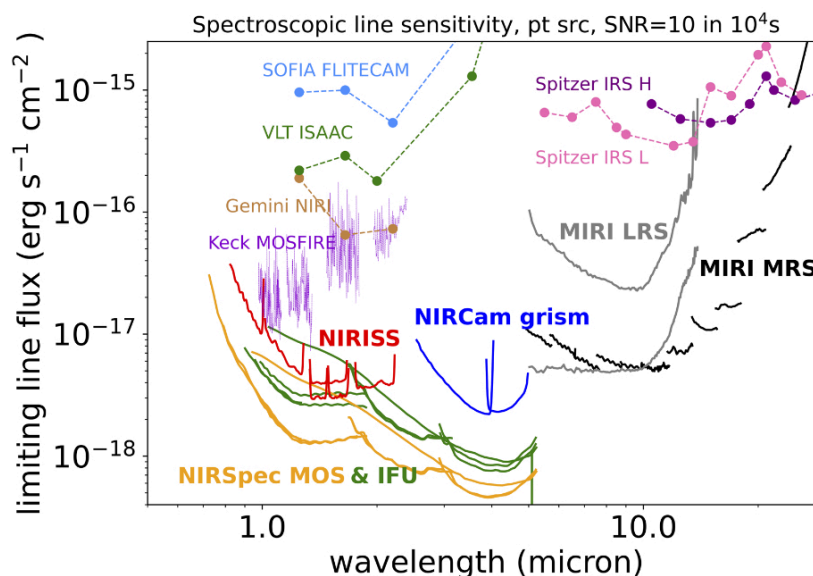


FIGURE 2.4 – Sensibilité spectroscopique du JWST. Le flux de la raie d’émission étroite la plus faible (spectralement non résolue) d’une source ponctuelle qui peut être détectée à  $S/N = 10$  dans un temps d’intégration de 10 ks. Les sensibilités des instruments du JWST sont représentées par des lignes en gras (RIGBY et al., 2023).

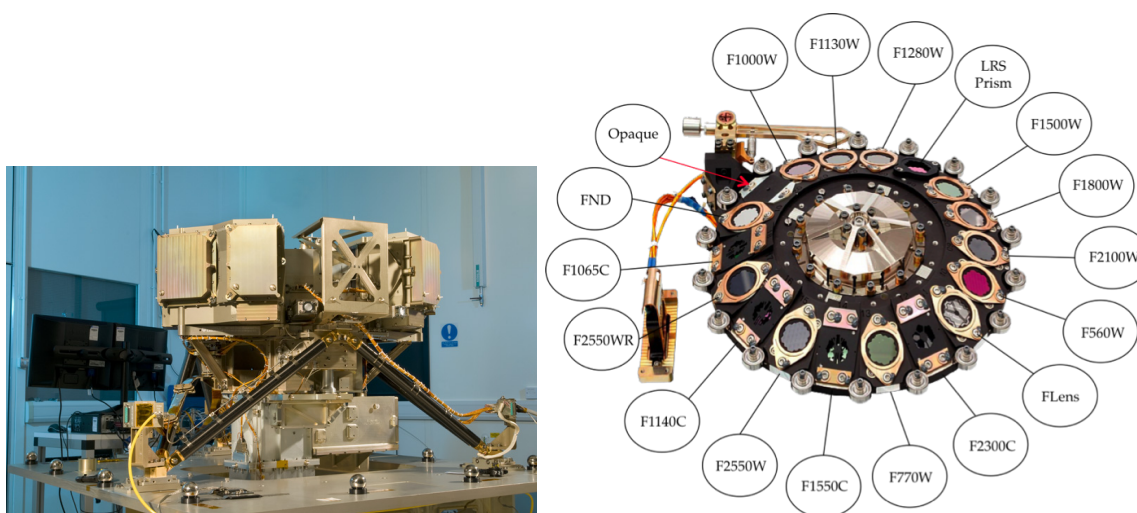


FIGURE 2.5 – L’instrument MIRI avant d’être assemblé dans l’ISIM (à gauche) et la roue à filtre de MIRIM (à droite).

lecture  $t = 2.775$  sec) et le mode SLOW ( $t = 23.890$  sec). MIRI est doté d’un système additionnel de refroidissement à l’hélium gazeux. Il est refroidi en dessous de la température atteinte par le refroidissement passif de l’ISIM ( $\sim 40$  K), afin d’optimiser les performances du détecteur et de réduire le bruit de fond thermique en dessous du courant d’obscurité du détecteur. Le module optique de MIRI est maintenu à une température inférieure à 7 K, avec une stabilité de température de 20 mK sur une exposition de 1000 s.

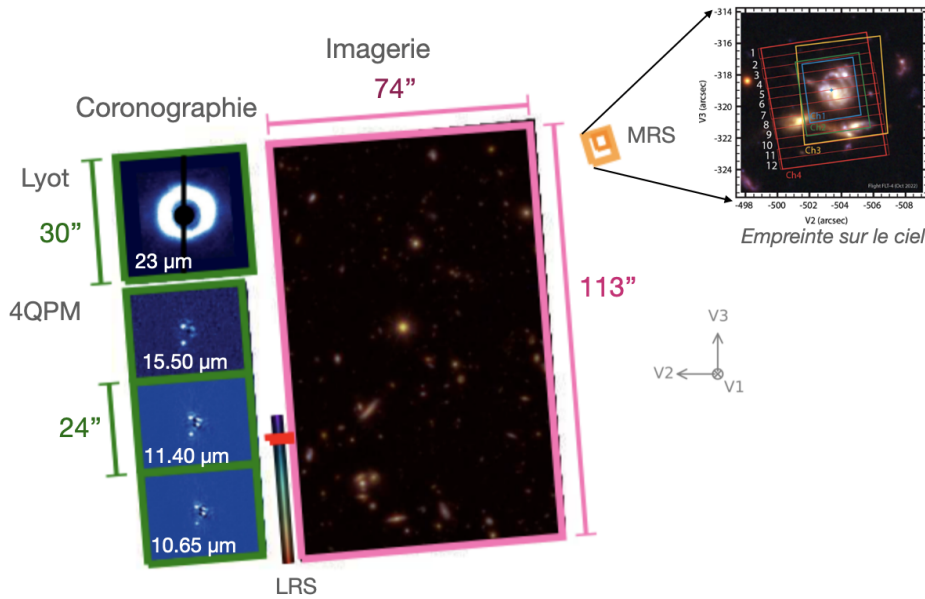


FIGURE 2.6 – Le champ de vue de MIRI. Les coronographes sont encadrés en vert, l’imageur en rose, le LRS avec fente est situé entre les deux. Le MRS est encadré en orange et son empreinte sur le ciel est représentée en agrandie. Source : STScI – figure adaptée.

## 2.2 Modes d’observation.

MIRI offre quatre modes d’observation différents. Dans le premier module MIRIM, l’imageur utilise la majeure partie du détecteur de  $1024 \times 1024$  pixels pour fournir un champ de vision de  $74'' \times 113''$  (figure 2.6) avec huit filtres à large bandes ( $\lambda/\Delta\lambda \sim 5$ ), de  $5.6 \mu\text{m}$  à  $25.5 \mu\text{m}$  espacés spectralement d’un facteur de  $\sim 1.2$ . Un filtre supplémentaire plus étroit ( $\lambda/\Delta\lambda \sim 16$ ) est centré sur la caractéristique d’émission des PAH (hydrocarbures aromatiques polycycliques) à  $11.3 \mu\text{m}$  (BOUCHET et al., 2015). Les filtres sont positionnés sur une roue à filtres dans MIRIM (figure 2.5, à gauche). Les images sont toutes limitées par la diffraction et elles sont échantillonnées à Nyquist pour les longueurs d’onde supérieures à  $6.25 \mu\text{m}$ . Le LRS peut être utilisé en mode avec et sans fente, il est optimisé pour des longueurs d’onde de  $5$  à  $10 \mu\text{m}$  et peut être utilisé jusqu’à  $14 \mu\text{m}$  avec une résolution  $R \sim 100$  (KENDREW et al., 2015). Quatre coronographes se trouvent le long du champ de vue de l’imageur, optimisés pour les longueurs d’onde de  $10.65$ ,  $11.40$ ,  $15.50$  et  $23 \mu\text{m}$ , et fournissant des contrastes bruts de  $\sim 10^4$  à  $6 \lambda/D$  (BOCCALETTI et al., 2015). Ils sont présentés en détail dans la partie 2.4. Les observations coronographiques font l’objet du chapitre 5. Concernant le deuxième module, le MRS contient quatre channels spectrales coaxiales dans une disposition opto-mécanique compacte qui génère des images spectrales couvrant un champ de vue jusqu’à  $7.7'' \times 7.7''$ , avec un pouvoir de résolution spectrale allant de 1300 à 3700. Chaque channel comprend un IFU, un découpeur d’images qui reformate le champ d’entrée pour le présenter à un spectromètre à réseau. Deux détecteurs de  $1024 \times 1024$  enregistrent les images spectrales avec une couverture spectrale instantanée d’environ un tiers de la gamme complète de longueurs d’onde de chaque channel. Le spectre complet de  $5$  à  $28.5 \mu\text{m}$  est ensuite obtenu en effectuant trois expositions à l’aide de réseaux et de filtres déterminant la bande passante.

Des simulations d’observations d’exoplanètes avec le MRS sont présentées dans le chapitre 3 et les premières données de compagnons de masse planétaire sont analysées dans le chapitre 4. Le fonctionnement du MRS est détaillé dans la partie 2.3. Les modes d’observation de MIRI sont résumés dans le tableau 2.1.

Modes d’observation		Champ de vue	Longueurs d’onde ( $\mu\text{m}$ )
Imagerie		$74 \times 113$ "	9 filtres de 5.6 à 25.4
Coronographie	4QPM	$24" \times 24"$	10.65, 11.4 et 15.50
	Lyot	$30" \times 30"$	23
LRS	avec fente	$0.51" \times 4.7"$	5 – 12
	sans fente	Largeur de $7.9"$	5 – 12
MRS		$3.7 \times 3.7$ à $7.74" \times 7.95$	5 – 28

TABLE 2.1 – Paramètres des modes d’observation de MIRI.

### 2.3 Le spectromètre à moyenne résolution

Le MRS est un spectromètre intégral de champ. Il fournit des spectres limités par la diffraction entre  $4.9 \mu\text{m}$  et  $28.3 \mu\text{m}$  dans un champ de vue de  $3.7" \times 3.7"$  pour les plus petites longueurs d’onde à  $7.74" \times 7.95"$  pour les plus grandes longueurs d’onde. Quatre channels avec un champ de vue coaligné sont inclus et observent simultanément une plage en longueur d’onde. Trois observations sont nécessaires pour obtenir l’entièreté du domaine de longueur d’onde en utilisant une série de réseaux différents (SHORT, MEDIUM, LONG, WELLS et al., 2015). Comme cela est visible sur la figure 2.7, le champ de vue est découpé en bande spatiale (image de gauche) qui sont dispersées sur les deux détecteurs (image du milieu). Le cube final (image de droite) est obtenu après avoir appliqué les différentes étapes du pipeline JWST permettant de passer de l’image du détecteur au cube scientifique. L’algorithme de construction du cube 3D à partir de l’image 2D du détecteur est détaillé dans LAW et al. (2023). Les paramètres de chaque sous-channel (aussi appelées « bandes ») sont indiqués dans le tableau 2.2. La résolution spectrale diminue avec la longueur d’onde (figure 2.8) passant d’environ  $\sim 3700$  à courte longueur d’onde à  $\sim 1500$  aux plus grandes longueurs d’onde. La dernière channel a une sensibilité beaucoup plus faible que les autres (figure 2.9, GLASSE et al., 2015). Par conséquent, nous ne nous attendons pas à atteindre des objets de masse planétaire aux longueurs d’onde supérieures à  $18 \mu\text{m}$ .

La PSF du MRS est spatialement sous-échantillonnée à toutes les longueurs d’onde et surtout dans la première channel, ainsi le *dithering* est nécessaire pour améliorer l’échantillonnage spatial (WELLS et al., 2015). Plusieurs expositions sont effectuées en déplaçant légèrement la position de la scène astronomique observée. L’échantillonnage idéal de la PSF devrait fournir au moins deux échantillons par élément de résolution spatiale afin d’éviter la perte d’informations. Le *dithering* permet aussi d’atténuer les mauvais pixels en échantillonnant l’image sur des régions différentes du détecteur. Différents modes de *dithering* sont possibles et dépendent du cas scientifique, principalement le modèle *4-Point* est préféré, car il fournit une performance plus robuste et appropriée à toutes les longueurs d’onde pour des sources ponctuelles dans toutes les



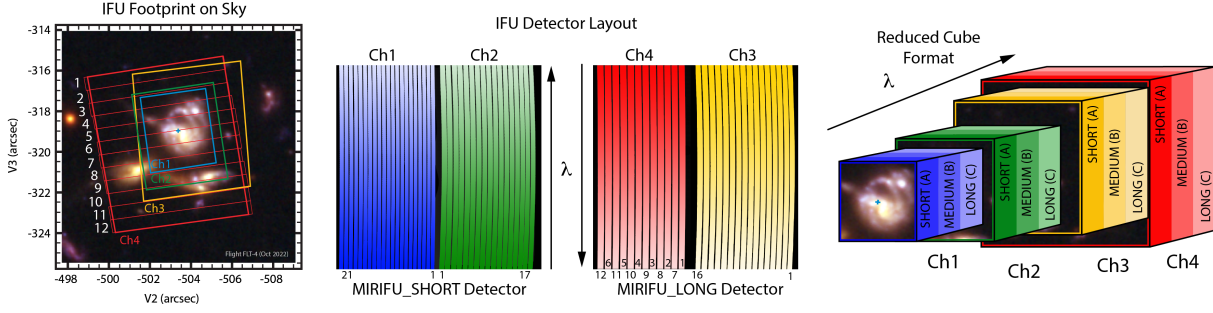


FIGURE 2.7 – Description du MRS. À gauche : l'empreinte effective de chacune des channels du MRS projetée sur le ciel selon les coordonnées du télescope ( $V_2$ ,  $V_3$ ). Les channels 1, 2, 3 et 4 sont représentés respectivement en bleu, vert, jaune et rouge. Au milieu : Les spectres MRS des quatre channels sont dispersés simultanément sur deux détecteurs pour une seule exposition. À droite : Le pipeline JWST corrige les données MRS et les reformate selon un cube 3D à échantillonnage régulier et peut combiner des informations provenant des quatre channels et des trois réseaux (SHORT, MEDIUM, LONG). Source : JDocs/STScI MIRI.

channels.

Channel	Bande	$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ ) <sup>1</sup>	Résolution <sup>1</sup>	Champ de vue <sup>2</sup>	Taille du pixel <sup>2</sup>
1	SHORT (A)	4.885 – 5.751	3300 - 4000	3.70" × 3.70"	0.196"
	MEDIUM (B)	5.634 – 6.632	3420 - 3990		
	LONG (C)	6.408 – 7.524	3330 - 3840		
2	SHORT (A)	7.477 – 8.765	3190 - 3620	4.71" x 4.52"	0.196"
	MEDIUM (B)	8.711 – 10.228	3040 - 3530		
	LONG (C)	10.017 – 11.753	2890 - 3374		
3	SHORT (A)	11.481 – 13.441	2450 - 3010	6.19" x 6.14"	0.245"
	MEDIUM (B)	13.319 – 15.592	2300 - 2460		
	LONG (C)	15.400 – 18.072	2020 - 2790		
4	SHORT (A)	17.651 – 20.938	1400 - 1960	7.74" x 7.95"	0.273"
	MEDIUM (B)	20.417 – 24.220	1660 - 1730		
	LONG (C)	23.884 – 28.329	1340 - 1520		

TABLE 2.2 – Paramètres du MRS dans chaque bande <sup>1</sup>LABIANO et al. (2021), <sup>2</sup>WELLS et al. (2015).

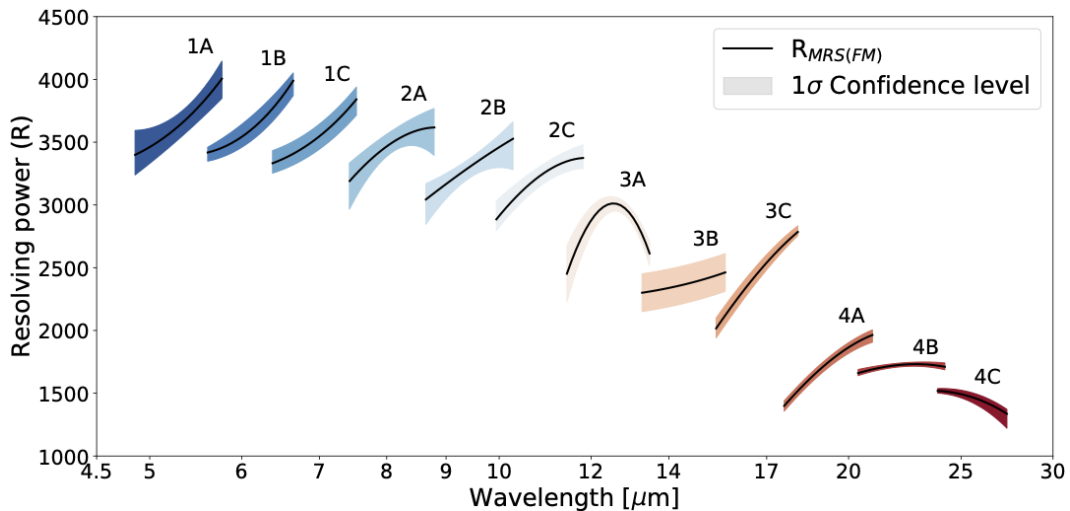


FIGURE 2.8 – Pouvoir de résolution spectrale du MRS estimé avec les données de calibration au sol. Ces valeurs sont bien représentatives des calibrations effectuées pendant le *commissioning* (ARGYRIOU et al., 2023). Les lignes noires indiquent les valeurs moyennées dans l’espace pour chaque bande et la zone colorée correspond au niveau de confiance à  $1\sigma$ . Figure extraite de LABIANO et al. (2021).

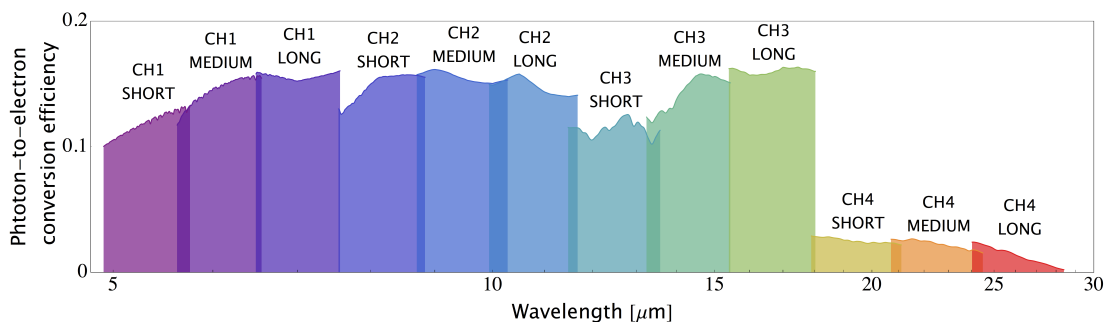


FIGURE 2.9 – Efficacité du MRS sur toute sa gamme spectrale. Source : JDocs/STScI MIRI.

## 2.4 Les coronographes

Le coronographe d’origine tel qu’inventé par LYOT (1939) repose sur la combinaison d’un masque en plan focal qui stoppe et/ou diffracte la lumière provenant de l’étoile, suivi d’un diaphragme de Lyot situé dans le plan pupille suivant. Dans les conditions de diffraction de Fraunhofer, l’amplitude du champ diffracté est proportionnelle à la transformée de Fourier de la fonction pupille  $\mathcal{F}(E_p)$ . La propagation entre le champ électrique de la pupille d’entrée  $E_p$  et le champ électrique dans le plan du détecteur  $E_d$  peut s’écrire comme,

$$E_d = \mathcal{F}[\mathcal{F}^{-1}(FPM \times \mathcal{F}(E_p)) \times L], \quad (2.1)$$

avec FPM le masque en plan focal (masque de phase, masque de Lyot, etc), L le diaphragme de Lyot (voir le schéma sur la figure 2.11). Plusieurs critères sont importants pour évaluer la performance d’un coronographe.

- Le contraste définit la capacité d’un coronographe à atténuer la lumière stellaire. Il correspond au rapport entre le maximum de l’image de l’étoile non coronographique (la PSF) et le niveau d’intensité dans l’image coronographique qui varie en fonction de la distance.
- La transmission du coronographe quantifie de combien le signal de la planète a été affecté par le coronographe. En pratique, on compare l’intensité d’un point source situé à une position du centre de l’image et l’intensité de ce même point source situé très loin du centre (équivalent à un cas sans masque).
- L’*Inner Working Angle* (IWA) correspond à la position pour laquelle la transmission est égale à 50% de sa valeur maximale. L’IWA est considéré comme la plus petite distance à laquelle on peut détecter un point source. En dessous de cette distance, non seulement l’objet est fortement atténué, mais sa figure de diffraction est déformée de façon non linéaire. Par conséquent, la détection d’un point source dépend, d’une part, du contraste atteint à une position donnée, mais également de la transmission.

Les coronographes de MIRI permettent d’obtenir des images d’exoplanètes à partir de quatre masques, ils fournissent une imagerie à contraste élevé de 10 à 23  $\mu\text{m}$  (BOCCALETTI et al., 2015). Trois coronographes sont des masques de phase à 4 quadrants (*4-Quadrant Phase Mask* 4QPM, ROUAN et al., 2000) et le dernier est un coronographe de Lyot classique. Les filtres coronographiques (figure 2.10) sont associés directement à chaque masque coronographique. Les filtres et les masques ne sont pas interchangeables, la sélection du filtre entraîne automatiquement la sélection du masque. Les propriétés des paires filtres–masques sont détaillées dans le tableau 2.3. Le coronographe de Lyot et les 4QPMs sont montés sur un support mécanique dans la fenêtre d’entrée. La lumière collimatée passe à travers une combinaison de filtres et un diaphragme de Lyot qui sont montés dans la roue à filtres. Enfin, la lumière est réimagée dans le plan focal.

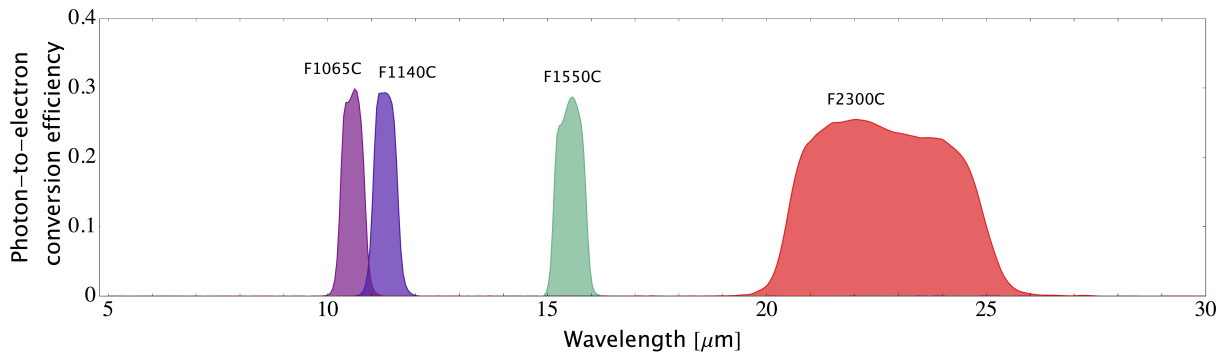


FIGURE 2.10 – Transmission des filtres coronographiques de MIRI. Source : JDocs/STScI MIRI.

**Les 4QPMs.** Au moment de la phase de conception de MIRI, seulement quelques technologies coronographiques avaient été validées à la fois en laboratoire et sur le ciel (BAUDOZ et al., 2006 ; BOCCALETTI et al., 2004). Le 4QPM est apparu comme la meilleure option pour fournir le plus petit IWA possible, soit  $\sim \lambda/D$  aux longueurs d’onde de MIRI (voir la figure 2.12). Les coronographes à masque de phase réduisent l’IWA en remplaçant le masque occultant (comme un Lyot) par un élément optique transparent. Celui-ci imprime les différences de phase dans tout le plan focal, de sorte que la lumière interfère de manière destructive pour une source ponctuelle

Filtre	Coronographes	Masque de pupille transmission (%)	Longueur d'onde centrale ( $\mu\text{m}$ )	Largeur ( $\mu\text{m}$ )	IWA (")
F1065C	4QPM1	62	10.575	0.75	0.33
F1140C	4QPM2	62	11.30	0.8	0.36
F1550C	4QPM3	62	15.50	0.9	0.49
F2300C	Masque de Lyot	72	22.75	5.5	2.16

TABLE 2.3 – Propriétés des couples filtre–masques coronagraphiques de MIRI.

placée au sommet des quatre quadrants (ROUAN et al., 2000). Les 4QPMs de MIRI utilisent un élément optique qui retarde la phase de  $\pi$  dans deux quadrants diagonalement opposés. Cela permet d'annuler le signal de la source ponctuelle centrale grâce à l'interférence destructive de la lumière qui se distribue de manière égale dans les quatre quadrants. Le chemin optique d'un 4QPM est schématisé sur la figure 2.11. Si une source monochromatique est placée exactement au centre du 4QPM, sa lumière est totalement atténuée. L'inconvénient est donc qu'il ne fonctionne que sur une gamme étroite de longueurs d'onde. Par conséquent, ils fonctionnent avec des filtres étroits (figure 2.10). Le 4QPM a également une sensibilité réduite à cause des transitions de phase entre deux quadrants adjacents.

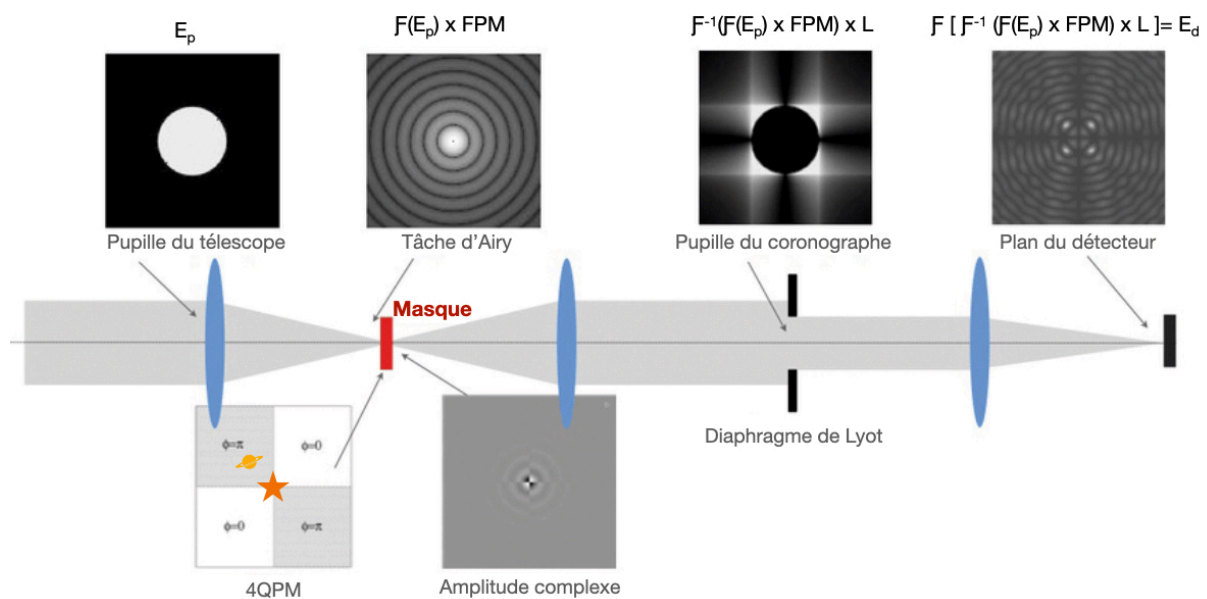


FIGURE 2.11 – Principe de fonctionnement d'un coronographe à 4 quadrants. L'étoile est placée au centre du masque 4QPM, sa lumière est atténuée. À l'inverse, la lumière de la planète, située dans l'un des quadrants, ne sera pas autant atténuée. L'évolution du champ électrique  $E_p$  est indiquée avec les notations de l'équation 2.1. Figure extraite et adaptée de BOCCALETTI et al. (2015).

**Le Lyot.** Une capacité de haut contraste aux longueurs d'onde supérieures à  $20 \mu\text{m}$  est utile pour des objets étendus comme les disques de débris. Cependant, les 4QPM ne fonctionnent que sur des bandes passantes étroites, et il n'existe pas ou peu de matériaux optiques transmissifs

appropriés pour fabriquer des 4QPMs à ces longueurs d’onde. Par conséquent, un masque de Lyot classique a été choisi plutôt qu’un masque de phase. Le coronographe de Lyot est un masque qui occulte le premier plan focal instrumental pour empêcher la lumière stellaire d’atteindre le détecteur. Elle est atténuée dans un rayon  $\sim 3 \lambda/D$ , bloquant toute la lumière provenant de la tâche d’Airy ainsi que les premiers anneaux brillants. Ce coronographe fournit un excellent contraste à l’extérieur de cette zone, mais le IWA est alors beaucoup plus large qu’avec un 4QPM (voir la figure 2.12).

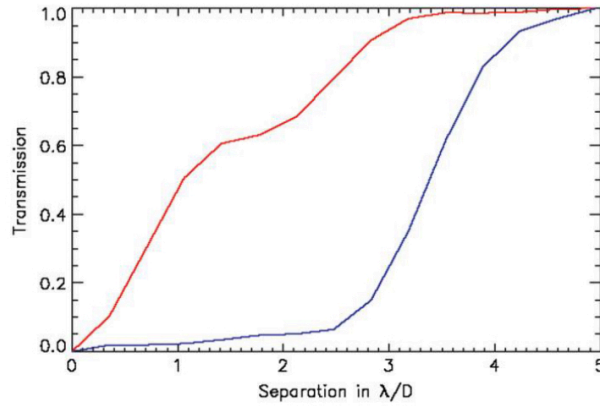


FIGURE 2.12 – Transmission radiale des coronographes de MIRI en fonction de la séparation en  $\lambda/D$ , en rouge pour les 4QPM et en bleu pour le masque de lyot (BOCCALETTI et al., 2015).

### 3 L’infrarouge moyen : une nouvelle fenêtre d’observation pour les exoplanètes

#### 3.1 Introduction

Le JWST commence déjà à changer la donne en matière de caractérisation des atmosphères d’exoplanètes. Il nous permet d’explorer une gamme spectrale relativement nouvelle pour des longueurs d’onde supérieures à  $5 \mu\text{m}$  avec une grande sensibilité. MIRI va révolutionner les connaissances sur les exoplanètes, leurs atmosphères et leurs environnements.

Les observations en série temporelle permettent d’étudier les atmosphères d’exoplanète en spectroscopie de transit avec le LRS et l’imageur. Pendant le *commissioning*, un spectre en transmission de l’exoplanète L168-9b a été obtenu avec une résolution spectrale de  $\sim 50$  à  $7.5 \mu\text{m}$  (BOUWMAN et al., 2023). La spectroscopie de transit est utilisée pour étudier les atmosphères des exoplanètes, aidant à déterminer les abondances de ces molécules et si une chimie hors équilibre est à l’œuvre pour les influencer. L’émission thermique de planètes rocheuses est maintenant accessible en observant le transit dans plusieurs filtres de l’imageur. Les observations des planètes TRAPPIST-1 à  $15.5 \mu\text{m}$  présentent la non-détection d’une atmosphère de  $\text{CO}_2$  pour les planètes b et c. Les données de MIRI indiquent qu’il est plus probable que ces planètes rocheuses soient dénudées d’atmosphère dense (GREENE et al., 2023 ; ZIEBA et al., 2023). Deux courbes de phase complètes ont été observées : pour la planète WASP-43 b et pour la planète GJ 1214 b.

Les observations MIRI de GJ 1214 b combinées avec l'utilisation de modèles atmosphériques 3D révèlent une atmosphère à forte métallicité et recouverte d'une épaisse couche de nuages ou de brume très réfléchissante (KEMPTON et al., 2023 ; GAO et al., 2023). Les premières observations d'exoplanètes avec les instruments en IR proche présentent des nouvelles détections de molécules : la première détection de CO<sub>2</sub> (AHRER et al., 2023) et de SO<sub>2</sub> (TSAI et al., 2022) dans l'atmosphère de l'exoplanète WASP-39 b. La présence du SO<sub>2</sub> apporte la première évidence de photochimie dans une atmosphère exoplanétaire.

Concernant l'imagerie des exoplanètes, les coronographes et le MRS apparaissent prometteurs pour caractériser les exoplanètes à longues périodes. Malgré des erreurs du front d'onde élevées et un IWA large par rapport aux coronographes équipés d'OA extrême des grands télescopes terrestres, le JWST est extrêmement efficace pour l'observation des exoplanètes. En effet, il démontre d'une excellente sensibilité grâce à sa stabilité, sa basse température et son faible bruit de fond. En particulier, il permet l'observation des exoplanètes jeunes aux longueurs d'ondes pour lesquelles elles sont les plus brillantes ( $> 3 \mu\text{m}$ ). Le JWST n'est a priori pas optimal pour effectuer des relevés coronographiques à grande échelle d'exoplanètes, et se concentre sur la caractérisation des exoplanètes dans des systèmes déjà connus. Néanmoins, le programme *General Observer* GO 1618 (PI : C. Beichman) observera  $\alpha$  Cen A pendant plusieurs heures pour tenter de détecter la planète candidate autour de cette étoile. Ce programme présente un réel défi, mais s'il est réussi, il pourrait imager une planète plus petite que Jupiter autour de l'étoile la plus proche du Soleil. Il vise également à sonder les limites de l'imagerie à haut contraste avec le JWST. Les coronographes ont été optimisés pour évaluer la présence de NH<sub>3</sub>, avec les masques à 10.65 et 11.4  $\mu\text{m}$ , et la mesure de la température des exoplanètes avec ceux à 11.4 et 15.5  $\mu\text{m}$ . Le MRS n'avait pas été spécialement pensé pour les observations d'exoplanètes. Cependant, le développement récent de nouvelles méthodes d'analyse a permis d'envisager cet instrument pour caractériser des exoplanètes connues (chapitres 3 et 4, PATAPIS et al., 2022 ; MÂLIN et al., 2023). Le programme *Early release Science* ERS 1386 (HINKLEY et al., 2022) présente les premiers résultats en imagerie d'exoplanètes avec, entre autres, différents modes d'observation de MIRI. Les premières observations avec le MRS de compagnons de masse planétaire à longue période sont déjà prometteuses (MILES et al., 2023), voir chapitre le 4. Les coronographes, parfaitement conçus pour l'imagerie d'exoplanètes, ont permis la première observation d'une exoplanète en IR moyen (CARTER et al., 2023). Les observations coronographiques de programmes *Guaranteed Time Observations* GTO avec MIRI sont étudiées dans le chapitre 5. L'IR moyen, nouvellement accessible grâce à MIRI, apporte de nombreuses contraintes pour la caractérisation des exoplanètes grâce à une sensibilité suffisante pour étudier leur atmosphère.

### 3.2 Limite de détection

Bien que le JWST n'ait pas les capacités d'imager des exoplanètes à très courtes séparations, le gain en sensibilité amène à une nette amélioration à large séparation comparé aux instruments au sol. Les prédictions avec les coronographes indiquent la possibilité de détecter des exoplanètes (si elles existent) de masse inférieure à Jupiter au-delà de 30 ua, des objets de masse inférieure

à Saturne au-delà de  $\sim 50$  ua. Enfin, au-delà de  $\sim 100$  ua, le JWST sera capable d’imager des compagnons jusqu’à  $0.1 M_{jup}$ , ce qui représente une amélioration d’au moins un ordre de grandeur par rapport aux principaux instruments terrestres (CARTER et al., 2021). Grâce à une couverture spectrale exceptionnellement large par rapport aux instruments au sol, MIRI (avec NIRCcam) fournira de fortes contraintes sur la caractérisation spectrale des jeunes planètes géantes sur des orbites larges. La combinaison des données permet de mesurer la température effective et la luminosité bolométrique avec une précision sans précédent (DANIELSKI et al., 2018). La masse des planètes imagées étant estimée à partir de la luminosité bolométrique et des modèles d’évolution, obtenir ces valeurs de manière plus précise aidera à mieux contraindre les masses de ces objets. En accédant à l’IR moyen, il est possible d’observer des exoplanètes plus froides au niveau de leur pic d’émission. En effet, la longueur d’onde de  $10 \mu\text{m}$  correspond au maximum d’émission d’un corps noir à 300 K. Par conséquent, les jeunes exoplanètes émettent la majeure partie de leur émission thermique en IR moyen (figure 1.6 du chapitre 1). En résumé, le JWST donne accès à des planètes plus froides et moins massives que celles qui peuvent être observées avec les instruments au sol, car les contrastes sont plus favorables. Les premiers résultats à partir des données du *commissioning* (BOCCALETTI et al., 2022) et d’analyse de HIP 65426 b (CARTER et al., 2023) confirment déjà ces prédictions. Les limites de détection du MRS sont évaluées dans le chapitre 3, avec une des méthodes d’analyse envisagées : le *molecular mapping*.

### 3.3 Caractérisation des atmosphères

Les observations JWST/MIRI sont essentielles pour l’étude en IR moyen des atmosphères, elles permettent de comparer et d’actualiser les modèles atmosphériques des exoplanètes. Les observations spectroscopiques de MIRI devraient permettre de détecter une diversité de caractéristiques spectrales en IR moyen avec un S/N élevé : les molécules  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{NH}_3$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{PH}_3$ ,  $\text{H}_2\text{S}$  et  $\text{HCN}$  peuvent être détectées à ces longueurs d’onde. La figure 2.13 montre la diversité des contributions moléculaires accessibles entre 5 et  $20 \mu\text{m}$ , par exemple avec un modèle atmosphérique à 500 K. Les capacités de MIRI/MRS ont été présentées par PATAPIS et al. (2022) et notre étude (détaillée au chapitre 3) détaille les limites de détections pour plusieurs molécules (MÂLIN et al., 2023). Les coronographes permettent aussi la détection du  $\text{NH}_3$  aux longueurs d’onde de sa plus forte caractéristique d’absorption autour de  $10 \mu\text{m}$ . En particulier, cette molécule est un indicateur de la température et permet d’évaluer l’équilibre chimique de l’atmosphère (DANIELSKI et al., 2018 ; MUKHERJEE et al., 2022). Les molécules  $\text{HCN}$ ,  $\text{CO}_2$  deviennent également accessibles en plus d’autres espèces carbonées, importantes pour mesurer les rapports d’abondances qui apportent des contraintes sur la formation des planètes (MOLLIÈRE et al., 2022). Les instruments NIRSpec et MIRI sont très complémentaires. Ils permettent d’obtenir des spectres avec une très large couverture spectrale et de mieux contraindre la structure atmosphérique et les nuages (MILES et al., 2023). La large couverture spectrale permet aussi de confirmer des signatures faibles de molécules. Enfin, il a été montré que la combinaison de ces deux instruments permet d’atteindre d’excellentes précisions sur la caractérisation des températures des objets, c’est-à-dire avec  $\Delta T < 100$  K, similaire voir meilleure que les performances

actuelles de SPHERE ou GPI (BAUDINO et al., 2019).

Le déséquilibre chimique induit par le mélange atmosphérique était détecté uniquement à partir d'une seule molécule : soit le  $\text{CH}_4$  pour les naines L ou le  $\text{CO}$  pour les naines T. JWST a la capacité de détecter une variété de molécules à différents niveaux de pression sur toute la séquence de planètes de types L, T et même Y. Ces détections simultanées sont prometteuses pour la compréhension du déséquilibre chimique tracé par les espèces carbonées dans les atmosphères. La qualité des spectres IR devrait permettre de mesurer les abondances isotopiques, et notamment pour la première fois le rapport D/H en combinant MIRI et NIRSpec (MORLEY et al., 2019). L'accès à l'IR permet de sonder différentes profondeurs dans l'atmosphère, et notamment les données de l'IR moyen sondent les sommets des nuages, plus élevés et plus froids (MANJAVACAS et al., 2021). Les nuages de silicates ont des bandes d'absorptions en IR moyen et sont désormais observables (KITZMANN et al., 2018).

En conclusion, obtenir un spectre en IR moyen des exoplanètes (en combinaison avec des données en IR proche) permet de détecter simultanément de nombreuses molécules, d'évaluer le déséquilibre chimique, la présence de nuages et de mieux contraindre la structure atmosphérique des exoplanètes. La détection de ces molécules rend possible la détermination des abondances élémentaires qui peuvent être liées à la formation planétaire.

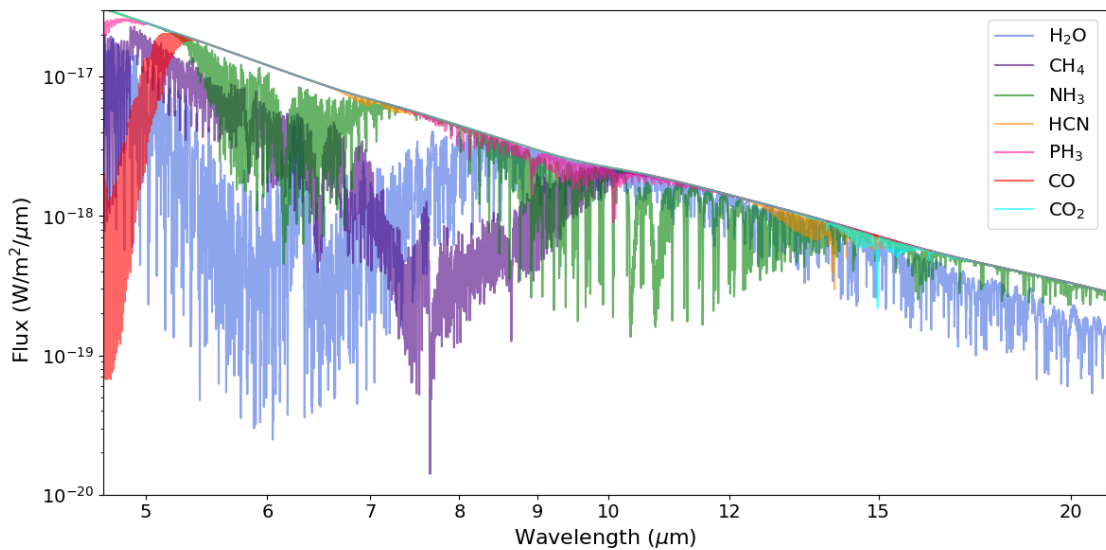


FIGURE 2.13 – Spectres des contributions moléculaires en IR moyen à partir d'un modèle Exo-REM à 500 K.

### 3.4 Autres observations liées à l'étude des exoplanètes

Le nouvel accès à l'IR moyen est précieux pour étudier des objets similaires aux exoplanètes : les naines brunes, mais aussi leurs environnements : les disques.



**Naines brunes.** Comme présenté dans le chapitre précédent (partie 3.2), les naines brunes présentent des conditions atmosphériques semblables à celles des exoplanètes et elles sont souvent plus facilement accessibles à la caractérisation. En particulier, les naines brunes de types Y, dont la température est inférieure à 400 K, émettent la majeure partie de leur flux en IR moyen. Plusieurs naines Y seront observées par MIRI (et NIRSpec) dans les programmes GTO et GO. Ces observations fourniront des spectres au pic de leurs émissions, essentiels pour les caractériser. Leur étude est primordiale pour comprendre les processus physiques en jeu dans les atmosphères ultra-froides ( $< 500$  K) comme celles des exoplanètes géantes à larges séparations évoluant dans ces gammes de température (LEGGETT et al., 2017). La naine brune la plus froide connue à ce jour ( $T \sim 325$  K), WISE 1828 (CUSHING et al., 2021), a récemment été observée avec MIRI/MRS (Barrado et al. 2013, in prep) mais aussi avec NIRSpec et NIRCам en IR proche (DE FURIO et al., 2023). Elle représente une cible de référence pour l'étude d'exoplanètes froides, comme GJ 504 b (voir chapitre 4, partie 4).

**Disques.** JWST ouvrira une nouvelle ère dans l'étude des disques circumstellaires et de leurs interactions avec les planètes. Les systèmes observés en imagerie sont des systèmes jeunes dans lesquels on retrouve de nombreux disques débris. Les disques internes (similaires à la ceinture d'astéroïdes dans le Système solaire) émettent la majeure partie de leur flux en IR moyen. Les observations MIRI permettent d'étudier les disques protoplanétaires, les disques de débris, mais aussi les protoplanètes responsables des structures dans les disques (anneau, gap, asymétrie, etc). Le coronographe de Lyot de MIRI à  $23 \mu\text{m}$  a été conçu pour imager des disques de débris. Le MRS va permettre leur caractérisation en spectroscopie intégrale de champ. L'étude récente d'un disque protoplanétaire (système plus jeune que ceux étudiés en imagerie) avec le MRS montre déjà la richesse des molécules accessibles avec cet instrument (GRANT et al., 2023). L'analyse du spectre MRS d'un disque autour d'une étoile de faible masse a montré son abondance élevée en hydrocarbure (TABONE et al., 2023). La caractérisation des disques dans lesquels naissent les planètes apportent des informations précieuses concernant la formation et l'évolution des atmosphères planétaires. Les systèmes jeunes observés dans les premiers programmes d'observation (HR 8799 et HD 95086) ont des disques de débris détectés avec *Spitzer* et ALMA (SU et al., 2009; SU et al., 2015), voir le chapitre 5.

#### Apport du travail de thèse

Ma thèse s'inscrit dans le contexte scientifique présenté dans ces deux premiers chapitres : l'imagerie directe des exoplanètes avec l'instrument MIRI du JWST. Grâce à l'arrivée du télescope spatial James Webb, une nouvelle fenêtre d'observation s'ouvre pour caractériser les exoplanètes. De nombreux aspects nécessitent d'être étudiés en détails pour préparer les futurs cycles d'observations : les performances attendues pour chacun des instruments et des modes d'observation, ainsi que leurs capacités en termes d'analyse atmosphérique des exoplanètes. Les méthodes usuelles des observations IR proche avec les instruments au sol ne correspondent pas forcément aux instruments à bord du JWST et à ce domaine spectral : elles vont devoir être adaptées. L'enjeu de ma thèse est de préparer et d'adapter les outils d'analyse de données pour les premières observations, et d'évaluer les meilleures cibles pour les futurs cycles. L'objectif est également d'évaluer ce que nous apportent ces observations pour la caractérisation des exoplanètes en imagerie.



# Chapitre 3

Évaluation des performances du *molecular mapping* avec le MRS de MIRI

## 1 Introduction

Le *molecular mapping* permet de simultanément détecter et caractériser les exoplanètes. Avant même que les premières exoplanètes soient imagées, SPARKS et al. (2002) a préconisé une méthode, nommée la « déconvolution spectrale », qui combine l'imagerie coronographique avec une résolution spectrale élevée, en utilisant un spectrographe à champ intégral (IFS). À partir d'un cube de données (à deux dimensions spectrales et une spatiale), l'étude montre que si le spectre de l'étoile est connu et ne change pas dans le champ, il est possible d'utiliser la corrélation croisée avec des modèles synthétiques pour rechercher efficacement un signal planétaire. La méthode est illustrée avec des simulations idéalisées qui démontrent des capacités de détection inégalables : une planète jovienne à 2 pc pourrait être détectée à  $20 \sigma$  avec un télescope spatial de 2 m équipé de coronographes. Pour aller plus loin, THATTE et al. (2007) propose d'utiliser cette méthode sur des données sans coronographe, mais avec uniquement un spectro-imageur à champ intégral. La dépendance de la diffraction en fonction de la longueur d'onde est utilisée pour estimer la PSF. Elle peut ensuite être remise à l'échelle de flux et soustraite du cube de données. Une technique similaire a été mise en œuvre par KONOPACKY et al. (2013) avec le spectromètre à moyenne résolution Keck/OSIRIS pour extraire le spectre de la planète HR8799 c. Grâce à cette méthode, cette étude présente la détection du monoxyde de carbone et de l'eau dans l'atmosphère de cette planète.

En parallèle, la spectroscopie Doppler s'est avérée être un moyen puissant pour détecter les molécules dans l'atmosphère des planètes géantes à courtes périodes comme les Jupiters chauds (SNELLEN et al., 2010 ; BIRKBY et al., 2013). Quand le système étoile-planète n'est pas résolu, le spectre mesuré est un mélange du spectre stellaire et planétaire, ainsi que des signatures telluriques de l'atmosphère terrestre pour les télescopes au sol. Le signal planétaire subit des décalages Doppler importants, ce qui va permettre de distinguer les signaux, grâce à des observations en spectroscopie à très haute résolution ( $R \sim 10^5$ ). En corrélant les données avec des spectres synthétiques, il est ainsi possible de détecter des molécules dans l'atmosphère des planètes. La même méthode est appliquée aux planètes imagées par SNELLEN et al. (2014) qui présente une détection de CO dans l'atmosphère de  $\beta$  Pictoris b. Compte tenu de leurs grandes séparations orbitales, on ne s'attend pas à ce que de telles planètes soient verrouillées par effet de marées. Leur vitesse de rotation peut donc être mesurée via l'élargissement des raies spectrales : une vitesse de rotation de 25 km/s a été mesurée pour  $\beta$  Pictoris b. En couplant la spectroscopie de Doppler à haute résolution avec l'imagerie à haut contraste, il devient ainsi possible de s'intéresser aux cas des planètes imagées à longues périodes. RIAUD et al. (2007) propose d'utiliser les vitesses radiales à très hautes précisions avec l'ELT couplées à la coronographie pour imager des exo-Terres. Bien que cette méthode soit prometteuse, elle nécessite de très long temps d'exposition. Cette idée est poursuivie en se basant sur des simulations à partir des performances des futurs instruments de l'ELT. Cette méthode améliore les sensibilités en contrastes au-delà de ce qui peut être atteint par l'une ou l'autre méthode. Une planète orbitant  $\alpha$  Cen A ( $R = 1.5 R_{\oplus}$ ,  $T = 300$  K) pourrait être détectée à  $4.8 \mu\text{m}$  en une nuit d'observation avec un  $S/N =$

5, et une planète de la taille de la Terre dans la zone habitable de Proxima Cen pourrait être détectée avec un  $S/N = 10$  (SNELLEN et al., 2015).

En généralisant cette technique de corrélation croisée à des données issues d'un spectro-imageur à moyenne résolution équipé d'OA, la méthode peut également être utilisée pour détecter des espèces moléculaires dans le champ 2D de l'image. Cette méthode nommée *molecular mapping* a été démontrée avec succès en détectant du CO et de l'H<sub>2</sub>O dans l'atmosphère de  $\beta$  Pictoris b à partir de données d'archives obtenues avec VLT/SINFONI (figure de gauche 3.1, HOEIJMAKERS et al., 2018). De même, PETIT DIT DE LA ROCHE et al. (2018) et RUFFIO et al. (2019) ont utilisé la corrélation croisée avec les modèles moléculaires pour caractériser les planètes du système HR 8799 avec les données IFS de Keck/OSIRIS. De nouveau, avec VLT/SINFONI, PETRUS et al. (2021) a utilisé cette méthode pour caractériser la planète HIP 65426 b : du CO et de l'H<sub>2</sub>O sont détectées dans son atmosphère grâce au *molecular mapping* (figure de droite 3.1). En revanche, aucune espèce moléculaire n'a été trouvée dans les protoplanètes de PDS 70 (CUGNO et al., 2021), probablement parce que l'atmosphère des protoplanètes et leur environnement sont dominés par la poussière qui atténue les caractéristiques spectrales moléculaires.

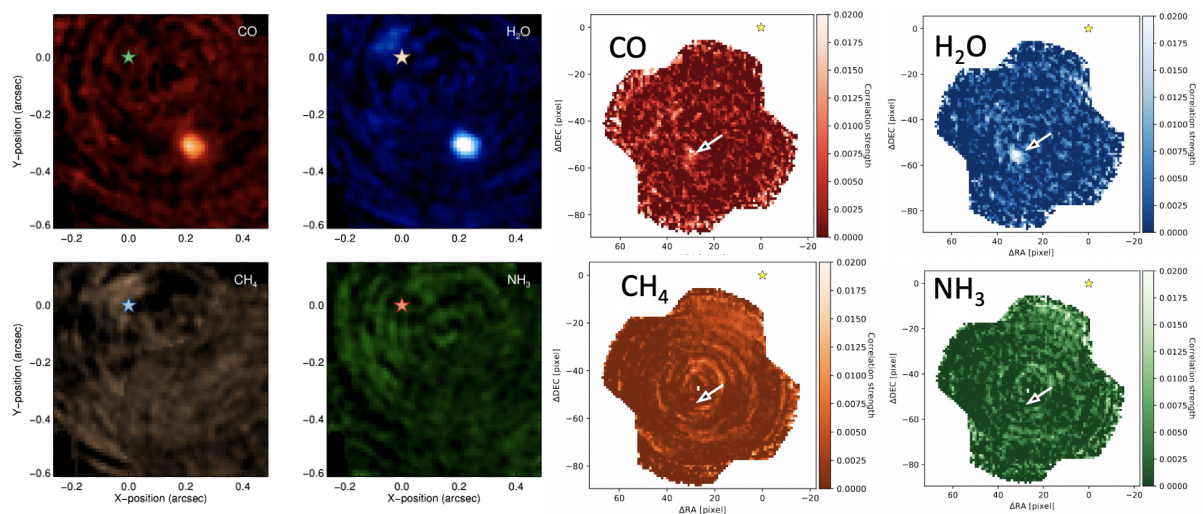


FIGURE 3.1 – Cartes de corrélation obtenues avec le *molecular mapping*. À gauche, la figure est extraite de HOEIJMAKERS et al. (2018) et présente la détection de H<sub>2</sub>O et du CO dans l'atmosphère de  $\beta$  Pictoris b. Le CH<sub>4</sub> et le NH<sub>3</sub> ne sont pas détectés et ne sont pas attendus à ces températures, d'après les modèles atmosphériques. À droite, la figure est extraite de PETRUS et al. (2021) et présente une détection évidente de H<sub>2</sub>O et une faible détection de CO. Le CH<sub>4</sub> et le NH<sub>3</sub> ne sont pas détectés, de nouveau dû à la température de cette planète HIP 65426 b dont la position est indiquée par la flèche blanche.

Le MRS de MIRI, étant un spectromètre intégral de champ à moyenne résolution, présente tous les prérequis pour appliquer la méthode du *molecular mapping* afin de caractériser des exoplanètes à longues périodes. Comme cet instrument est installé sur un télescope spatial, la stabilité de la PSF devrait rendre la méthode encore plus performante que sur les instruments au

sol, bien qu'il ne soit pas équipé de coronographe. PATAPIS et al. (2022) a exploré deux systèmes exoplanétaires connus en imagerie directe, HR 8799 et GJ 504, et démontré avec des données simulées le potentiel de l'instrument pour détecter des molécules dans les atmosphères de ces planètes. En approfondissant ce travail, notre objectif est d'évaluer le potentiel de la méthode et ses limites, de connaître les systèmes avec les meilleures conditions d'observations (type spectral de l'étoile, de la planète, séparation angulaire), et enfin, d'évaluer quelles sont les molécules détectables dans chaque cas. Nous simulons et appliquons la méthode à plusieurs systèmes connus en imagerie directe afin de préparer les futures observations.

La suite de ce chapitre présente notre étude publiée dans *Astronomy & Astrophysics* en janvier 2023, intitulée : "*Simulation des performances du molecular mapping des jeunes exoplanètes géantes avec le spectromètre à moyenne résolution du JWST/MIRI*" (MÂLIN et al., 2023). Dans la partie 2, je présente la méthode de simulation et de réduction de données pour le MRS, puis je détaille la méthode du *molecular mapping* appliquée à ces données dans la partie 3. Je continue ce chapitre en présentant l'étude paramétrique qui nous a permis d'évaluer les limites de détection du MRS selon différentes propriétés des systèmes planétaires dans la partie 4. La partie 5 correspond à l'application de la méthode à quelques systèmes connus en imagerie. La partie 6 détaille les tentatives de caractérisation atmosphérique pour le compagnon GJ 504 b. Enfin, je termine avec une discussion qualitative de nos résultats dans la partie 7 et la dernière partie donne la conclusion de notre étude.

## 2 Simulations et réduction de données pour le MRS

### 2.1 Simulation de données avec MIRISim

MIRISim<sup>1</sup> est un logiciel qui permet de simuler des données représentatives de celles attendues avec MIRI. Il prend en compte la meilleure connaissance de l'instrument à partir des tests de performance effectués au sol (KLAASSEN et al., 2020). Le simulateur inclut les effets dus aux détecteurs, aux découpeurs d'images, à la distorsion et aux sources de bruit. Les sorties de MIRISim sont les images du détecteur dans le format de données non calibrées qui peuvent être utilisées directement dans le pipeline JWST (voir partie 2.2). Les simulations sont paramétrées avec trois fichiers de configuration qui définissent la scène astrophysique, les paramètres instrumentaux et ceux du simulateur.

**Scène.** La scène est composée d'une étoile hôte et d'un ou plusieurs compagnons exoplanétaires. Chaque objet est simulé en lui attribuant un spectre et une position dans le champ, calculés sur la base des positions astrométriques connues. L'émission de fond de ciel est ajoutée avec un faible niveau.

**Simulation.** Les paramètres de temps de pause (nombre de groupes, d'intégrations et d'expositions) sont déterminés à l'aide du calculateur de temps d'exposition (*Exposure Time Calculator*,

---

1. MIRISim : [wiki.miricle.org/bin/view/Public/](http://wiki.miricle.org/bin/view/Public/), version utilisée : 2.4.1.

ETC)<sup>2</sup> afin d'éviter la saturation du détecteur et d'obtenir le rapport signal à bruit (S/N) souhaité. Les simulations sont effectuées avec le modèle *4-Point dither* optimisé pour les sources ponctuelles. Parmi les deux modes de lecture possibles du détecteur, le mode FAST (2.775 s par image) est choisi. Ce mode est plus approprié pour les cibles brillantes, telles que les étoiles hôtes des exoplanètes étudiées. La position du réseau (SHORT, MEDIUM ou LONG – ou plus souvent nommée A, B et C), ainsi que la channel (1 à 4), sont également spécifiés dans ce fichier.

**Simulateur.** Le dernier fichier de configuration définit les différentes composantes du bruit : le bruit de Poisson (pour chaque objet de la scène, y compris le fond de ciel), les mauvais pixels, le courant d'obscurité, les pixels chauds, le champ plat, le gain et la non-linéarité, sont ajoutés. De plus, les effets des franges, des dérives du détecteur et de la latence sont intégrés dans le simulateur. L'environnement des rayons cosmiques est réglé pour définir un environnement solaire minimal. MIRISim produit un excès de bruit sur les rampes d'intégration en utilisant le mode FAST, il est donc conseillé de désactiver la composante de bruit de lecture.

Le module au cœur de MIRISim (ObsSim) récupère les paramètres des fichiers d'entrée de la scène et de la simulation pour les envoyer au module qui permet de créer la scène astronomique en 3D selon le bon échantillonnage (SkySim). Enfin, ObsSim envoie cette scène, alors nommé un *SkyCube* (ou cube du ciel) au module MAISIE. Celui-ci produit la fonction optique du spectro-imageur. Il a pour rôle de disperser la lumière sur le détecteur, selon la carte de distorsion et d'appliquer le champ de frange et la transmission afin d'obtenir le modèle d'illumination. Ce modèle est envoyé au dernier module nommé SCASim pour appliquer les paramètres du simulateur et rendre l'image finale du détecteur. Ces étapes sont résumées dans KLAASSEN et al. (2020) et les fichiers de chaque étape sont présentées sur la figure 3.2.

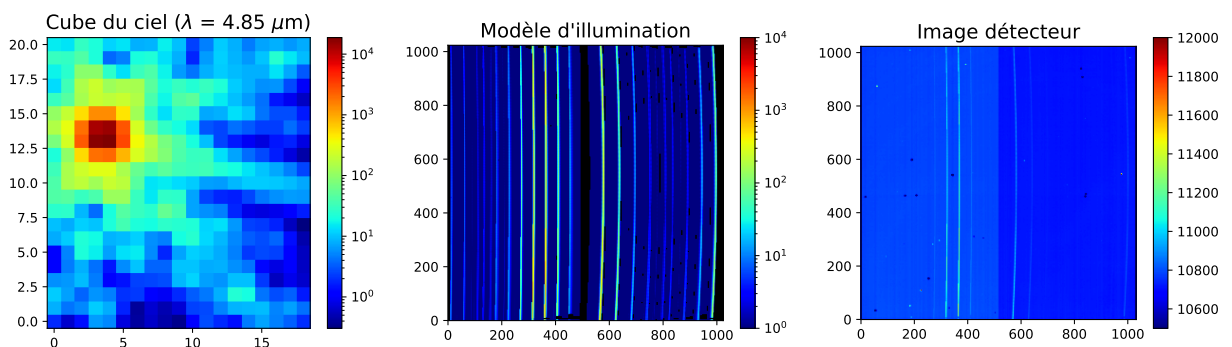


FIGURE 3.2 – Modèle du ciel *SkyCube* (à 4.85  $\mu\text{m}$ ) à gauche, modèle d'illumination (au milieu) et image du détecteur (à droite) produites par le simulateur MIRISim.

Le temps d'intégration<sup>3</sup> minimum des détecteurs du MRS est  $t_{fast} = 2.775$  s. Une intégration est constituée d'une rampe composée de plusieurs groupes  $N_{group}$ , et une exposition complète est composée de plusieurs intégrations  $N_{int}$ . Une réinitialisation du détecteur est appliquée après

2. ETC : [jwst.etc.stsci.edu](http://jwst.etc.stsci.edu).

3. Temps d'expositions : [jwst-docs.stsci.edu/understanding-exposure-times](http://jwst-docs.stsci.edu/understanding-exposure-times).



chaque rampe ( $overheads = t_{fast}$ ). Au total, une série de plusieurs expositions  $N_{exp}$  correspond à un temps d'intégration de  $N_{exp} \times N_{int} \times N_{group} \times t_{fast}$  et à un temps d'observation (avec les *overheads*) :  $t_{obs} = N_{exp} \times (N_{int} \times N_{group} \times t_{fast} + (N_{int} - 1) \times t_{fast})$ , comme cela est présenté sur la figure 3.3. Le résultat final obtenu avec MIRISim est une série d'images de détecteur par exposition sous forme de tableau  $N_{group} \times N_{int}$ .

Seulement les résultats dans les trois premières channels sont pris en compte dans la suite de cette étude. Nous omettons intentionnellement les longueurs d'onde supérieures à  $18 \mu\text{m}$  puisque la sensibilité décroît fortement dans la channel 4. Les objets de masses planétaires ne seront pas détectés dans celle-ci.

## 2.2 Pipeline JWST

En partant des images du détecteur simulées avec MIRISim (image de gauche, figure 3.2), il faut maintenant reconstituer le cube scientifique calibré. Pour cela, nous utilisons, le pipeline JWST qui est divisé en trois étapes successives : `calwebb_detector1`, `calwebb_spec2`, `calwebb_spec3`, chacune comprenant plusieurs étapes intermédiaires énumérées ci-dessous. La version 1.4.0<sup>4</sup> du pipeline est utilisée, qui est conforme à la version utilisée pour MIRISim. Les étapes du pipeline du JWST pour le MRS sont détaillées dans LABIANO-ORTEGA et al. (2016). Le pipeline a recours à plusieurs fichiers de référence (*Calibration Reference Data System CRDS*) qui utilise les valeurs de calibration au sol des différents modes de MIRI.

**Étape 1.** La première étape du pipeline corrige les effets des détecteurs. Les données brutes en entrée se présentent sous la forme d'une ou plusieurs rampes (intégration) contenant des coups (aussi appelé DN pour *digital number*) accumulés à partir des lectures non destructives du détecteur. La sortie est une image corrigée du taux de comptage (pente). Les corrections sont appliquées groupe par groupe. Dans un premier temps, la qualité des pixels est corrigée en signalant ceux qui ne seront pas utilisés. L'étape `dq_init` (initialisation de la qualité des données) utilise un fichier de référence pour indiquer les mauvais pixels connus. Les pixels saturés sont signalés avec l'étape `saturation`. Les premiers et derniers groupes de chaque intégration sont supprimés, car ils sont les plus affectés par les effets du détecteur (`firstframe`, `lastframe`). L'étape `linearity` applique pour chaque pixel une correction pour la réponse non linéaire du détecteur, en utilisant une méthode polynomiale classique où les coefficients du polynôme sont stockés dans un fichier de référence. Le courant d'obscurité est corrigé en soustrayant les données de référence dans l'étape `dark`. Sur chaque rampe d'intégration au sein d'une exposition, la détection des rayons cosmiques est effectuée avec l'étape `jump` en recherchant les valeurs aberrantes (les « sauts ») dans le signal de la rampe pour chaque pixel. Enfin, l'ajustement de la rampe détermine le taux de coups moyen en unités de coups par seconde (DN/s) pour chaque pixel en effectuant un ajustement linéaire des données dans le fichier d'entrée (`ramp_fitting`). Cette première étape transforme les données 4D en forme de  $(N_{int}, N_{group}, N_{pixel,x}, N_{pixel,y})$  en images 2D pour le détecteur  $(N_{pixel,x}, N_{pixel,y})$ . D'autres étapes de corrections sont disponibles

---

4. Pipeline JWST : [jwst-pipeline.readthedocs.io](http://jwst-pipeline.readthedocs.io).

dans le pipeline, elles ne sont pas utiles pour les données simulées, mais devront être considérées pour les données réelles en orbite (voir chapitre 4, partie 1.2).

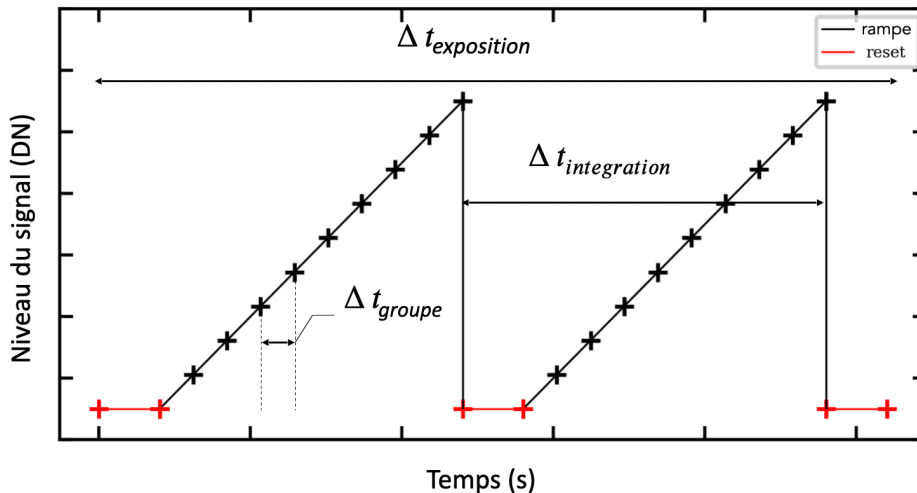


FIGURE 3.3 – Ajustement de la rampe. Figure extraite et adaptée de DYREK et al. (2023).

**Étape 2.** La deuxième étape du pipeline correspond à l'étalonnage, elle inclut des corrections supplémentaires en fonction de l'instrument et du mode d'observation. Tout d'abord, le pipeline associe un objet WCS (*World Coordinate System*) à chaque exposition scientifique, ce qui transforme les positions sur le détecteur en positions utilisant les coordonnées et la longueur d'onde du système de référence céleste international (ICRS) avec `assign_wcs`. L'étape `srctype` tente de déterminer si une source spectroscopique doit être considérée comme un objet ponctuel ou étendu. Les franges dans les spectres sont corrigées (`fringe`) et enfin les calibrations photométriques permettent de convertir les taux de comptage en luminosité de surface (en MJy/str) avec l'étape (`photom`). Les résultats sont des données calibrées en image 2D du détecteur.

**Étape 3.** La dernière étape est destinée à combiner toutes les expositions calibrées. Pour soustraire ou égaliser les résidus du fond de ciel entre les expositions dans l'image scientifique, l'étape `mrs_imatch` est utilisée. Les valeurs aberrantes, les mauvais pixels et les rayons cosmiques qui subsisteraient sont soustraits à l'aide de l'étape `outlier_detection`. L'étape finale `cube_build` prend en compte les différentes positions de *dithering* pour construire un cube de données. Le cube peut être reconstruit pour chaque bande ou chaque channel en combinant plusieurs bandes, afin que le cube final couvre un plus grand domaine de longueurs d'onde. Les sorties sont des cubes 3D avec deux extensions, l'image SCI contient la luminosité de surface des spaxels (pixel spectral) et l'image ERR correspond à l'incertitude en chaque spaxel.

**Soustraction du fond de ciel.** Les systèmes simulés contiennent des étoiles brillantes, dont la PSF s'étend sur la quasi-totalité du champ de vue. Il est donc impossible de définir une région où le pipeline pourrait estimer et soustraire le fond de ciel directement sur l'image scientifique. Pour surmonter ce problème, une scène est simulée avec uniquement l'émission du fond de ciel, tous

les autres fichiers de configuration de MIRISim (paramètres de la simulation et du simulateur) étant les mêmes que ceux utilisés pour la simulation de la cible astrophysique. Cette simulation du fond de ciel passe par l'étape 1 du pipeline pour corriger les effets du détecteur, puis elle est soustraite aux expositions de la cible en ajoutant l'étape `background` dans l'étape 2.

### 3 Application du *molecular mapping*

#### 3.1 Modèles atmosphériques : Exo-REM

Le concept du *molecular mapping* se base sur la corrélation des données avec un modèle de l'atmosphère des exoplanètes que nous essayons de détecter. Dans cette étude, nous utilisons le modèle Exo-REM : un modèle d'équilibre radiatif 1D auto-cohérent. Exo-REM a d'abord été développé pour simuler les atmosphères et les spectres de jeunes exoplanètes géantes (BAUDINO et al., 2015), puis pour comprendre les objets à la transition L–T (CHARNAY et al., 2018) et plus récemment le modèle a été étendu aux planètes irradiées (BLAIN et al., 2021). Ce modèle a été utilisé pour caractériser certaines planètes directement imagées à basse et moyenne résolution spectrale (par exemple, DELORME et al., 2017; BONNEFOY et al., 2018; PETRUS et al., 2021).

L'équilibre radiatif–convectif est résolu en supposant que le flux net (radiatif et convectif) est conservé. La conservation du flux sur la grille de pression (64 niveaux de pression) est résolue de manière itérative en utilisant une méthode d'inversion linéaire avec des contraintes. Les paramètres d'entrée du modèle sont la température effective de la planète, la gravité à 1 bar, et les abondances élémentaires des molécules. Le modèle inclut la chimie hors équilibre, en comparant les échelles de temps des réactions chimiques et le mélange vertical à l'aide de paramétrages issus de ZAHNLE et al. (2014). Le schéma des nuages est détaillé dans CHARNAY et al. (2018); il prend en compte la microphysique et peut simuler la formation de nuages de silicate, de fer, de sulfure, de sel alcalin et d'eau. La distribution des nuages est calculée en prenant en compte la sédimentation et le mélange vertical avec des profils réalistes de coefficient de mélange  $K_{zz}$  basés sur la théorie de la longueur de mélange. Le modèle prend en compte la diffusion Rayleigh de  $H_2$ , He et  $H_2O$ , ainsi que l'absorption et la diffusion par les nuages. Cela est calculé à l'aide de coefficients d'extinction, de l'albédo de diffusion unique et d'un facteur d'asymétrie interpolé à partir de tables pré-calculées pour un ensemble de longueurs d'onde et de rayons de particules. Les sources d'opacité incluent l'absorption induite par collision (CIA)  $H_2$ – $H_2$ ,  $H_2$ –He,  $H_2O$ – $H_2O$ , et  $H_2O$ –air, les bandes ro-vibrationnelles des molécules ( $H_2O$ ,  $CH_4$ , CO,  $CO_2$ ,  $NH_3$ ,  $PH_3$ , TiO, VO,  $H_2S$ , HCN, et FeH), et les raies résonantes de Na et K. Les listes de raies des molécules utilisées dans Exo-REM sont indiquées dans BLAIN et al. (2021).

En particulier, pour les planètes jeunes à longues périodes, les nuages de fer et de silicates (forstérite) sont considérés avec les rayons des particules calculés selon une microphysique simple dans le schéma des nuages. Cette méthode est basée sur une comparaison des échelles de temps des principaux processus physiques impliqués dans la formation et la croissance des particules du nuage, qui inclut un facteur de sursaturation  $S$  fixé à  $S = 0.03$ . Ce modèle reproduit la tran-

sition L–T : pour les types T, les nuages se forment sous la photosphère et ont un faible impact sur les spectres. Les nuages sont calculés de manière auto-cohérente en fonction des courbes de condensation à chaque température (VISSCHER et al., 2010).

Dans nos simulations, les spectres planétaires sont tous modélisés avec Exo-REM. Ils sont extraits dans une grille de modèles construite en utilisant les plages de paramètres fournies dans le tableau 3.1. Des spectres prenant en compte la contribution d’une seule molécule sont aussi nécessaires pour rechercher la présence d’une molécule particulière dans l’atmosphère d’une planète. Les modèles moléculaires utilisés sont calculés à partir du profil pression–température à l’équilibre et des profils d’abondance calculés précédemment. Le transfert radiatif est à nouveau calculé en supprimant toutes les espèces chimiques sauf celle considérée. Les nuages sont également supprimés, mais l’absorption induite par les collisions ( $\text{H}_2\text{--H}_2$ ,  $\text{H}_2\text{--He}$ ,  $\text{H}_2\text{O--H}_2\text{O}$ ) est toujours incluse. Pour chaque groupe de paramètres, Exo-REM fournit le spectre complet ainsi que le spectre de contribution de chaque molécule.

Paramètre	Valeurs (min – max)	Pas
Température (K)	400 - 2000	50
Logg	3.0 - 5.0	0.5
C/O	0.1 - 0.8	0.05
Métallicité ( $Z/Z_\odot$ )	0.32, 1.0, 3.16, 10.0	

TABLE 3.1 – Paramètre de la grille de modèles Exo-REM.

Les spectres stellaires proviennent de bibliothèques disponibles en ligne<sup>5</sup>, les modèles BT-NextGen sont utilisés pour la plupart des étoiles, sauf celles à des températures inférieures à 3000 K, pour lesquelles les modèles BT-Settl sont plus adaptés (ALLARD et al., 2012b).

### 3.2 Soustraction de la contribution stellaire et corrélation croisée

La contribution stellaire dans les données à haute résolution angulaire est un mélange de la figure de diffraction idéale, des *speckles* dues aux aberrations optiques dont l’intensité varie avec le spectre de l’étoile, et de la chromaticité des *speckles* induite par la phase. Les deux varient radialement avec la longueur d’onde au premier ordre. Une planète enfouie dans le halo diffracté et une étoile ont une dépendance spectrale très différente, et peuvent donc être distinguées l’une de l’autre. En infrarouge et dans des conditions spatiales (sans raies telluriques), la signature atmosphérique d’une planète géante apparaît comme une fréquence spectrale élevée due aux absorptions moléculaires, par opposition à la contribution de l’étoile, qui apparaît à plus basse fréquence. Par conséquent, avant d’appliquer la corrélation avec un modèle, la contribution stellaire peut être fortement atténuée par un filtrage passe-haut, tout en préservant presque intactes les signatures moléculaires du spectre de la planète.

5. Librairie de spectres stellaires : [svo2.cab.inta-csic.es/theory](http://svo2.cab.inta-csic.es/theory).

Dans notre cas, nous avons utilisé un filtre gaussien pour supprimer les basses fréquences sur chaque spaxel du cube. Le paramètre du filtre de  $\sigma = 10$  est choisi de manière à maximiser globalement la détection des planètes simulées dans notre étude. Ce paramètre pourra être optimisé afin de soustraire au mieux les contributions stellaires pour un système particulier lors des réelles observations avec le MRS. Les modèles Exo-REM sont dégradés à la résolution maximale du MRS (3700 dans la première bande 1A) et sont interpolés sur les valeurs de longueur d’onde de chaque channel MRS. Le même filtre passe-haut est appliqué aux modèles Exo-REM avant corrélation avec les données. Enfin, la fonction de corrélation croisée (CCF) entre le modèle et les données (filtrées en passe-haut) peut être calculée pour chaque décalage de vitesse ( $\delta V$ ) entre les deux spectres. Les spectres des modèles et des données, fournis à un  $\delta\lambda$  constant dans MIRIsim, sont convertis en vitesse et ré-interpolés pour obtenir un pas constant en vitesse. La fonction `python scipy.signal.correlate` est utilisée pour effectuer la corrélation entre deux spectres. La figure 3.4 montre un exemple du processus dans deux spaxels différents, l’un à la position de la planète, représenté en rouge, et l’autre à une position arbitraire, dans une région dominée par le bruit, représenté en rose. La fonction de corrélation croisée (CCF) affiche un pic de corrélation à une vitesse radiale de  $\delta V = 0$ . En regardant le spaxel loin de la position de la planète, aucun pic de corrélation n’est observé. Le MRS n’a pas une résolution spectrale suffisamment élevée pour résoudre le décalage Doppler des planètes connues imagées. Par conséquent, aucun décalage Doppler n’est inclus dans les simulations, et la valeur à  $\delta V = 0$  de la CCF est suffisante. La méthode est répétée indépendamment sur chaque spaxel pour dériver une carte de coefficient de corrélation à  $\delta V = 0$  dans laquelle une planète correspondrait à la corrélation la plus élevée dans le champ de vue. À chacune des positions  $i, j$ , le coefficient de corrélation est donné par l’équation 3.1, M étant les spectres du modèle et S les spectres issus des données,

$$C_{i,j} = \frac{\sum_{\lambda} S(\lambda)_{i,j} \times M(\lambda)_{i,j}}{\sqrt{\sum_{\lambda} S(\lambda)_{i,j}^2 \times \sum_{\lambda} M(\lambda)_{i,j}^2}}. \quad (3.1)$$

Ces valeurs  $C_{i,j}$  sont récupérées pour déterminer la carte de corrélation (figure 3.4, image de gauche) dans laquelle nous pouvons identifier la planète.

### 3.3 Mesure du rapport signal à bruit

#### 3.3.1 Méthodes précédentes et leurs problématiques

Dans la littérature, diverses méthodes ont été utilisées pour évaluer le S/N sur les cartes de corrélation. Certaines sont basées sur la CCF (dimension spectrale) et d’autres prennent en compte aussi la dimension spatiale. Premièrement, HOEIJMAKERS et al. (2018) mesure l’écart-type moyen de la CCF dans un anneau éloigné du pic de corrélation, et spatialement éloigné de la position de la planète. L’objectif étant d’éviter les variations systématiques de la CCF à l’emplacement de la planète dues à l’autocorrélation. La fonction d’autocorrélation provient des harmoniques spectrales d’une molécule, qui produisent un signal de corrélation non nul loin de  $\delta V = 0$ . Par exemple, le CO génère des pics de corrélation secondaires qui peuvent être presque aussi forts que le pic de corrélation principal. La figure 3.5 présente la fonction d’autocorrélation

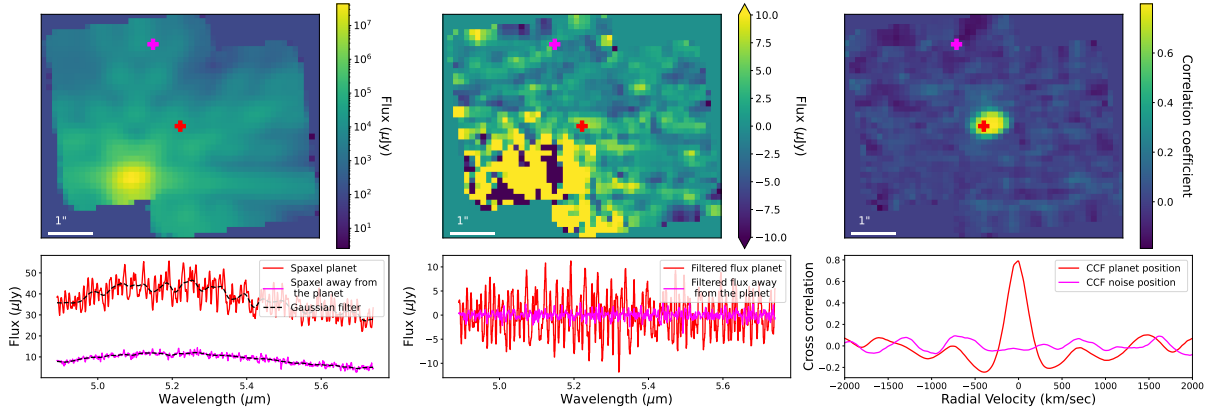


FIGURE 3.4 – En haut : Simulation dans la bande 1A pour une étoile ( $T = 6000 K$ ) et une planète ( $T = 1000 K$ ) séparées par  $1.8''$ . De gauche à droite : Image directe résultant de quatre positions *dithering*, l'étoile étant décalée dans le coin inférieur gauche (somme sur les longueurs d'onde de la bande); résidus hautes fréquences après soustraction du filtre gaussien spectral dans chaque spaxel; carte de corrélation avec le même spectre modèle que celui injecté dans la simulation pour  $\delta V = 0$ . La croix rouge indique la position de la planète, et la croix rose est la position arbitraire choisie loin de la planète. En bas : Illustration de la technique de *molecular mapping* dans deux spaxels, l'un à la position de la planète (rouge) et l'autre à une position éloignée de la planète (rose), pour le channel 1A ( $4.885 - 5.751 \mu\text{m}$ ). De gauche à droite : le processus de filtrage appliqué au modèle, les spectres combinés et le filtre gaussien (noir) dans les deux spaxels (rose et rouge), la composante haute fréquence après soustraction, et la fonction de corrélation croisée pour  $\delta V = [-2000; +2000]$  km/s.

de plusieurs molécules dont nous étudions la détectabilité dans la suite de ce chapitre.

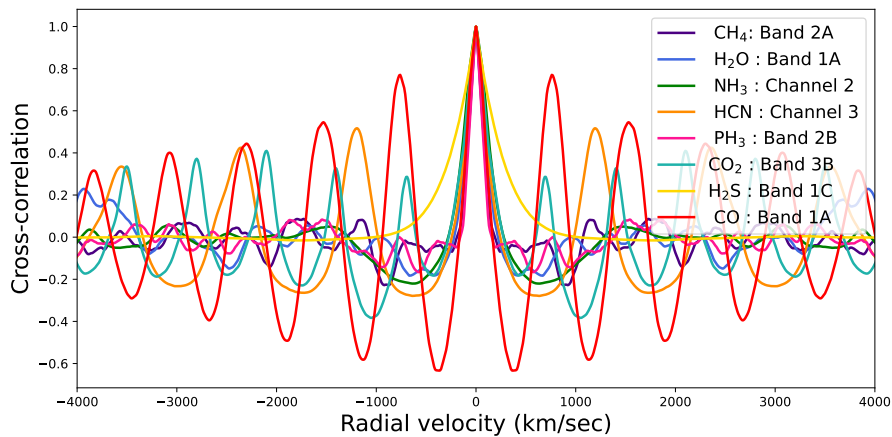


FIGURE 3.5 – Autocorrélation des molécules (exemple avec des spectres Exo-REM à  $T = 550 K$ ) aux longueurs d'onde (bande ou channel) pour lesquels les signatures spectrales sont les plus prononcées

D'autres études présentent une correction pour l'autocorrélation avant de mesurer le S/N (CUGNO et al., 2021; PATAPIS et al., 2022). La fonction d'autocorrélation du spectre modèle est calculée, remise à l'échelle de la CCF entre les modèles et les données, puis soustraite dans

les ailes de la CCF (typiquement pour  $\delta V > \pm 200$  km/s). Cependant, l'impact important du signal d'autocorrélation justifie de prendre en compte uniquement la dimension spatiale dans l'estimation du bruit. PETRUS et al. (2021) mesure le bruit comme l'écart-type d'une distribution gaussienne dérivée de tous les spaxels, à l'exclusion de ceux contenant le signal de la planète (figure 3.6). Cette mesure suppose que le bruit suit une distribution gaussienne, ce qui n'est pas toujours le cas, selon l'instrument et les résidus après la soustraction stellaire.

Concernant le signal de corrélation de la planète, HOEIJMAKERS et al. (2018) le mesure comme la valeur de corrélation dans le pixel à la position de la planète, tandis que PETRUS et al. (2021) évalue un signal moyenné dans l'espace des vitesses autour du pic de corrélation et spatialement dans une région centrée sur la planète. Cette méthode est également utilisée par PATAPIS et al. (2022), qui mesure le signal comme la valeur moyenne de la CCF dans une ouverture centrée sur la position de la planète. Ces méthodes sont également conservatrices, car,

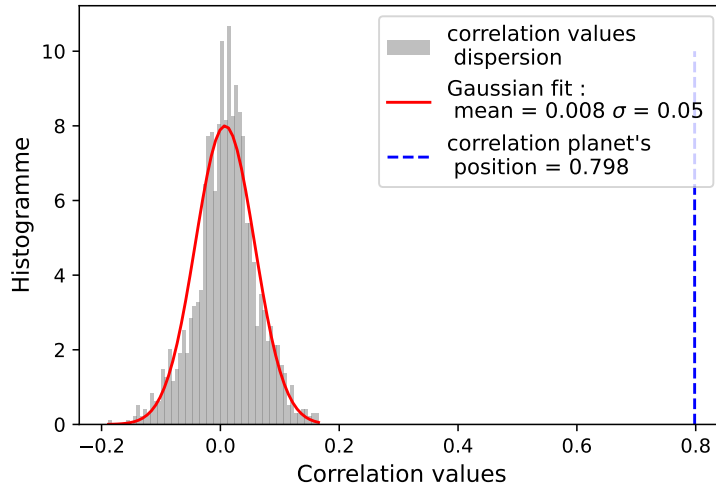


FIGURE 3.6 – Histogramme des valeurs des pixels dans la carte de corrélation (en gris) et le modèle gaussien correspondant (en rouge). Le coefficient de corrélation à la position de la planète est indiqué en bleu.

en principe, le signal de la planète peut être intégré sur plusieurs pixels. Néanmoins, mesurer le signal d'une planète dans la tâche de corrélation, et donc s'intéresser à sa dimension spatiale, n'est pas si simple.

### 3.3.2 Nouvelle méthode expérimentale proposée

Pour obtenir une mesure robuste du  $S/N$ <sup>6</sup>, nous avons défini une nouvelle méthode compatible à la fois avec un niveau de détection faible ou élevé, tout en ayant la capacité de prendre en compte les cas où les corrélations résiduelles du spectre stellaire sont élevées. Les corrélations

6. Les estimations concernant l'évolution de la forme et la taille de la tâche de corrélation en fonction des différents paramètres ont été dérivées, entre autres, à partir du groupe de simulations de l'étude paramétrique détaillée partie 4.

dues à l'étoile elle-même sont particulièrement importantes si les températures de la planète et de l'étoile sont proches, comme c'est le cas dans les étoiles de type tardif ( $T \sim 3000$  K). Notre méthode tient également compte de la variation spatiale du bruit pour éviter d'être limité par le signal d'autocorrélation dans les CCF. En masquant les planètes avec un rayon de 6 spaxels (taille maximale de la tâche de corrélation estimée expérimentalement pour une seule planète dans l'image), nous avons mesuré le bruit comme l'écart-type de tous les autres spaxels, c'est-à-dire dans la carte de corrélation à  $\delta V = 0$  (de la même manière que PETRUS et al., 2021).

Concernant le signal de la planète, il est évalué en sommant les pixels dans la tâche de corrélation. Néanmoins, nous remarquons que sa forme et sa taille varient en fonction de plusieurs paramètres et que celle-ci diffère d'une PSF : le signal ne peut pas être intégré dans une ouverture  $\sim \lambda/D$  (comme en imagerie).

Plusieurs caractéristiques de la tâche de corrélation sont mises en évidence de manière expérimentale. La valeur de la corrélation dépend de la séparation entre l'étoile et la planète. Plus la planète est proche de l'étoile, plus la valeur de la corrélation est faible. De plus, si les données sont plus bruitées, la tâche de corrélation est plus petite. Enfin, bien qu'elle ne corresponde pas à une PSF, la largeur de la tâche de corrélation varie également avec la longueur d'onde. Dans toutes les simulations, la tâche de corrélation diminue en taille à mesure que les longueurs d'onde augmentent notamment en raison d'une perte de sensibilité et d'un niveau de fond de ciel plus élevé affectant les grandes longueurs d'onde. Les caractéristiques moléculaires ont aussi tendance à devenir moins marquées aux grandes longueurs d'onde.

Concernant l'astrométrie, la position dans le champ où la tâche de corrélation atteint un maximum ne correspond pas nécessairement à la position réelle de la planète. Cet effet est d'autant plus important aux petites séparations angulaires, car le flux stellaire peut contaminer les spaxels situés à la position de la planète. La valeur de la corrélation est donc plus élevée sur les pixels à côté de la position de la planète, qu'au niveau du pixel à la position de la planète. Par conséquent, il est important de noter que l'astrométrie d'un compagnon basée sur une carte de corrélation n'est pas fiable, notamment lorsque le niveau de bruit est élevé ou lorsqu'il est situé à une petite séparation angulaire.

Compte tenu de ces comportements observés, le S/N est mesuré dans les cartes de corrélation uniquement de manière spatiale et la taille de la tâche de corrélation (contenant  $N_S$  spaxels) est définie de manière expérimentale en fonction de son profil radial. La taille maximale est imposée avec un rayon de 6 spaxels pour toutes les channels. Comme premier critère, les spaxels dont la valeur de corrélation est supérieure à 3 fois le bruit sont sélectionnés (zone rouge de la figure 3.7). Le bruit est mesuré dans les autres spaxels (zone bleue de la figure 3.7). Un second critère est ajouté pour s'assurer que nous n'intégrons pas de bruit dans le signal de la planète. Le modèle de corrélation n'est pas circulaire, alors on sélectionne uniquement les spaxels pour lesquels la corrélation est supérieure à 50% de la corrélation maximale. En outre, il faut tenir compte de



la situation particulière où l'ensemble du profil est supérieur à 50% de la corrélation maximale. Cette situation se produit par exemple si la corrélation avec l'étoile elle-même domine le modèle (ce qui est principalement le cas pour CO, ou une planète chaude autour d'une étoile froide). Dans ces cas, seulement le spaxel central est utilisé pour mesurer le pic de corrélation. Enfin, en gardant l'hypothèse d'un bruit gaussien, le rapport S/N est calculé avec l'équation 3.2, où  $\sigma$  est l'écart-type du bruit et  $C_i$  les valeurs de corrélation pour les  $N_S$  spaxels :

$$S/N = \frac{\sum_i C_i}{\sqrt{N_S} \times \sigma}. \quad (3.2)$$

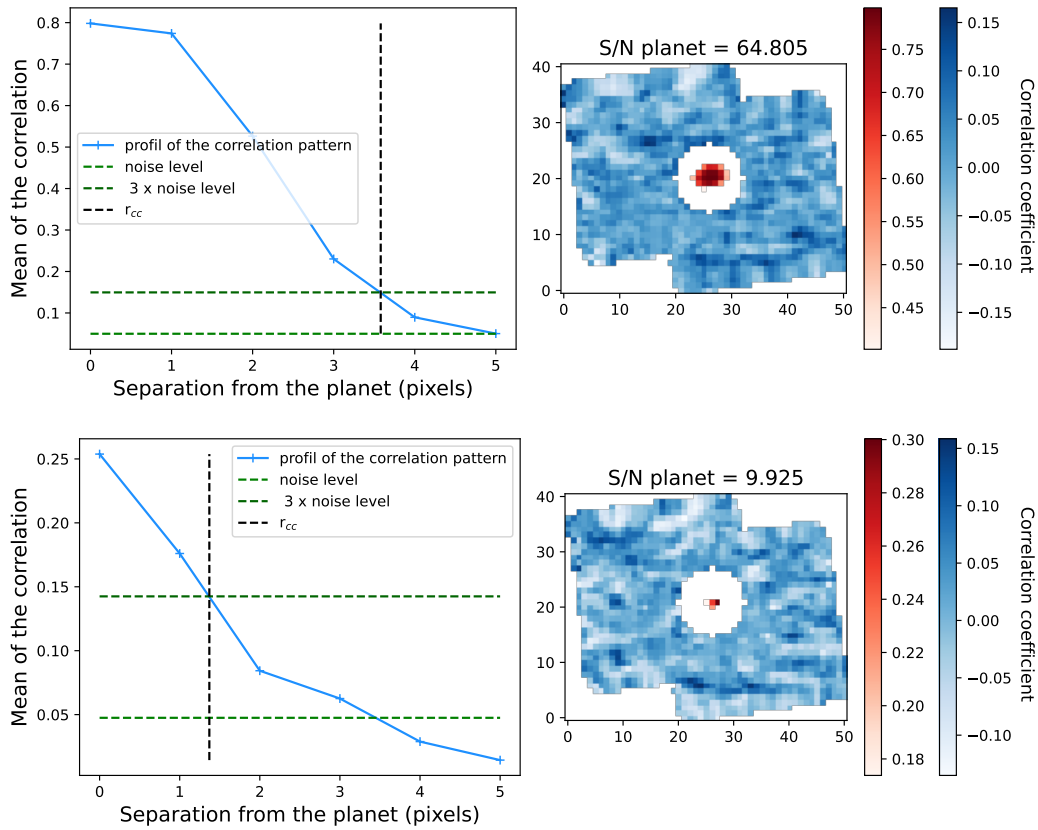


FIGURE 3.7 – Profil azimuthal moyen de la tâche de corrélation (à gauche) et carte de corrélation correspondante pour illustrer la mesure du rapport S/N (à droite). Les pixels utilisés pour évaluer le bruit sont indiqués en bleu et les pixels considérés pour le signal de la planète sont indiqués en rouge. Les paramètres de la simulation sont les mêmes que ceux de la figure 3.4, avec en haut la simulation avec une étoile à 1.8" de la planète (faible niveau de bruit) et en bas une simulation avec une étoile à 0.6" de la planète (niveau de bruit plus élevé).

La figure 3.7 résume la méthode pour deux cas : un avec un S/N élevé (images du haut) et un avec un S/N plus faible (images du bas). Les profils de la tâche de corrélation diffèrent dans les deux cas et donnent une bonne approximation de la taille de la tâche de corrélation, comme nous pouvons le voir dans les images de droite. Les critères choisis sélectionnent bien les spaxels correspondant au signal de la planète.

### 3.3.3 Évaluation de la taille de la tâche de corrélation

La méthode développée pour calculer le S/N est aussi basée sur des observations analytiques de la variation de la corrélation. Le groupe de simulation de la partie 4 nous a permis de valider nos hypothèses et quelques exemples sont également présentés dans cette partie.

**Méthode analytique.** Afin de comprendre comment la forme et la taille de la tâche de corrélation évolue en fonction des paramètres impliqués dans la corrélation, nous dérivons une formule de corrélation dépendant de ces paramètres. En définissant S le spectre observé et M le spectre modèle, le bruit dans le spectre observé est  $\xi \sim \mathcal{N}(0, \xi(\lambda))$  et P est la PSF soit  $P = \sum_{\lambda} P(\lambda)$ , alors :

$$S = PM + \xi. \quad (3.3)$$

La corrélation peut être écrite comme,

$$C = \frac{M \otimes (PM + \xi)}{\|M\| \times \|(PM + \xi)\|}. \quad (3.4)$$

Le numérateur peut être développé sous la forme :

$$M \otimes (PM + \xi) = PM \otimes M + M \otimes \xi \quad (3.5)$$

$$= \sum_{\lambda} P(\lambda)M^2 + \sum_{\lambda} M\xi \quad (3.6)$$

$$\approx \sum_{\lambda} P(\lambda)M^2. \quad (3.7)$$

Plus précisément, la norme du spectre observée est :

$$\|(PM + \xi)\| = \sqrt{\sum_{\lambda} (PM)^2 + 2 \sum_{\lambda} PM\xi + \sum_{\lambda} \xi^2} \quad (3.8)$$

$$\approx \sqrt{\sum_{\lambda} P(\lambda)^2 M(\lambda)^2 + \sum_{\lambda} \xi(\lambda)^2}. \quad (3.9)$$

Enfin, la norme du modèle,

$$\|M\| = \sqrt{\sum_{\lambda} M^2}. \quad (3.10)$$

Si la fonction de la PSF,  $P_x(\lambda)$ , est une gaussienne  $G_{\sigma}(x)$  avec  $x$  la distance du spaxel par rapport au centre de la PSF et avec une dépendance à la longueur d'onde  $\sigma(\lambda) = \sigma_0 \lambda / \lambda_0$ , on peut

développer  $P$  au premier ordre dans  $(\lambda - \lambda_0)/\lambda_0$  tel que,

$$P = G_\sigma(x) \quad (3.11)$$

$$= \exp\left(-\frac{\mathbf{x}^2}{2\sigma_0^2\lambda^2/\lambda_0^2}\right) \quad (3.12)$$

$$\approx \exp\left(-\frac{\mathbf{x}^2}{2\sigma_0^2}\right) \left(1 + \frac{x^2}{\sigma_0^2} \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0}\right). \quad (3.13)$$

Par la suite, on écrit  $G_0(x) = \exp\left(-\frac{\mathbf{x}^2}{2\sigma_0^2}\right)$ . Les termes du numérateur et du dénominateur impliquant  $P_x(\lambda)$  peuvent être développés selon l'équation au premier ordre en  $(\lambda - \lambda_0)/\lambda_0$ . La linéarisation de tous les termes du premier ordre conduit à l'équation suivante :

$$C \approx \frac{G_0(x)}{\sqrt{G_0(x)^2 + \delta^2}} + \frac{x^2}{\sigma_0^2} G_0(x) \frac{\delta^2}{(G_0(x)^2 + \delta^2)^{3/2}} \beta, \quad (3.14)$$

où on définit :

$$\beta = \frac{\sum_\lambda \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} M(\lambda)^2}{\sum_\lambda M(\lambda)^2} \quad (3.15)$$

$$\delta^2 = \frac{\sum_\lambda \xi(\lambda)^2}{\sum_\lambda M(\lambda)^2}. \quad (3.16)$$

Le paramètre  $\delta^2$  peut être considéré comme une constante positive qui dépend du S/N dans le cube, et  $\beta$  peut être limité par la gamme de longueurs d'onde de la channel considérée. En effet, comme  $\lambda_{\min} < \lambda < \lambda_{\max}$ ,

$$\frac{\lambda_{\min} - \lambda_0}{\lambda_0} < \beta < \frac{\lambda_{\max} - \lambda_0}{\lambda_0}. \quad (3.17)$$

Étant donné que les channels ont une couverture spectrale de l'ordre de  $\lambda_0 \pm 14 - 18\%$ , on s'attend à ce que  $\beta < 0.18$ . Le terme à l'ordre 0,  $C = G_0(x)/\sqrt{G_0(x)^2 + \delta^2}$ , est alors une bonne approximation de la taille de la tâche de corrélation, il indique que celle-ci dépendra de la taille de la PSF, du spectre de modèle, mais aussi du bruit.

Cette formule est efficace pour identifier les paramètres impliqués dans la corrélation, mais elle n'est pas suffisante pour estimer le rayon de la tâche de corrélation. Elle résulterait en une tâche de corrélation dont la taille est surestimée. En effet, cette approximation est correcte uniquement dans le cas où les données sont dominées par du bruit gaussien, ce qui n'est pas le cas à plus grande longueur d'onde et quand les résidus stellaires dominent. Ce calcul suppose aussi que la PSF suit une fonction gaussienne, ce qui est une hypothèse très approximative pour la PSF du MRS.

**Exemples expérimentaux à partir des simulations.** Les simulations confirment les hypo-

thèses ci-dessus et montrent que l'on obtient différentes formes et tailles de la tâche de corrélation en fonction du niveau de bruit et de la molécule étudiée. La figure 3.8 présente la carte de corrélation pour une planète à 500 K autour d'une étoile à 6000 K ; on peut voir la comparaison entre l'image directe et les cartes de corrélation pour trois molécules détectées ( $\text{NH}_3$ ,  $\text{CH}_4$ , et  $\text{PH}_3$ ) aux mêmes longueurs d'onde (bande 2B) et avec une séparation étoile-planète de  $3.2''$ . Elle met en évidence la variété des profils de la tâche de corrélation lorsqu'une même simulation est corrélée avec différents modèles synthétiques, dont tous les cas présentent une détection à différents niveaux de S/N. Le profil de la tâche de corrélation est généralement plus large que celui de la PSF. Les figures 3.9 et 3.10 présentent une comparaison entre les cartes de corrélation avec le CO et le  $\text{H}_2\text{O}$  pour quatre valeurs de séparation entre une étoile et une planète ( $0.6''$ ,  $1.0''$ ,  $1.4''$  et  $1.8''$ ). Cette figure correspond à une simulation avec une planète à 1750 K dans la bande 1A, elle permet de voir de nouveau la variété des profils de la tâche de corrélation selon différents niveaux de détection. Concernant le profil azimuthal moyen, nous pouvons remarquer que celui de la PSF est inchangé peu importe le niveau de bruit, alors que celui de la tâche de corrélation dépend du niveau de bruit et du spectre modèle avec lequel les données sont corrélées.

Les figures prouvent également que l'astrométrie n'est pas fiable à partir des cartes de corrélation. La tâche de corrélation est asymétrique et le pic de corrélation ne correspond pas à la position de la planète injectée. Cette asymétrie est principalement visible à courte séparation étoile-planète (sur la figure 3.9).

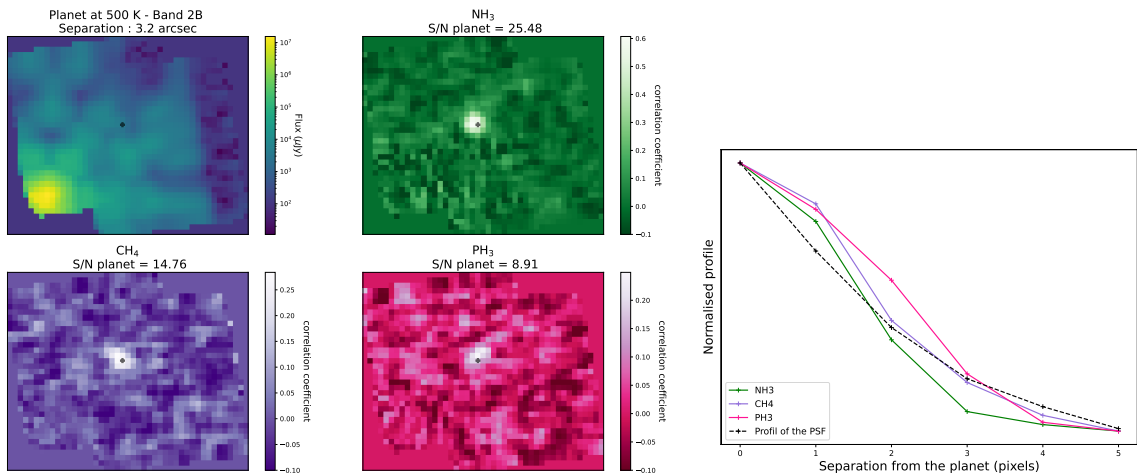


FIGURE 3.8 – Gauche : Simulation avec une planète à 500 K et une étoile située à  $3.2''$ . Cartes de corrélation avec différents spectres synthétiques moléculaires :  $\text{NH}_3$ ,  $\text{CH}_4$  et  $\text{PH}_3$  dans la bande 2B. Droite : Profils moyens azimuthaux correspondants à chacune des cartes de corrélation à gauche.

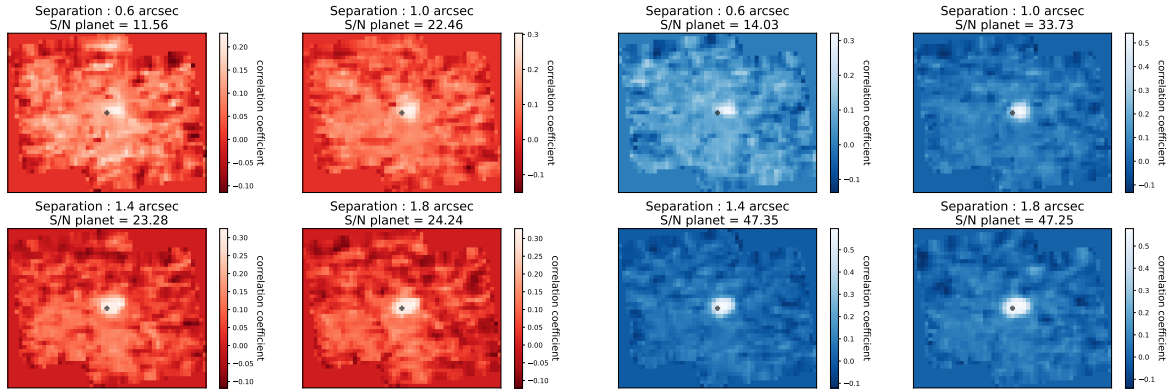


FIGURE 3.9 – Simulations avec une planète à 1750 K et l'étoile à différentes séparations étoile-planète. Carte de corrélation avec un spectre de CO (rouge) et avec un spectre de H<sub>2</sub>O (bleu) dans la bande 1A.

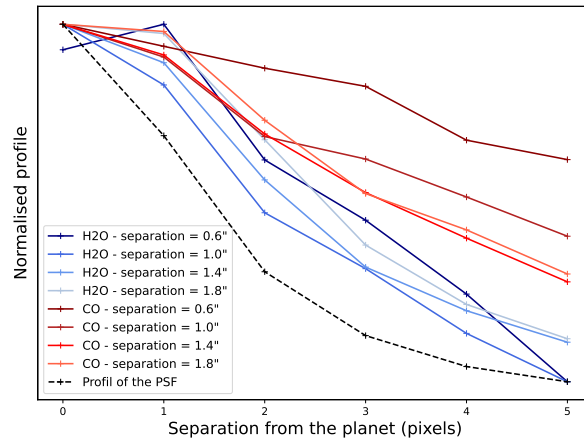


FIGURE 3.10 – Profils moyens azimutaux correspondants aux cartes de corrélation de la figure 3.9.

## 4 Étude paramétrique

Deux groupes de simulations sont effectués pour évaluer les limites de détection du MRS. Nous nous intéressons aux propriétés des systèmes les plus favorables et aux molécules pouvant être détectées en utilisant le *molecular mapping* dans chaque cas. L'objectif est d'étudier l'impact du type spectral et de la séparation angulaire sur la détection d'une exoplanète et sur la détection de chaque molécule incluse dans Exo-REM. Le premier ensemble de simulations permet de restreindre l'espace des paramètres pour poursuivre cette étude paramétrique.

### 4.1 Impact du type spectral stellaire et planétaire

Le *molecular mapping* est basé sur le principe que les spectres planétaires et stellaires sont fondamentalement différents. La première partie de cette étude paramétrique a pour objectif de tester l'impact du type spectral à la fois pour l'étoile et pour la planète. Un groupe de 21 simu-

lations est défini avec trois températures stellaires de 3000 K, 6000 K et 9000 K, correspondant typiquement aux étoiles de type M, G, et A ; et en faisant varier la température de la planète de 500 K à 2000 K par pas de 250 K. Les simulations sont effectuées avec  $N_{group} = 26$  et  $N_{int} = 13$  correspondant à un temps d'exposition totale de 1 heure. Ces paramètres ont été choisis afin d'obtenir un S/N suffisant sur la planète (située à une séparation angulaire de 1.4") dans un temps de calcul raisonnable. Afin d'étudier uniquement l'impact des caractéristiques des raies spectrales, les simulations ne représentent pas des systèmes réalistes : le contraste de flux entre l'étoile et la planète sont maintenus constants pour chaque cas. Il s'agit d'une configuration optimiste et idéale : le contraste étoile-planète à  $5 \mu\text{m}$  est fixé à  $10^3$ , et le spectre modèle pour calculer la corrélation est identique au spectre utilisé pour simuler la planète. Les S/N mesurés pour les trois premières channels du MRS sont indiqués sur la figure 3.11 (des résultats similaires sont observés si l'on ne regarde qu'une seule bande spectrale).

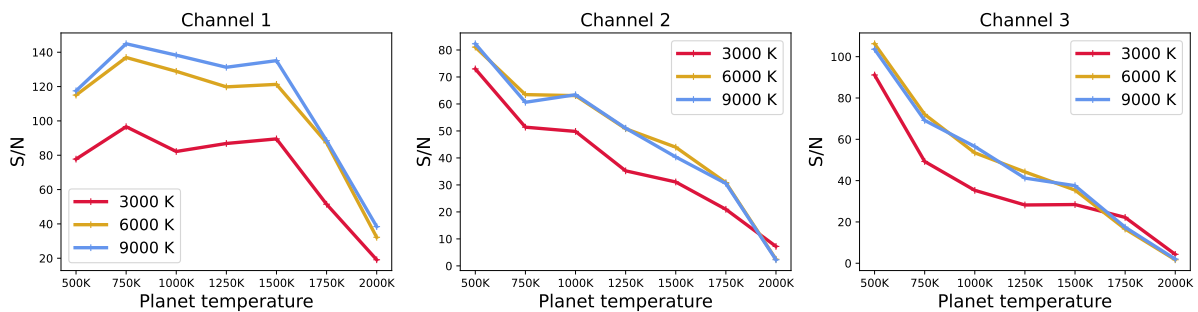


FIGURE 3.11 – Rapport signal à bruit mesuré sur chaque système avec différentes températures de planète et d'étoile, dans les trois premières channels du MRS.

Globalement, les planètes les plus froides sont les plus faciles à détecter avec le *molecular mapping*, puisque leurs spectres ont des raies moléculaires plus prononcées que les planètes plus chaudes. La planète la plus chaude de l'échantillon ( $T_p = 2000$  K) présente une corrélation beaucoup plus élevée avec le spectre stellaire, et elle n'est ainsi presque pas détectée, ce qui est encore plus remarquable dans les channels 2 et 3. Les résultats sont similaires peu importe la température de l'étoile, mais la détection est globalement moins élevée pour une étoile plus froide, qui présente plus de caractéristiques spectrales ( $T_s = 3000$  K).

## 4.2 Impact du type spectral planétaire et de la séparation angulaire

Suivant cette première analyse, nous avons choisi une température stellaire unique ( $T_s = 6000$  K) et considéré des simulations plus réalistes dans lesquelles le système est situé à une distance  $d = 30$  pc. Les flux des planètes ont été calculés pour la même gamme de température et pour un rayon de  $1 R_{Jup}$ . Le flux de la planète vaut :  $F_{planète} = F_{modèle} \times (R^2/d^2)$  pour obtenir le flux reçu sur le détecteur à partir du modèle Exo-REM. Nous avons testé l'efficacité du *molecular mapping* en fonction la température de la planète et de sa séparation angulaire par rapport à l'étoile. La planète est positionnée au centre du champ de vue, tandis que la position de l'étoile est décalée de 0.2" à 3.2". Dans ce groupe de simulation, les planètes ont

potentiellement des flux plus faibles, par rapport aux simulations du groupe précédent. Il est donc nécessaire d'augmenter le temps d'observation pour avoir un S/N suffisant, ainsi 2 heures d'observations sont générées pour chaque simulation avec  $N_{group} = 33$ , et  $N_{int} = 19$  (toujours dans le but aussi de minimiser le temps de calcul).

La figure 3.12 indique les valeurs de S/N dans les channels 1, 2 et 3, pour chaque température de la planète en fonction de la séparation angulaire de l'étoile. En général, le S/N ne dépend pas seulement du flux de la planète car le continuum est filtré tout en supprimant la contribution de l'étoile. Par conséquent, les hautes fréquences correspondent au facteur dominant dans la corrélation. Néanmoins, les planètes les plus brillantes ont un S/N sur le détecteur plus élevé et donc potentiellement des signatures spectrales plus prononcées permettant des détections qui peuvent avoir un S/N élevé en *molecular mapping* également.

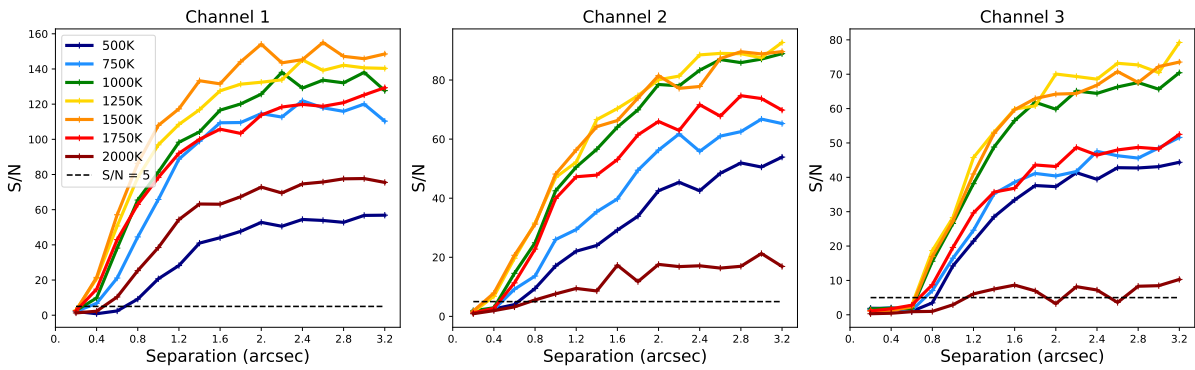


FIGURE 3.12 – Valeurs du rapport signal à bruit obtenues en fonction de la séparation angulaire de l'étoile pour chaque température de la planète dans les trois premières channels du MRS.

Les valeurs de S/N les plus élevées sont observées pour des températures comprises entre 750 et 1750 K. Des performances plus faibles sont obtenues pour les planètes les plus froides ( $T_p = 500$  K) mais aussi les plus chaudes ( $T_p = 2000$  K) en raison d'un flux absolu plus faible et respectivement d'un niveau de corrélation plus faible dû à moins de raies d'absorption. Le rapport S/N augmente rapidement avec la séparation angulaire jusqu'à environ  $\sim 1.5''$ , puis devient asymptotique, au moins dans la channel 1 et 3. La channel 2 montre une augmentation plus graduelle du S/N avec l'augmentation de la séparation.

La même étude paramétrique est réalisée pour chaque molécule individuelle, en se focalisant sur la channel ou la bande dans laquelle la détection est optimale (figure 3.13). Les molécules sont détectées dans les bandes pour lesquelles l'absorption est la plus importante et celles qui diffèrent le plus du spectre stellaire, à la condition que les signatures spectrales ne soient pas masquées par celles d'une autre molécule. Les molécules dont les caractéristiques spectrales couvrent une plus large gamme de longueurs d'onde bénéficieront du calcul du S/N dans le cube construit avec les trois sous-bandes d'une channel. Les résultats pour chacune des molécules sont résumés ci-dessous :

- La molécule  $\text{H}_2\text{O}$  est la plus abondante dans le spectre d'une planète quelle que soit sa température. Elle est détectée dans toutes les channels, mais surtout dans la première, sauf pour les planètes froides où le  $\text{CH}_4$  domine dans la channel 2 et masque les caractéristiques de  $\text{H}_2\text{O}$ . La même tendance est observée que dans le cas de la corrélation avec le modèle atmosphérique complet (augmentation rapide puis asymptotique en fonction de la séparation angulaire), bien qu'avec un S/N légèrement inférieur (120 au maximum).
- Le CO est bien détecté pour les planètes les plus chaudes de 1250 K à 1750 K (sauf pour la plus chaude à 2000 K) et à des séparations supérieures à 0.6 – 0.8". Pour les planètes plus froides à 750 K et 1000 K, le CO est détecté pour des séparations supérieures à 1". Le spectre du CO n'a pas d'absorptions aux longueurs d'onde plus grande que 6  $\mu\text{m}$ , les résultats sont présentés uniquement dans la bande 1A, qui a globalement le S/N le plus élevé. L'étoile elle-même produit une corrélation non négligeable avec le CO, ce qui donne lieu à des résidus spatiaux dans la carte de corrélation, responsables de fortes variations dans les courbes de S/N.
- Le  $\text{CH}_4$  est détecté uniquement dans les planètes les plus froides (500 K et 750 K) dans la channel 2, et pour des séparations supérieures à 1.4" car il a moins de caractéristiques spectrales comparées par exemple à  $\text{H}_2\text{O}$ .
- Le  $\text{NH}_3$  est détecté dans la channel 2 pour les planètes plus éloignées que 0.8" dont la température est inférieure à 1000 K. La détection de  $\text{NH}_3$  peut permettre de discriminer entre plusieurs hypothèses de température d'une planète (tel que pour 2M 1207 b, voir la partie 5).
- Les molécules  $\text{PH}_3$  et HCN présentent moins de caractéristiques spectrales que les molécules précédentes, elles sont par nature plus difficiles à détecter. D'après l'analyse du S/N, il peut y avoir une détection potentielle pour les objets les plus froids ( $T < 1000$  K) à des séparations assez larges ( $> 2$ "). Pour le  $\text{PH}_3$ , l'analyse est limitée à la bande individuelle 2B et HCN dans la channel 3.

Les abondances de chaque molécule en fonction de la température de la planète sont indiquées sur la figure 3.14, justifiant la détection de  $\text{NH}_3$ ,  $\text{CH}_4$ , HCN, et  $\text{PH}_3$  uniquement dans les planètes froides. Pour les planètes chaudes, plusieurs molécules sont moins abondantes et les nuages masquent les raies d'absorption, ce qui explique pourquoi moins de caractéristiques moléculaires sont détectées.

Pour fournir un S/N de référence, les mêmes simulations sont effectuées sans étoile, mais avec seulement une planète au centre du champ de vue. La valeur de S/N obtenue est indiquée par une croix sur la figure 3.13. Globalement, les courbes de S/N convergent vers ces valeurs à grandes séparations. Cette étude confirme que  $\text{PH}_3$  et HCN peuvent être détectés pour les planètes froides, dans le cas où la planète n'est pas trop contaminée par des résidus stellaires. Elle confirme également que  $\text{H}_2\text{S}$  et  $\text{CO}_2$  ne sont pas accessibles au MRS pour cette gamme de température et de luminosité de la planète, même s'ils sont relativement assez abondants comparés aux autres molécules. Dans le cas de la molécule  $\text{H}_2\text{S}$ , la plupart des caractéristiques



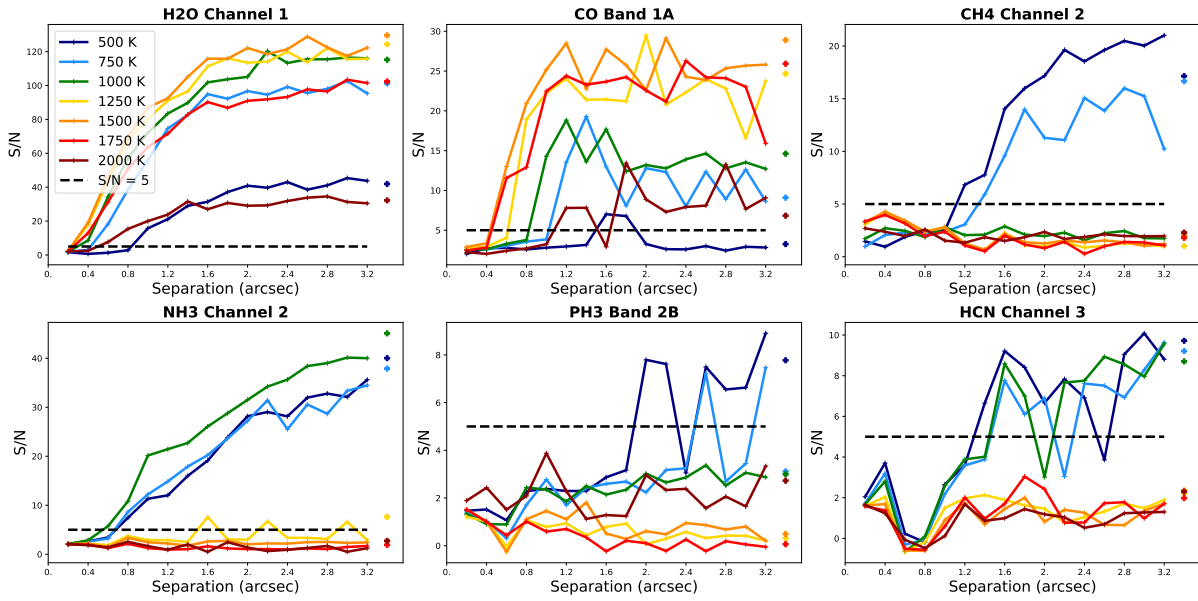


FIGURE 3.13 – Valeurs des rapports S/N obtenues à chaque séparation de l'étoile pour les molécules suivantes H<sub>2</sub>O, CO, CH<sub>4</sub>, HCN, NH<sub>3</sub>, et PH<sub>3</sub> (dans la bande ou la channel où les caractéristiques spectrales sont les plus fortes). La croix représente les simulations sans étoile.

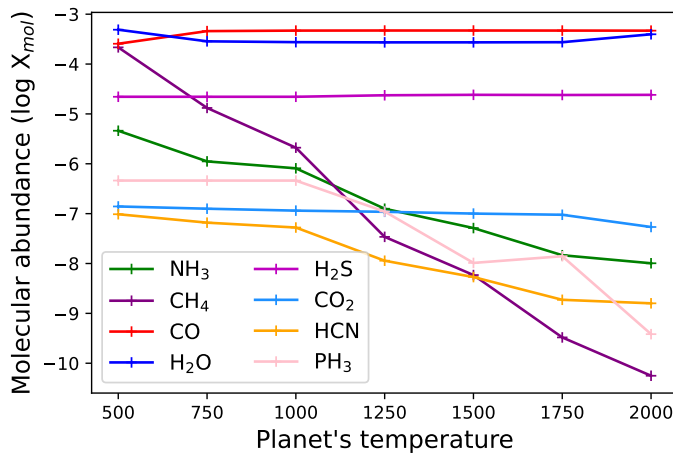


FIGURE 3.14 – Abondance moléculaire dans les modèles Exo-REM pour chaque molécule en fonction de la température de la planète.

spectrales sont localisées entre  $\sim 5$  et  $8 \mu\text{m}$ , où la signature de H<sub>2</sub>O domine le spectre et masque donc les caractéristiques de H<sub>2</sub>S. Cette molécule pourrait être détectée seulement dans le cas de cibles très lumineuses. La détection de CO<sub>2</sub> est limitée par des caractéristiques spectrales peu profondes à  $15 \mu\text{m}$ , la faible sensibilité de l'instrument à ces longueurs d'onde, et la contamination stellaire. Par conséquent, le MRS ne pourrait détecter du CO<sub>2</sub> que dans des objets très brillants, si l'on parvient à atténuer fortement la contamination de l'étoile. Une simulation optimiste avec un système brillant, à 22 pc, dans lequel le contraste étoile-planète est favorable

( $R_\star = 0.8 R_\odot$ ,  $R_{Planète} = 1.2 R_{Jup}$ , séparation = 1.5"), confirme cette hypothèse : dans ce cas,  $\text{CO}_2$  est clairement détecté.

Aucune des autres molécules incluses dans Exo-REM n'est détectée dans ces simulations.  $\text{TiO}$  a des caractéristiques spectrales dans la channel 2 pour les planètes chaudes ( $T > 1750 \text{ K}$ ). Cependant, elles sont trop faibles pour être détectées.  $\text{FeH}$ ,  $\text{K}$ ,  $\text{VO}$  et  $\text{Na}$  n'ont soit aucune caractéristique spectrale aux longueurs d'onde du MRS, soit des signatures trop faibles pour être détectées.

Un aspect plus inattendu est remarqué dans le cas du  $\text{CO}$ ,  $\text{CH}_4$  et  $\text{PH}_3$  : à certaines températures, le S/N de la simulation sans l'étoile est plus petit que le S/N avec l'étoile. Cela s'explique par une corrélation non nulle du spectre de l'étoile avec le spectre de ces molécules, qui se traduit par une tâche de corrélation plus large qui tend à augmenter artificiellement le S/N. Cela signifie que la méthode de calcul du S/N n'est pas encore parfaite et pourrait encore être améliorée pour prendre en compte cet effet. Une atténuation plus efficace de l'étoile avant d'appliquer le *molecular mapping* pourrait également contribuer à réduire ces effets.

## 5 Application à un échantillon d'exoplanètes imagées

Pour compléter l'analyse paramétrique, les performances du MRS sont évaluées en se basant sur des simulations de systèmes réels comprenant des planètes détectées en imagerie directe. Cette partie a pour objectif d'estimer la pertinence des futurs programmes d'observation avec MIRI.

### 5.1 Choix des cibles basé sur les limites d'observation

L'échantillon a été défini pour répondre aux exigences d'observation : premièrement, la résolution angulaire que le JWST peut atteindre dans l'IR moyen impose des séparations angulaires supérieures à  $\sim 0.3''$  (qui est approximativement la résolution angulaire pour la longueur d'onde moyenne du MRS), et deuxièmement, la sensibilité du MRS permet d'observer des cibles avec un flux supérieur à  $30 \mu\text{Jy}$  ( $10 \sigma$  signal en 10000 s, GLASSE et al., 2015).

Les systèmes suivants sont considérés : GJ 504, HR 8799,  $\beta$  Pic, HD 95086, HIP 65426, 51 Eri HD 106906, 2M 1207, et GJ 758 (dont le compagnon est une naine brune). Les caractéristiques de ces systèmes sont résumées dans le tableau 3.2 pour les étoiles, et dans le tableau 3.6 pour les planètes. Ces systèmes couvrent une large gamme de températures, de séparations angulaires et de types stellaires (voir la figure 3.15). Ils représentent donc un échantillon pertinent pour tester la capacité du MRS à analyser des compagnons sub-stellaires en *molecular mapping*. La plupart de ces systèmes simulés ont largement été étudiés avec des instruments en IR proche basés sur des télescopes au sol. Cela permet d'observer l'apport des observations en IR moyen avec le MRS, comparé aux analyses précédentes dans l'IR proche. Ils permettent également de tester des cas limites : en séparation angulaire par exemple avec 51 Eri b et  $\beta$  Pic b. Des gammes en

Paramètres stellaires	Type spectral	Température (K)	R ( $R_{\odot}$ )	Distance (pc)
GJ 504	G0V	6200	1.35	17.56
HR 8799	A5V	7600	1.5	39.4
$\beta$ Pictoris	A6V	8000	1.8	19.45
HD 95086	A8III	7600	1.6	86.2
HIP 65426	A2V	8800	1.77	111.4
51 Eri	F0IV	7000	1.5	29.4
HD 106906	F5V	6700	1.4	102.8
2M 1207	M8	2600	1.4	52.4
GJ 758	G9V	5500	0.88	15.5

TABLE 3.2 – Paramètres des étoiles pour chaque système, toutes ont  $[M/H] = 0$  and  $\log g = 4.0$ . Références pour les distances des étoiles LEEUWEN (2007) et GAIA COLLABORATION et al. (2016).

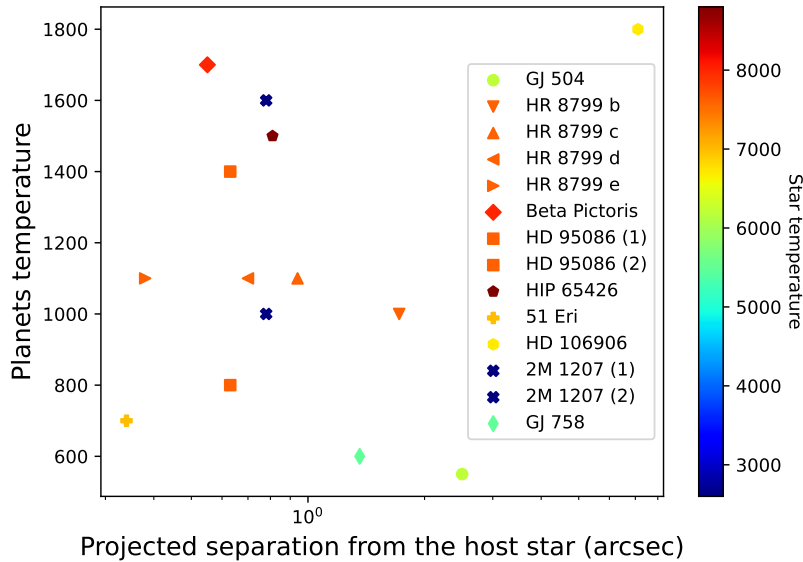


FIGURE 3.15 – Température de la planète en fonction de sa séparation projetée avec son étoile hôte pour toutes les planètes de notre échantillon. La température stellaire est codée par la couleur.

température assez larges sont sondées, que ce soit pour les planètes (GJ 504 b vs HD 106906 b) et pour les étoiles (2M 1207 vs HIP 65426), tout en observant des systèmes réalistes. De plus, toutes ces planètes seront observées dans le cadre des programmes GTO, soit avec les coronographes de MIRI, soit avec ceux de NIRCam. Seulement le système 2M 1207 est déjà dans un programme d'observation avec le MRS (GTO 1270, PI : S. Birkmann).

Les spectres stellaires sont définis avec les paramètres du tableau 3.2 et normalisés aux valeurs de densité de flux moyen à  $5.03 \mu\text{m}$ <sup>7</sup> telles que mesurées dans la bande M du système

7. Nous avons choisi la longueur d'onde du MRS la plus courte pour être représentatif du niveau de saturation

photométrique de Johnson et répertoriées dans la base de données astronomiques SIMBAD<sup>8</sup> (WENGER et al., 2000). Cette normalisation est nécessaire pour tenir compte du fait que des anneaux de poussières internes non résolues puissent contribuer au flux en IR moyen, notamment pour des systèmes jeunes dans lesquels les disques sont encore présents. Les spectres planétaires sont générés avec Exo-REM en utilisant les valeurs de température, de gravité de surface ( $\log g$ ), de métallicité  $[M/H]$ , et le rapport C/O comme indiqué dans le tableau 3.6. Le flux est remis à l'échelle de la distance du système et du rayon de la planète. Pour certains systèmes, le niveau de flux est adapté afin que les modèles correspondent globalement aux données photométriques en proche IR. Ces données sont ensuite converties selon les exigences d'entrée de MIRISim :  $\mu\text{Jy}$  pour la densité de flux et  $\mu\text{m}$  pour les longueurs d'onde. Le site internet [whereistheplanet.com](http://whereistheplanet.com) (WANG et al., 2021a)<sup>9</sup> est utilisé pour définir les positions astrométriques de la planète à la date du 1er juin 2023 (cette date est choisie arbitrairement, mais correspondait aux estimations du début du cycle 2 du JWST). Pour les planètes à longue période, leurs positions projetées ne varient pas significativement avec la date, sauf pour  $\beta$  Pictoris b.

La position et le spectre de chaque objet sont utilisés dans l'ETC pour calculer les paramètres d'observation ( $N_{group}$ ,  $N_{int}$ ). Le nombre de groupes par intégration  $N_{group}$  est déterminé pour maximiser le S/N tout en évitant la saturation. Puis, le nombre d'intégrations a été choisi pour atteindre un S/N supérieur à 3 (et idéalement supérieur à 5) sur le détecteur pour le flux de la planète, en moyenne dans chaque bande spectrale. Le S/N est extrait sur une ouverture de  $0.4''$  centrée sur la planète. Ces paramètres sont indiqués pour chaque simulation dans le tableau 3.3. L'ETC est également utilisé pour vérifier facilement que la planète est contenue dans le champ, sur la base de l'astrométrie. Si nécessaire, le pointage du télescope peut être adapté, soit pour positionner la planète à un endroit approprié sur le détecteur (surtout si la séparation angulaire est de l'ordre de la taille du champ de vue), soit pour éloigner une étoile brillante du champ de vue qui pourrait provoquer de la saturation et de la latence.

Systèmes	$N_{group}$	$N_{int}$	Temps d'exposition (s)
GJ 504	52	9	5649.98
HR 8799	21	44	10733.85
$\beta$ Pictoris	5	100	6649.00
HD 95086	76	20	7083.15
HIP 65426	79	10	8869.0
51 Eri	10	200	24409.25
HD 106906	100	4	473.36
2M 1207	76	1	843.61
GJ 758	59	5	3374.45

TABLE 3.3 – Paramètres de la simulation pour chaque cible. Les temps d'exposition sont indiqués pour une observation (trois observations sont nécessaires pour obtenir le domaine complet en longueur d'onde).

réel des cibles de l'échantillon.

8. Simbad : [simbad.u-strasbg.fr](http://simbad.u-strasbg.fr).

9. Lien : [whereistheplanet.com](http://whereistheplanet.com).

Paramètres des planètes	GJ 504 b <sup>1</sup>	HR 8799 b <sup>2</sup>	HR 8799 cde <sup>2</sup>	$\beta$ Pictoris b <sup>3</sup>
T(K)	550	1000	1100	1700
logg	4.0	3.5	4.0	4.0
Séparation	43 ua/ 2.5"	68 ua/ 1.72"	43 ua/ 0.94", 27 ua/ 0.7", 16 ua/0.38"	9 ua/ 0.55"
H <sub>2</sub> O	-3.27	-3.62	-3.62	-3.62
CO	-3.68	-3.3	-3.3	-3.3
CO <sub>2</sub>	-6.95	-6.96	-7.0	-7.01
CH <sub>4</sub>	-3.53	-5.76	-5.76	-7.52
HCN	-6.92	-7.3	-7.3	-7.78
NH <sub>3</sub>	-5.17	-6.27	-6.27	-6.94
H <sub>2</sub> S	-4.66	-4.66	-4.66	-4.63
PH <sub>3</sub>	-6.34	-6.34	-6.34	-7.50

TABLE 3.4 – Paramètres des planètes simulées. Toutes ces planètes sont simulées avec une métallicité et un rapport C/O équivalents aux valeurs solaires. Pour chaque molécule, le rapport de mélange en volume (en échelle log) est donnée en haut de l’atmosphère (log  $X_{mol}$  à  $10^{-2}$  bar). Les autres molécules prises en compte dans le modèle ont un log  $X_{mol} < 10^{-20}$ .

Références : <sup>1</sup>BONNEFOY et al. (2018), <sup>2</sup>KONOPACKY et al. (2013), <sup>3</sup>BONNEFOY et al. (2013).

Paramètres des planètes	HD 95086 b <sup>4</sup>	HD 95086 b <sup>4</sup>	HIP 65426 b <sup>5</sup>	51 Eri b <sup>6</sup>
T(K)	800	1400	1500	700
logg	4.0	4.0	4.0	4.0
Séparation	62 ua/ 0.63"	62 ua/ 0.63"	110 ua/ 0.81"	11 ua/ 0.34"
H <sub>2</sub> O	-3.53	-3.62	-3.62	-3.44
CO	-3.35	-3.3	-3.3	-3.42
CO <sub>2</sub>	-6.91	-7.0	-6.96	-6.89
CH <sub>4</sub>	-4.23	-7.17	-7.06	-3.9
HCN	-6.79	-7.67	-7.6	-6.78
NH <sub>3</sub>	-5.61	-6.75	-6.71	-5.46
H <sub>2</sub> S	-4.66	-4.64	-4.65	-4.66
PH <sub>3</sub>	-6.34	-6.76	-6.47	-6.34

TABLE 3.5 – Suite des paramètres des planètes simulées. Références : <sup>4</sup>DESGRANGE et al. (2022), <sup>5</sup>PETRUS et al. (2021) et CHAUVIN et al. (2017b), <sup>6</sup>SAMLAND et al. (2017).

Paramètres des planètes	HD 106906 <sup>7</sup>	2M 1207 <sup>8</sup>	2M 1207 <sup>9</sup>	GJ 758 <sup>10</sup>
T(K)	1800	1000	1600	600
log g	4.0	4.0	4.0	3.5
Séparation	850 ua/ 7.11"	125 ua/ 0.78"	125 ua/0.78"	226 ua/ 1.36"
H <sub>2</sub> O	-3.62	- 3.62	-3.62	-3.32
CO	-3.3	-3.3	-3.3	-3.58
CO <sub>2</sub>	-7.06	-6.98	-7.02	-6.91
CH <sub>4</sub>	-7.83	-5.30	-7.61	-3.61
HCN	-7.88	-7.06	-7.81	-6.84
NH <sub>3</sub>	-7.05	-5.97	-6.93	-5.22
H <sub>2</sub> S	-4.63	-4.66	-4.63	-4.66
PH <sub>3</sub>	-7.83	-6.34	-7.36	-6.34

TABLE 3.6 – Suite des paramètres des planètes simulées. Références : <sup>7</sup>DAEMGEN et al. (2017), <sup>8</sup>BARMAN et al. (2011b), <sup>9</sup>PATIENCE et al. (2010), <sup>10</sup>VIGAN et al. (2016)

## 5.2 Simulations et analyse avec le *molecular mapping*

Les systèmes simulés sont présentés ci-dessous avec les justifications des paramètres utilisées pour chacune des simulations. Le S/N de la détection pour chaque molécule et dans chaque système est résumé à la fin de cette partie dans le tableau 3.7 et toutes les cartes de corrélation correspondantes à ces systèmes sont présentées en annexes (partie 1).

**GJ 504 b**<sup>10</sup> est un objet de type T8 – T9.5 découvert par KUZUHARA et al. (2013). Il a été analysé en détail afin de contraindre les paramètres atmosphériques en combinant les données de plusieurs instruments en proche IR de 1 à 2.5  $\mu\text{m}$  (BONNEFOY et al., 2018). L'incertitude sur l'âge (21 Myr à 4 Gyr) de ce système donne deux régimes de masse ( $\sim 1 M_{Jup}$  ou 23  $M_{Jup}$ ), faisant de cet objet soit une jeune exoplanète, soit une naine brune plus ancienne. Des mesures supplémentaires sur les abondances moléculaires et la métallicité sont nécessaires pour établir des contraintes plus robustes sur la planète et donc sur sa formation. Du méthane a été détecté dans l'atmosphère de cette planète par JANSON et al. (2013), mais aucune autre caractéristique moléculaire n'a encore été détectée. Le système est simulé en décalant l'étoile en dehors du champ de vue aux coordonnées (2.0", -2.5"). Comme il s'agit d'un système proche, l'étoile est trop brillante pour le MRS et le détecteur saturerait en quelques groupes seulement. Le décalage de l'étoile permet des intégrations plus longues et ainsi un meilleur S/N est atteint avec un temps d'exposition plus court. La corrélation des données avec le modèle atmosphérique complet permet de détecter la planète dans toutes les bandes jusqu'à 18  $\mu\text{m}$  (figure 3.16). Les cartes de corrélation obtenues sont présentées sur la figure 3.17. La figure 3.18 présente les spectres moléculaires correspondants, les bandes ou les channels dans lesquels la corrélation est la plus élevée sont surlignées. Les molécules H<sub>2</sub>O, CO, CH<sub>4</sub>, NH<sub>3</sub>, HCN, et PH<sub>3</sub> sont détectées et les valeurs de S/N associées sont indiquées directement sur la figure. Pour effectuer un cas

10. Cet objet sera observé avec le MRS pendant le cycle 2 GO (voir chapitre 4, partie 4).

test, la simulation est reproduite sans l'étoile pour évaluer l'impact de la contribution stellaire. Le rapport S/N augmente d'un facteur trois pour NH<sub>3</sub> et HCN, respectivement, et d'un facteur deux pour le CH<sub>4</sub>. D'autres molécules sont également plus faciles à détecter et en particulier, un S/N = 6.8 est atteint pour le CO<sub>2</sub>. Ces résultats plaident en faveur d'une meilleure suppression de la contamination stellaire dans les spectres pour améliorer les détections et éventuellement détecter du CO<sub>2</sub> dans ce système et d'autres systèmes similaires.

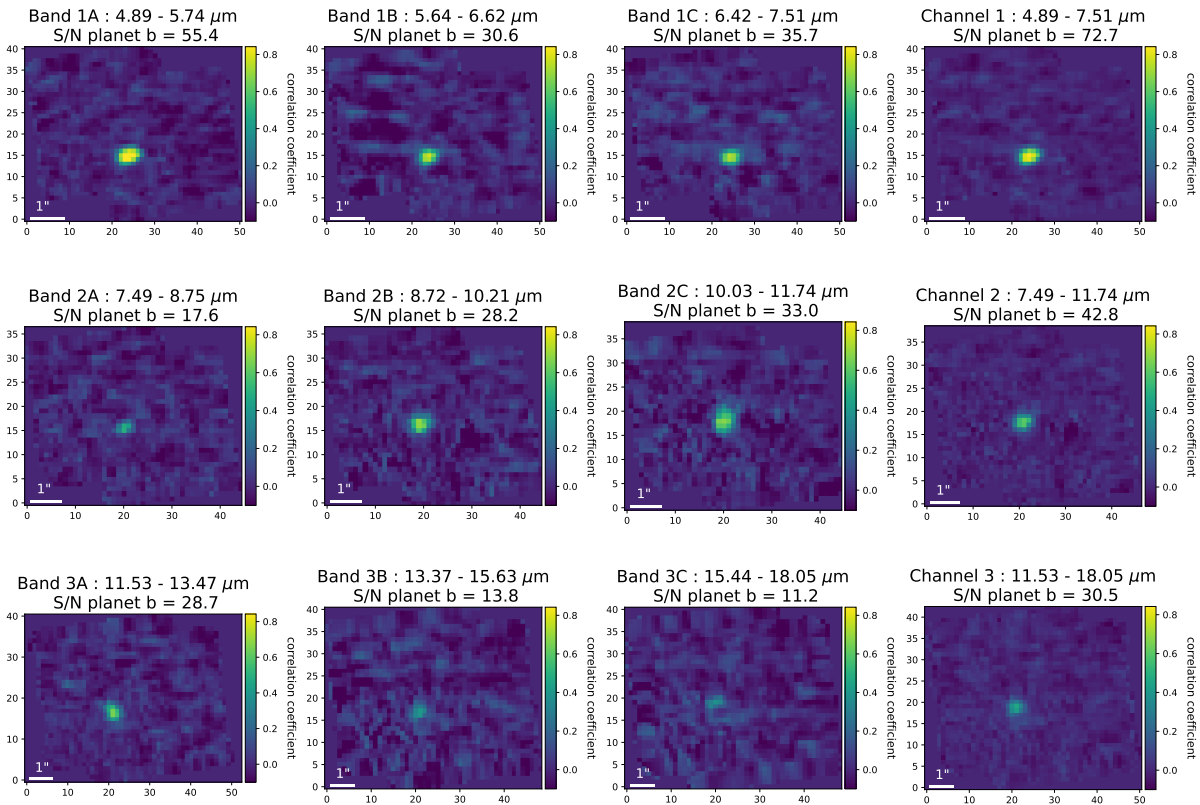


FIGURE 3.16 – Cartes de corrélation avec le spectre du modèle atmosphérique pour le système GJ 504 dans les trois premières channels. L'échelle de couleur est la même dans chaque bande et chaque channel.

**Le système HR 8799**<sup>11</sup> comprend au moins quatre jeunes planètes géantes présentant des caractéristiques similaires en termes de température et de luminosité. Ces planètes ont été découvertes par MAROIS et al. (2008) et MAROIS et al. (2010), il s'agit du premier système multiplanétaire imagé. La présence de disques circumstellaires a été déduite d'observations

11. Ce système a été observé avec les coronographes de MIRI (voir chapitre 5).

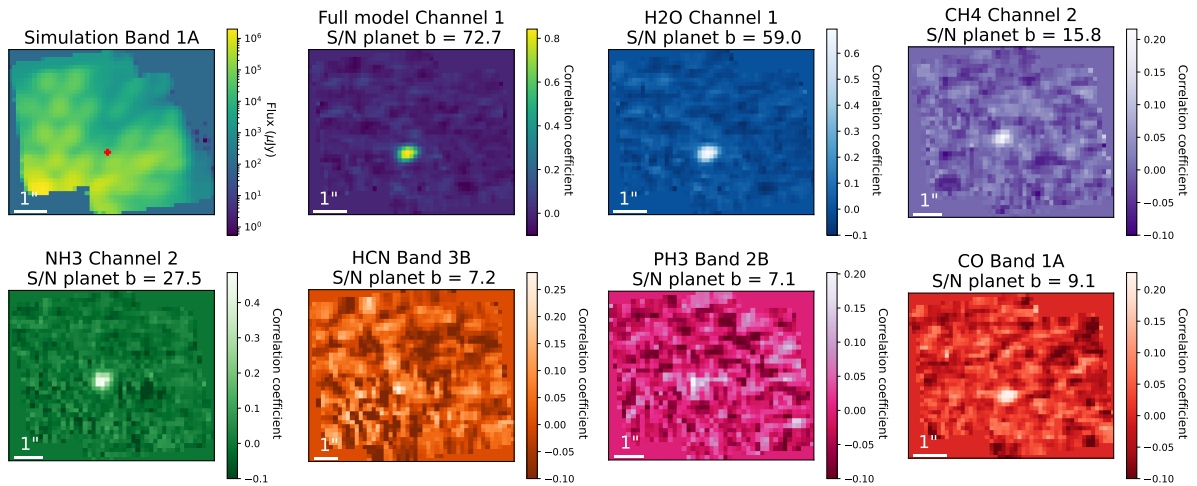


FIGURE 3.17 – Cartes de corrélation pour le système GJ 504 avec le modèle atmosphérique complet et les modèles moléculaires. Chaque molécule est représentée dans la channel ou la bande pour laquelle le S/N est le plus élevé.

submillimétriques avec ALMA (BOOTH et al., 2016). L'eau et le monoxyde de carbone ont été identifiés à un S/N élevé dans HR 8799 b, c, et d (PETIT DIT DE LA ROCHE et al., 2018 ; BARMAN et al., 2015 ; RUFFIO et al., 2021). Cependant, la présence de méthane est encore débattue, dans le cas de HR 8799 b, elle a été affirmé par BARMAN et al. (2015) en utilisant une méthode de corrélation avec un spectre modèle sur les données Keck/OSIRIS, mais cela n'a pas été confirmé en utilisant le *molecular mapping* sur les mêmes données (PETIT DIT DE LA ROCHE et al., 2018), ni avec des données complémentaires (RUFFIO et al., 2021). La photométrie à large bande des planètes b, c et d indique une importante couverture nuageuse atmosphérique, tandis que la spectroscopie des planètes b et c montre des preuves d'une chimie de déséquilibre du CO/CH<sub>4</sub> (JANSON et al., 2010 ; HINZ et al., 2010). Dans la simulation, l'étoile est décalée aux coordonnées (-0.4, 0.0)" du centre du champ de vue afin d'être sûr que les quatre planètes soient contenues dans le champ pour une seule position de *dither*. La planète e ne peut pas être détectée, car elle est trop proche de l'étoile pour être résolue par le MRS. Les cartes de corrélation de ces données simulées sont présentées sur la figure 5.18. Les molécules H<sub>2</sub>O et CO sont détectées pour les planètes b, c, et d. Il y a également une faible détection de NH<sub>3</sub> et CH<sub>4</sub> pour la planète b et aucune autre molécule n'est détectée.

**Le système  $\beta$  Pictoris** est composé de deux planètes (LAGRANGE et al., 2010 ; NOWAK et al., 2020a) et d'un disque de débris étendu. La planète c a été détectée par la méthode des vitesses radiales, elle est beaucoup trop proche de l'étoile pour être résolue avec le MRS. La planète b est une des premières détectées en imagerie et une des plus étudiées. Les molécules d'eau et de monoxyde de carbone ont été détectées à partir les données VLT/SINFONI en utilisant le *molecular mapping* (HOEIJMAKERS et al., 2018). Un programme d'observation, le GTO 1294 (PI : C. Chen), est prévu avec le MRS pour étudier le disque de débris. Pour la simulation, si l'on utilise les paramètres de ce programme, la planète n'est pas détectée avec le *molecular*



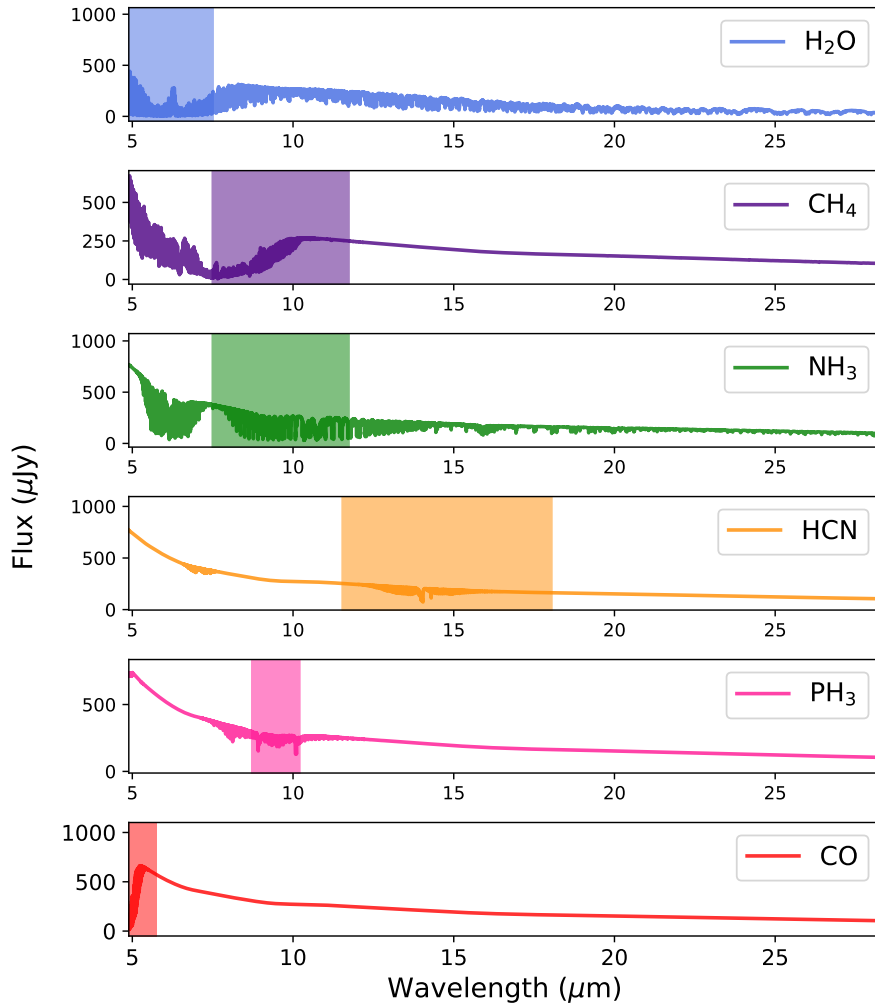


FIGURE 3.18 – Spectres moléculaires Exo-REM de GJ 504 b. Les parties des spectres correspondant aux channels ou aux bandes indiquées sur la figure 3.17 sont surlignées.

*mapping*. Par conséquent, pour notre simulation, le nombre d'intégrations est augmenté, même si d'après la séparation angulaire et la température de la planète, la détection sera forcément faible (en se basant sur les résultats de l'étude paramétrique). La planète étant très brillante, il est possible de la détecter avec le modèle atmosphérique complet et H<sub>2</sub>O est la seule molécule détectée. Les cartes de corrélation correspondant à ce système sont présentées sur la figure 5.19.

**HD 95086 b<sup>11</sup>** a été détectée par RAMEAU et al. (2013b). Les premières études montrent qu'elle possède une atmosphère froide et poussiéreuse, pour laquelle les effets de la chimie hors équilibre, et de la gravité de surface réduite pourraient être explorés (CHAUVIN et al., 2018). Pour ce système, il est intéressant de tester les deux scénarios mis en évidence récemment dans DESGRANGE et al. (2022) en utilisant les observations SPHERE combinées aux observations d'archives de VLT/NaCo et de Gemini/GPI. Ces scénarios indiquent que la couleur de la planète peut être expliquée par la présence d'un disque circumplanétaire, avec une gamme de solutions à haute température (1400–1600 K) et une extinction importante, ou par une atmosphère de métallicité

super-solaire, mais de températures plus basses (800–1300 K) et une quantité d'extinction faible à moyenne. Deux simulations sont effectuées : l'une avec une planète à la température de 800 K et une seconde avec une planète de 1400 K. En corrélation avec le modèle complet, la planète n'est détectée que dans le scénario le plus froid. Concernant les molécules, H<sub>2</sub>O est détectée et l'on observe une détection marginale de NH<sub>3</sub>. Ces résultats sont présentés sur la figure 5.20 pour le scénario avec la planète froide et sur la figure 5.21 pour le scénario avec la planète chaude. La planète est proche de son étoile (une des plus proches de notre échantillon) et ce système est situé à une distance assez éloignée, ce qui explique la détection globalement faible de la planète et la non-détection des autres molécules.

**HIP 65426 b**<sup>11</sup> a été découverte par CHAUVIN et al. (2017b) avec VLT/SPHERE. La photométrie des bandes Y à H et le spectre à basse résolution indiquent un type spectral  $L6 \pm 1$  et une atmosphère chaude et poussiéreuse. PETRUS et al. (2021) étudie ce système avec différentes méthodes et notamment en *molecular mapping* à partir des données VLT/SINFONI, permettant la détection de monoxyde de carbone et de la vapeur d'eau. Dans notre simulation, la planète est détectée dans la channel 1 et seule la molécule H<sub>2</sub>O est détectée, comme cela est montré sur la figure 5.22. À cette température, la détection du CO était attendue d'après notre étude paramétrique. Cependant, dans le cas de ce système, qui est presque quatre fois plus distant que les systèmes simulés dans les études paramétriques, le flux de la planète est plus faible et cela explique la non-détection du CO.

**51 Eri b** a été découverte avec GPI dans le proche IR. MACINTOSH et al. (2015) indique qu'elle a un type spectral T4.5 – T6 et la spectroscopie en bande J montre une absorption de méthane. Avec des données VLT/SPHERE, SAMLAND et al. (2017) déduit la présence d'une couverture nuageuse optiquement épaisse avec de petites particules étendue verticalement. 51 Eri est une étoile brillante, le nombre de groupes par intégration est faible pour éviter la saturation. Le temps d'intégration est donc beaucoup plus élevé que pour les autres systèmes afin d'atteindre le S/N requis pour détecter la planète. Les cartes de corrélation sont présentées sur la figure 5.23. Bien que la planète soit brillante, elle n'est pas détectée. La planète est située trop proche de l'étoile pour obtenir une détection en *molecular mapping*, comme le prévoyait notre étude paramétrique.

**HD 106906 b** est un jeune compagnon proche de la limite de combustion du deutérium qui a été caractérisé spectralement en IR proche avec VLT/SINFONI (DAEMGEN et al., 2017). Cette planète est la plus chaude et la plus éloignée de son étoile dans notre échantillon. Par conséquent, pour simuler ce système, nous avons choisi de placer la planète au centre du champ de vue. La PSF de l'étoile est donc située à l'extérieur du champ. En principe, le *molecular mapping* n'est pas nécessaire pour détecter la planète, car elle est éloignée de son étoile hôte et suffisamment brillante. En appliquant le *molecular mapping*, la planète est détectée dans les trois channels et les molécules H<sub>2</sub>O et CO sont très bien détectées. Avec une température aussi élevée, aucune autre détection de molécules n'était attendue, comme nous pouvons le voir sur la figure 5.24.

**2M 1207 b** est la première planète détectée par imagerie directe par CHAUVIN et al. (2004) et est l'une des premières exoplanètes observées avec le MRS (GTO 1270, PI : S. Birkmann)<sup>12</sup>. Les propriétés atmosphériques de 2M 1207 b ne sont pas bien contraintes et les observations MRS ont la capacité de lever la dégénérescence entre deux modèles radicalement différents. D'une part, BARMAN et al. (2011b) propose une température de 1000 K,  $\log g = 4$  et  $1.5 R_{Jup}$ , en accord avec la première estimation de CHAUVIN et al. (2004); d'autre part, PATIENCE et al. (2010) estime que les modèles qui correspondent le mieux aux données ont une température d'environ 1600 K et  $\log g = 4.5$  avec un rayon plus petit  $\sim 0.5 R_{Jup}$ . Les paramètres de la simulation sont ceux utilisés dans le programme GTO. Les cartes de corrélation sont présentées sur les figures 5.25 et 5.26. En considérant le modèle à 1000 K, la planète est détectée à un S/N très élevé en corrélant les données simulées avec le modèle atmosphérique complet. Les molécules H<sub>2</sub>O, CO, et NH<sub>3</sub> sont détectées. Pour le modèle à 1600 K, la détection de la planète est plus faible, H<sub>2</sub>O n'est que faiblement détectée et les molécules de CO et NH<sub>3</sub> ne sont pas détectées. La non-détection du NH<sub>3</sub> est cohérente avec la température du modèle en entrée de la simulation, comme indiquée par l'étude paramétrique. L'étoile étant une naine brune (de type M8), le scénario de la planète plus chaude représente un cas extrême pour la méthode de *molecular mapping*. D'après nos simulations, le MRS a la capacité de fournir une réponse définitive concernant sa température. La détection de NH<sub>3</sub> peut être une bonne indication de la température de la planète.

**GJ 758 B** est une naine brune en orbite autour d'une étoile de type solaire. Elle a été découverte avec Subaru/HiCIAO (THALMANN et al., 2009) et caractérisée avec VLT/SPHERE (VIGAN et al., 2016). Aucun modèle atmosphérique ne reproduit parfaitement la photométrie de GJ 758 B en proche IR. Étant l'un des compagnons les plus froids imagés, elle semble également être une cible intéressante pour appliquer le *molecular mapping*. L'étoile étant brillante, elle est décalée du champ de vue du MRS aux coordonnées (2.3", 1.3"). Le modèle de *dithering* est modifié par rapport au modèle par défaut afin d'être optimisé pour ce système. La corrélation avec le modèle atmosphérique complet permet de détecter la planète dans les trois channels, le H<sub>2</sub>O et le NH<sub>3</sub> sont détectés et le CH<sub>4</sub> peut être suspecté. Ces résultats sont présentés sur la figure 5.27.

---

12. Ce système a été observé avec le MRS après cette étude. Nous verrons que ces simulations ne sont finalement pas représentatives du système et diffèrent considérablement des données réelles, cela est discuté en détail dans le chapitre 4 (partie 3).

Planète Channel/bande	Modèle complet 1	H <sub>2</sub> O 1	CO 1A	NH <sub>3</sub> 2	CH <sub>4</sub> 2	HCN 3	PH <sub>3</sub> 2B
GJ 504 b	72.7	59.0	9.1	27.5	15.8	7.2	7.1
HR 8799 b	65.8	55.2	9.1	6.6	3.5	–	–
HR 8799 c	34.6	29.4	8.3	–	–	–	–
HR 8799 d	34.6	31.3	6.5	–	–	–	–
$\beta$ Pictoris b	6.6	7.2	–	–	–	–	–
HD 95086 b (800 K)	5.9	6.8	–	3.6	–	–	–
HD 95086 b (1400 K)	–	3.5	–	–	–	–	–
HIP 65426 b	13.6	13.7	–	–	–	–	–
51 Eri b	–	–	–	–	–	–	–
HD 106906 b	43.5	39.1	18.2	–	–	–	–
2M 1207 b (1000 K)	57.4	53.0	9.8	10.8	–	–	–
2M 1207 b (1600 K)	7.9	6.7	–	–	–	–	–
GJ 758 B	17.4	16.7	–	9.7	3.5	–	–

TABLE 3.7 – Valeurs de S/N mesurés sur les cartes de corrélation avec le modèle atmosphérique complet et les modèles contenant la contribution d’une seule molécule pour chaque planète simulée. Seulement les S/N > à 3 sont indiqués.

## 6 Caractérisation de l’atmosphère à l’aide de grilles de modèles Exo-REM

L’objectif de cette partie est d’évaluer la fiabilité de la mesure des paramètres atmosphériques de la planète, en se basant sur une grille de modèle dont la température, la gravité de surface, la métallicité et le rapport C/O varient. La grille de modèles utilisée est la même que celle présentée dans la partie 3.1. Les résultats de la partie 5 avec le *molecular mapping* suggèrent que GJ 504 b est la cible la plus intéressante à étudier avec le MRS. Deux méthodes sont testées sur ce système : l’une basée sur les cartes de corrélation et l’autre sur la minimisation de  $\chi^2$ .

### 6.1 Cartes de corrélation avec une grille de modèles

Dans les parties précédentes, les données sont corrélées avec exactement le même modèle que celui en entrée de la simulation. Dans cette partie, les cubes de données simulées sont corrélés avec tous les modèles de la grille de Exo-REM. L’objectif est d’évaluer la sensibilité du *molecular mapping* pour mesurer la température, la métallicité, gravité de surface et le rapport C/O. La même méthode est appliquée : les basses fréquences sont soustraites dans les spaxels des données et dans les spectres des modèles. Pour chaque modèle, la carte de corrélation est calculée en mesurant les coefficients de corrélation avec l’équation 3.18 dans chaque spaxel.  $\sigma_S(\lambda)$  est l’incertitude sur le flux à chaque longueur d’onde, extraite de l’extension ERR des cubes (voir la partie 2.2). Cette valeur prend en compte le bruit des photons et le bruit du détecteur dans chaque spaxel.

$$C = \frac{\sum_{\lambda} S(\lambda) \times M(\lambda) / \sigma_S(\lambda)^2}{\sqrt{\sum_{\lambda} S(\lambda)^2 / \sigma_S(\lambda)^2 \times \sum_{\lambda} M(\lambda)^2 / \sigma_S(\lambda)^2}}. \quad (3.18)$$

La figure 3.19 montre la valeur de la corrélation à la position de la planète pour la grille de modèle que nous avons obtenue en explorant deux paramètres à la fois. En pratique, pour chaque point de cette grille correspondant à un couple de valeurs de paramètres, on relève la valeur du coefficient de corrélation maximal obtenu en faisant varier les deux autres paramètres. Les paramètres réels de la planète fournis en entrée de la simulation sont indiqués par des croix noires.

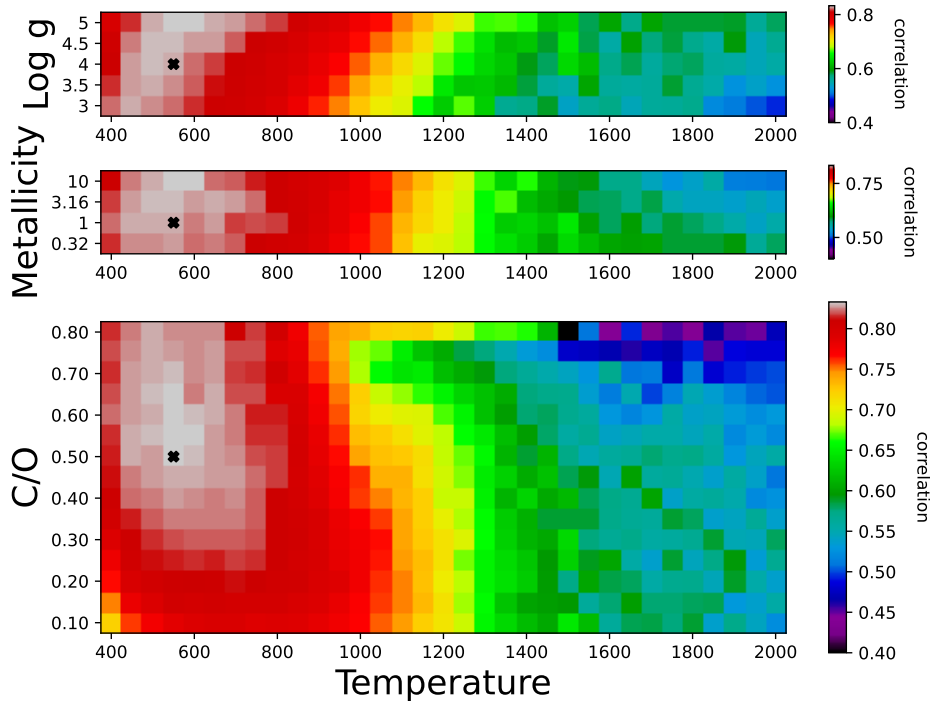


FIGURE 3.19 – Grille du coefficient de corrélation entre le spectre à la position de la planète et les modèles Exo-REM. Cas de GJ 504 b dans la channel 1. Des résultats similaires sont observés pour les autres bandes et channels.

Nous remarquons qu’une gamme significative de modèles produit des valeurs de corrélation élevées, résultant en une vallée autour des valeurs des paramètres d’entrée. La précision mesurée sur les paramètres atmosphériques est relativement faible. La grille de corrélation C/O vs température correspond raisonnablement bien aux paramètres d’entrée (figure du bas de la figure 3.19). Cependant, nous observons une tendance à une plus grande métallicité et à une plus grande gravité de surface dans les deux sous-graphes supérieurs de la figure 3.19. Cette apparente discordance est discutée dans la section suivante.

Finalement, le fait que différents modèles ayant des propriétés similaires présentent également une bonne corrélation avec les données et permettent de détecter la planète est un avantage. La planète pourra également être bien détectée même si le modèle ne reproduit pas parfaitement les données.

## 6.2 Minimisation du $\chi^2$ avec une grille de modèles

La méthode décrite dans la section 6.1 basée sur la corrélation avec les modèles n’est pas suffisante pour évaluer la fiabilité du meilleur modèle (corrélation maximale) par rapport aux données. Elle ne nous permet pas d’obtenir directement des intervalles de confiance pour chacun des paramètres, pour cela, il est nécessaire de passer à cette deuxième méthode basée sur la minimisation du  $\chi^2$ . De plus, l’estimation du bruit ne prend pas en compte le bruit spatial induit par les *speckles*.

Nous étudions maintenant les possibilités de caractérisation en utilisant la minimisation de  $\chi^2$ . En partant du spectre haute fréquence extrait à la position de la planète, nous le comparons à la même grille de modèles Exo-REM filtrés en passe-haut. Nous utilisons la carte de corrélation pour définir où se trouve la planète, puis nous extrayons un spectre haute fréquence dans les cubes après le filtrage spectral passe-haut sur les spaxels. Nous extrayons ce spectre pour le signal de la planète en co-additionnant le flux dans les spaxels qui sont définis par l’analyse S/N (partie 3). Nous notons que ce spectre haute fréquence ne contient aucune information sur le flux total de la planète en raison de la soustraction des basses fréquences. Le  $\chi^2$  est mesuré selon l’équation 3.19.

$$\chi^2 = \sum_{\lambda} \left( \frac{S(\lambda) - F \times M(\lambda)}{\sigma_F(\lambda)} \right)^2. \quad (3.19)$$

Le facteur F est introduit et choisi pour minimiser le  $\chi^2$ , alors il correspond à la valeur de F qui résout cette équation :

$$\frac{d\chi^2}{dF} = 0. \quad (3.20)$$

La valeur de F qui minimise le  $\chi^2$  pour un modèle donné s’exprime alors :

$$F = \frac{\sum_{\lambda} (S(\lambda) \times M(\lambda)) / \sigma_F(\lambda)^2}{\sum_{\lambda} M(\lambda)^2 / \sigma_F(\lambda)^2}. \quad (3.21)$$

Ce facteur F correspond à un paramètre d’échelle global qui n’influence pas la forme des spectres synthétiques, mais nous permet de prendre en compte le rayon de la planète, comme cela est fait dans BAUDINO et al. (2015). Il capture également des problèmes éventuels de calibration photométrique entre le modèle simulé par MIRISim et le modèle réel. Le flux a tendance à être surestimé dans les simulations<sup>13</sup>. Même si les spectres extraits ne contiennent que les hautes fréquences, cette étape est nécessaire pour remettre les modèles à la bonne échelle de flux par rapport aux données. Pour chaque modèle, nous avons déterminé le  $\chi^2$  en utilisant les équations 3.21 et 3.19, dans lesquelles  $\sigma_F(\lambda)$  est l’incertitude sur le flux mesuré à chaque longueur d’onde dans un anneau à la même séparation de la planète par rapport à l’étoile dans les cubes avec uniquement les hautes fréquences spectrales. Le bruit  $\sigma_S$  extrait du pipeline JWST est maintenant négligeable et le bruit  $\sigma_F$  prend en compte la variation spatiale dans les cubes hautes fréquences.

De manière similaire à la figure 3.19, nous affichons les valeurs  $\chi^2 - \chi_{min}^2$  de la grille de modèles

13. Notes MIRISim et limitations identifiées : [wiki.miricle.org](http://wiki.miricle.org).

sur la figure 3.20. En guise de vérification, nous avons obtenu des valeurs de  $\chi^2$  qui sont en accord avec le nombre de points indépendants dans le spectre. La minimisation du  $\chi^2$  donne des résultats similaires à la méthode précédente basée sur la mesure des coefficients de corrélation. Encore une fois, plusieurs modèles donnent des valeurs de  $\chi^2$  proches du  $\chi^2$  mesuré avec le modèle en entrée de la simulation. Les contours à  $1\sigma$ ,  $2\sigma$  et  $3\sigma$  indiquent une région plus restreinte dans la sous-grille C/O et température par rapport à la figure 3.19. Cependant, la métallicité et la gravité de surface ne sont pas bien contraintes, ce qui est probablement dû à des dégénérescences entre ces deux paramètres. En effet, les informations sur la métallicité et la gravité de surface sont principalement contenues dans la profondeur relative des raies qui est affectée par l'étape de filtrage. Il est donc plus difficile de différencier entre deux modèles qui ont des valeurs de métallicité ou de gravité de surface différentes. Au contraire, l'abondance des molécules, telles que H<sub>2</sub>O, CO, et CH<sub>4</sub>, qui définissent le rapport C/O, dépend de la température de la planète. Même si le continuum du spectre planétaire est perdu dans le filtrage, la température (au travers des abondances) a toujours un effet net dans le spectre haute fréquence de la planète, ce qui explique la correspondance relativement bonne obtenue pour la température et le rapport C/O. Dans le cas où l'un de ces paramètres est bien déterminé par d'autres méthodes ou d'autres observations, les paramètres restants peuvent être mesurés avec un bon niveau de confiance. Sur la figure 3.21, la gravité de surface est fixée (à sa valeur d'entrée de la simulation :  $\log g = 4.0$ ) dans chaque sous-grille : la métallicité, la température et le rapport C/O mesurés correspondent parfaitement à la valeur du modèle en entrée de la simulation.

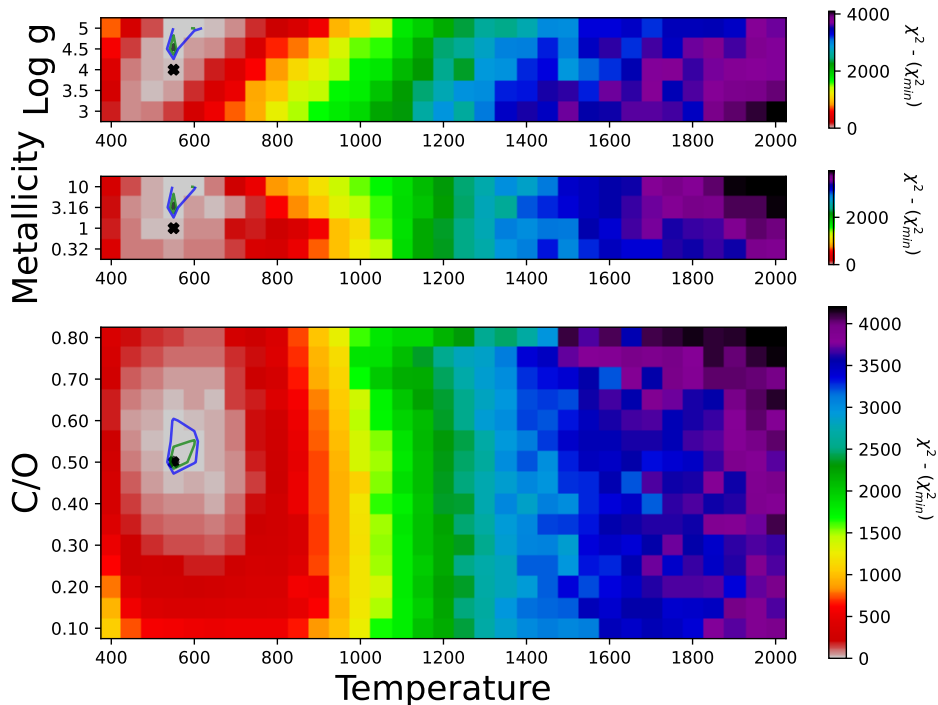


FIGURE 3.20 – Valeurs  $\chi^2 - \chi_{min}^2$  en utilisant le spectre haute fréquence et une grille de modèles Exo-REM. Les lignes vertes, bleues et noires représentent les régions de confiance de 1, 2 et 3  $\sigma$  ( $\chi^2 - \chi_{min}^2 = 2.3, 6.18$  et  $11.8$ ) respectivement.

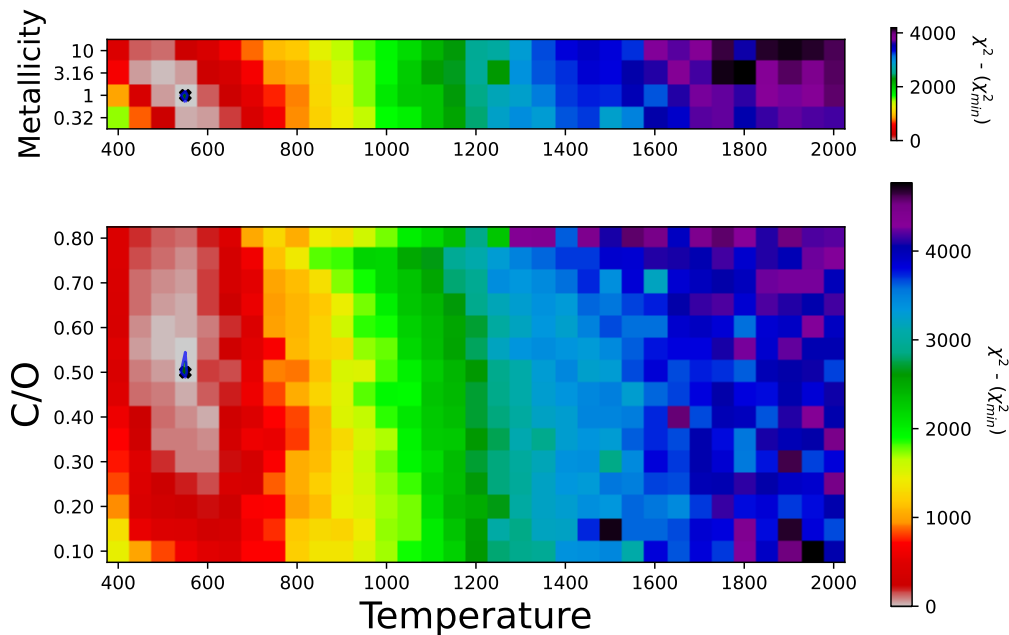


FIGURE 3.21 – Valeurs  $\chi^2 - \chi_{min}^2$  en utilisant le spectre haute fréquence et une grille de modèles Exo-REM avec la gravité de surface est fixé à 4.0.

## 7 Discussion des résultats

Dans cette partie, nous discutons qualitativement divers aspects du *molecular mapping* appliquée à des données simulées MIRI/MRS. En particulier, nous présentons les avantages et les inconvénients que nous avons identifiés à travers cette étude, ainsi que les améliorations possibles, et la complémentarité avec d'autres modes et instruments d'observation.

### 7.1 Avantages et inconvénients du MRS

La gamme spectrale de l'IR moyen offre des avantages par rapport à l'IR proche lorsque l'on applique la méthode du *molecular mapping*. Les planètes géantes jeunes les plus froides émettent la plupart de leur flux en IR moyen, tandis que la contribution stellaire devient moins dominante aux grandes longueurs d'onde. Par exemple, le pic d'émission d'une planète à 700 K se situe à  $5.2 \mu\text{m}$ . L'IR moyen donne accès à des planètes plus froides. D'après l'étude paramétrique (systèmes à 30 pc, planètes de  $1 R_{jup}$  autour d'une étoile à 6000 K et 2 heures par observation), le MRS devrait nous permettre de détecter des planètes à des séparations supérieures à  $0.5''$  (sauf la planète la plus chaude autour de l'étoile la plus froide de notre échantillon) et de caractériser celles qui se trouvent à plus de  $1''$  de leur étoile. Nous constatons que les planètes dont la température est supérieure à 500 K et inférieure à 1500 K seront plus faciles à détecter, surtout si elles orbitent autour d'étoiles de type G ou plus jeunes. En outre, l'infrarouge moyen donne accès à des molécules difficilement accessibles à des longueurs d'onde plus courtes en raison de caractéristiques d'absorption plus faibles (comme  $\text{NH}_3$  et  $\text{HCN}$ ).



En revanche, la résolution angulaire est plus faible que dans l'IR proche et la contamination stellaire devient donc un problème majeur. Pour cette raison, nous avons choisi GJ 504 b pour effectuer une étude de caractérisation détaillée, car elle présente des configurations favorables en termes de séparations angulaires et de température. La comparaison avec une grille de modèles en minimisant le  $\chi^2$  fournit des résultats raisonnables (section 6) pour GJ 504 b. Pour les autres cibles plus proches de leur étoile, les régions de confiance dans les cartes  $\chi^2$  sont trop grandes pour mesurer les paramètres atmosphériques. Seules les planètes dont le S/N est supérieur à 30 dans notre échantillon (HR 8799 bcd, 2M 1207 b à 1000 K) se prêtent à une caractérisation atmosphérique avec le MRS. Nous notons que les spectres extraits des autres planètes (avec  $S/N < 30$ ) sont trop contaminés par les résidus stellaires. Bien qu'à large séparation, HD 106906 b est un cas particulier, car la grille de modèle Exo-REM utilisée n'est pas bien adaptée à la modélisation d'une planète à cette température. D'autres modèles atmosphériques seraient donc nécessaires pour caractériser cette planète.

Il est nécessaire d'avoir des connaissances préalables sur les paramètres atmosphériques pour choisir un modèle avec lequel corrélérer les données, mais aussi pour réduire la gamme de paramètres explorés. En première approximation, on peut utiliser le spectre haute fréquence avant d'appliquer le *molecular mapping* afin de restreindre cette plage en utilisant la minimisation  $\chi^2$ . Nous bénéficierons de l'utilisation des deux analyses, à savoir le *molecular mapping* et la minimisation de  $\chi^2$ , mais d'autres méthodes d'extraction des paramètres atmosphériques seraient pertinentes pour étudier ces planètes plus en profondeur.

Le *molecular mapping* repose sur le fait que le spectre présente de nombreuses caractéristiques spectrales dues aux absorptions moléculaires. Cette méthode pourrait être moins efficace pour les jeunes planètes poussiéreuses, car la poussière et les nuages ont tendance à aplatir le spectre, comme cela a été constaté pour les planètes PDS 70 b et c (CUGNO et al., 2021). L'extinction due à la poussière n'a pas été prise en compte dans notre étude, néanmoins, il serait pertinent d'évaluer l'impact des nuages et de l'extinction sur le *molecular mapping*.

## 7.2 Améliorations possibles

Deux aspects d'améliorations possibles sont directement mis en évidence à partir des simulations : l'impact de la contamination stellaire et la combinaison du domaine spectral.

**Contamination stellaire.** Le signal de l'étoile est la source principale des difficultés pour caractériser les planètes. Pour obtenir de meilleures caractérisations atmosphériques, la soustraction stellaire devra être abordée avec des méthodes plus efficaces, notamment pour les planètes situées à des séparations inférieures à 1". La première étude du *molecular mapping* (HOEIJMAKERS et al., 2018) propose une étape supplémentaire de soustraction : un spectre de l'étoile est évalué à partir des données, remis à l'échelle, puis soustrait en chaque spaxel. En testant cette même méthode sur les données du MRS, nous notons qu'elle donne un S/N très légèrement supérieur pour la détection des planètes les plus proches de 1" (comme  $\beta$  Pictoris b) mais ne

montre aucune amélioration pour les cibles plus éloignées. Comme nous l’avons noté dans les simulations idéales sans étoile dans la scène, une amélioration significative du S/N est possible pour les molécules les plus affectées par le signal de l’étoile ( $\text{NH}_3$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{HCN}$ ,  $\text{CO}_2$ ) ; à condition que le bruit de photons et le bruit de *speckles* soient inférieurs au bruit de fond. Cela souligne les avantages du développement d’algorithmes de soustraction de PSF stellaire plus efficaces. Par conséquent, davantage de cibles seraient accessibles pour une caractérisation avec le MRS et en appliquant le *molecular mapping*. D’autres cibles intéressantes pourraient provenir des relevés au sol, telles que YSES (BOHN et al., 2020a) et SHINE avec VLT/SPHERE (VIGAN et al., 2021).

**Étendue du domaine spectral.** Une deuxième piste pour améliorer les performances du *molecular mapping* avec MIRI est de tirer parti de la totalité du domaine spectral. Jusqu’à présent, en raison des limitations actuelles du pipeline JWST, nous avons limité la méthode aux channels, mais l’exploitation de la gamme spectrale complète de MIRI/MRS devrait augmenter la détection des molécules qui présentent des caractéristiques à plusieurs longueurs d’onde dans différentes channels (comme le  $\text{NH}_3$ ). Deux solutions sont envisagées, soit une concaténation complète des cubes de données de chaque channel, soit l’extraction du spectre planétaire channel par channel, avant la corrélation croisée avec le modèle. La première méthode est limitée par les artefacts d’interpolation alors que la seconde nécessite la détection de la planète dans chacune des trois channels.

### 7.3 Interprétation sur les détections

Toutes les planètes de notre échantillon, à l’exception de 51 Eri b – pour laquelle il est trop difficile de distinguer le signal de la planète de celui de l’étoile – sont détectées en corrélant les données simulées avec un modèle atmosphérique complet. Les niveaux de détection de la planète et des molécules dépendent de plusieurs aspects, et les molécules détectées apportent des informations précieuses sur les atmosphères. Ces aspects sont discutés dans cette partie.

**Nombre de groupes par intégration.** Dans le cas des systèmes loin, il est possible d’avoir des longues intégrations sans que l’étoile sature le détecteur. L’ajustement de la rampe (voir partie 2.2) est amélioré et un meilleur S/N est atteint plus rapidement. Néanmoins, les planètes loin sont moins lumineuses, ce qui peut résulter en un temps d’exposition total nécessaire beaucoup plus long, plus de 4 heures par observation pour HD 95086). Si la séparation étoile-planète est assez large, il est aussi possible de sortir l’étoile du champ de vue pour augmenter le nombre de groupes par intégration tout en évitant la saturation. Les étoiles très brillantes comme  $\beta$  Pic et 51 Eri imposent moins de groupes par intégration, ce qui a un impact définitif sur la détection des planètes. Dans ces deux cas, la séparation angulaire est inférieure à  $0.5''$ , l’étoile ne peut pas être déplacée hors du champ de vue.

**Contraste.** Bien qu’étant la cible de notre échantillon avec le plus grand contraste avec son étoile (à  $5 \mu\text{m}$ ), GJ 504 b est la mieux détectée. Au contraire, 2M 1207 b est celle qui présente le plus faible contraste (dans les deux hypothèses de température et à  $5 \mu\text{m}$ ), mais sa détection

est beaucoup plus faible. Le S/N est huit fois plus élevé pour GJ 504 b que pour 2M 1207 b (si la planète est à 1600 K). Par conséquent, le contraste étoile–planète n’est pas forcément le facteur limitant pour le *molecular mapping*.

**Discussion sur les molécules détectées.** Nous constatons que le H<sub>2</sub>O est toujours détectée. Cette molécule est la plus abondante dans l’atmosphère des planètes géantes, ainsi que celle qui présente le plus de caractéristiques spectrales. Elle est détectée même pour les planètes proches de leur étoile et donc fortement contaminées par le signal stellaire ( $\beta$  Pic b, HD 95086 b, HIP 65426 b). H<sub>2</sub>O est la seule molécule détectée sans ambiguïté dans ces systèmes. Ce résultat est cohérent avec l’étude paramétrique, H<sub>2</sub>O est même détecté avec un S/N légèrement supérieur à la corrélation avec le modèle atmosphérique complet, ce qui peut être expliqué par le fait que H<sub>2</sub>O n’est pas corrélé avec les résidus stellaires, contrairement au modèle atmosphérique complet. Le CO est la deuxième molécule la plus abondante dans la plupart des planètes de l’échantillon. Cependant, elle n’est détectée que pour les planètes dont la séparation est supérieure à 0.8". En effet, comme le confirme l’étude paramétrique, le CO est la molécule qui souffre le plus de la contamination stellaire, ce qui explique aussi sa non-détection lorsque la planète a un faible flux (comme HIP 65426, bien qu’elle soit à 0.8" et 2M 1207 b à 1600 K avec l’hypothèse du petit rayon). Au contraire, PH<sub>3</sub> et HCN sont parmi les molécules les moins abondantes, mais leurs caractéristiques spectrales sont telles qu’elles peuvent être détectées dans les planètes froides, à condition qu’elles soient brillantes et bien séparées de l’étoile (comme dans le cas de GJ 504 b).

**Interprétation.** L’accès aux molécules PH<sub>3</sub> et HCN est une caractéristique unique des observations JWST, cela permettra de dériver de nouvelles contraintes sur les atmosphères planétaires et par conséquent sur la formation des planètes. En complément des données de l’instrument NIRSpec, qui peut accéder aux caractéristiques brillantes de PH<sub>3</sub> autour de 4.3  $\mu$ m, nous montrons que le MRS de MIRI peut également détecter ou confirmer la présence de cette molécule. MUKHERJEE et al. (2022) a montré l’importance de PH<sub>3</sub> dans le spectre d’émission d’une atmosphère en déséquilibre chimique (sur la base de simulations MIRI/LRS). Par conséquent, la mesure de l’abondance de la phosphine, qui est la molécule de phosphore dominante, peut fournir une estimation du rapport P/O. Les rapports d’abondance sont intéressants pour déterminer si un élément est appauvri ou non par rapport à l’oxygène, ce qui fournit des informations précieuses sur les processus de formation des planètes. L’importance et les implications de NH<sub>3</sub>, CH<sub>4</sub> et HCN dans les atmosphères des jeunes planètes géantes et des naines brunes est détaillée dans ZAHNLE et al. (2014). Ces molécules sont essentielles pour dériver avec précision les rapports C/O et N/O et elles sont toutes accessibles dans le domaine spectral du MRS. Elles sont aussi des indicateurs du déséquilibre chimique dans les atmosphères et peuvent fournir des contraintes sur les températures de l’atmosphère profonde et du mélange vertical. La molécule NH<sub>3</sub> est également un indicateur puissant de la température effective planétaire et de l’état d’équilibre chimique de l’atmosphère. Des différences entre deux spectres synthétiques calculés à l’équilibre et au déséquilibre chimique apparaissent entre 5 et 9  $\mu$ m. Elles proviennent principalement des différences d’abondances de CH<sub>4</sub>, H<sub>2</sub>O, et NH<sub>3</sub> dues aux différences dans le

niveau de *quenching* (altitude à partir de laquelle l’abondance est constante avec la pression) (MUKHERJEE et al., 2022).

#### 7.4 Influence des modèles atmosphériques

Les molécules détectées sont étroitement liées au modèle atmosphérique utilisé pour générer les spectres synthétiques. L’étude de PATAPIS et al. (2022) présente aussi des simulations des systèmes HR 8799 et GJ 504 dont les exoplanètes sont modélisées avec le modèle `petitRADTRANS`. Nous notons quelques différences entre les résultats. Concernant GJ 504 b, le CO n’est pas détecté dans leur analyse, et en effet, leurs abondances moléculaires calculées avec `petitRADTRANS` montrent des différences significatives comparées aux valeurs calculées avec Exo-REM (par exemple, une abondance de CO plus faible pour une planète à 550 K). Pour le système HR 8799, PATAPIS et al. (2022) obtient une détection plus élevée de CO pour la planète c que pour la planète b, la première ayant une température plus élevée et donc plus de CO selon `petitRADTRANS` contrairement à Exo-REM. Le CH<sub>4</sub> est moins abondant dans le modèle Exo-REM par rapport à `petitRADTRANS`, expliquant que la détection du CH<sub>4</sub> soit plus faible dans notre analyse. Ces différences dans la composition moléculaire proviennent principalement d’un traitement de la chimie. Dans Exo-REM, les abondances chimiques sont calculées en supposant un déséquilibre chimique avec des niveaux de *quenching* (généralement entre 1 et 10 bar) dérivés d’une paramétrisation du mélange vertical. En revanche, dans PATAPIS et al. (2022), la chimie est supposée à l’équilibre et le niveau de *quenching* est fixé à  $10^{-2}$ .

Plusieurs modèles qui ajustent le mieux les données en IR proche peuvent avoir de grandes différences en IR moyen. Selon les hypothèses sur le modèle, il existe une large gamme de valeurs des paramètres atmosphériques qui peuvent reproduire les données. Par conséquent, les simulations présentées (partie 5) ne doivent pas être considérées comme une reproduction parfaite de chaque cible, dans la mesure où nous n’avons actuellement que peu ou pas de contraintes dans le domaine de l’infrarouge moyen pour les planètes connues en imagerie directe.

#### 7.5 Complémentarité

**Avec les coronographes de MIRI.** Bien que le *molecular mapping* soit un outil puissant pour identifier et confirmer la présence de molécules, il est difficile d’obtenir des contraintes significatives sur les paramètres atmosphériques avec cette méthode. Comme le continuum de la planète est significativement affecté par l’étape de soustraction des basses fréquences, des informations spectrales sont perdues. À cet égard, des observations complémentaires seraient utiles, en particulier celles réalisées avec les coronographes de MIRI, qui observent dans le même domaine spectral que le MRS, mais avec des longueurs d’onde spécifiques. Les coronographes 4QPM (BOCCALETTI et al., 2015) peuvent fournir des mesures photométriques du flux continu (11.4  $\mu\text{m}$  et 15.5  $\mu\text{m}$ ) d’une planète, ainsi que dans la bande d’absorption du NH<sub>3</sub> à 10.65  $\mu\text{m}$ , qui sont certainement utiles pour fournir des à priori pour l’analyse des données MRS. La combinaison des observations avec le MRS et les coronographes sera décisive pour contraindre davantage les

atmosphères des planètes connues en imagerie directe (comme illustré dans DANIELSKI et al., 2018).

**Avec les futurs instruments au sol.** Contrairement aux données prises avec les instruments au sol, les données du MRS ont l'avantage de ne pas être affectées par les raies telluriques qui affectent fortement les détections de molécules dans les atmosphères d'exoplanètes. Néanmoins, les futurs instruments ELT seront très complémentaires au MRS en fournissant une résolution spectrale plus élevée et une couverture de longueur d'onde différente. Dans le proche IR, le spectro-imageur HARMONI permettra une large gamme de résolution spectrale (3000, 7000, 18000). HOULLÉ et al. (2021) présente les performances du *molecular mapping* à partir de simulations des observations HARMONI : des planètes avec des contrastes jusqu'à 16 mag et des séparations jusqu'à 75 mas peuvent être détectées à  $> 5\sigma$ . En IR moyen, METIS fournira de la spectro-imagerie à haute résolution ( $R \sim 100\,000$ ) dans les bandes L et M, avec une couverture spectrale étendue et un coronographe. SNELLEN et al. (2015) avait déjà montré qu'une planète de type terrestre orbitant autour de  $\alpha$  Cen pouvait être détectée à un S/N de 5 avec un instrument comme METIS. En particulier, la bande M de METIS recouvre les plus courtes longueurs d'onde du MRS. Récemment, LANDMAN et al. (2023) présente les compromis instrumentaux entre la résolution spectrale, la couverture en longueur d'onde, et le champ de vue pour optimiser les détections et caractérisation d'exoplanètes avec des IFS pour des futurs instruments au sol tel que SPHERE+/MedRes et ceux de l'ELT.

## 8 Conclusion de cette étude

Dans ce qui suit, nous résumons les principales conclusions spécifiques de notre étude de l'application du *molecular mapping* avec le MRS de MIRI (MÂLIN et al., 2023).

- Comme l'avait déjà montré PATAPIS et al. (2022), nous confirmons que le mode MIRI/MRS a le potentiel d'améliorer la détection des planètes grâce à la technique du *molecular mapping* basée sur une corrélation croisée avec des modèles atmosphériques.
- Pour évaluer l'importance de la détection, nous proposons une méthode expérimentale à partir des données simulées. Notre méthode prend en compte la taille et la forme de la tâche de corrélation afin d'éviter l'impact de l'autocorrélation qui se produit pour les molécules dont le spectre comporte des harmoniques. Bien que satisfaisant dans la majorité des cas, le rapport S/N peut être surestimé dans des situations particulières : avec un modèle de CO, ou encore avec une planète chaude ( $T_p = 2000$  K) autour d'une étoile froide ( $T_s = 3000$  K).
- La tâche de corrélation diffère d'une PSF et varie avec la longueur d'onde si le S/N est élevé. La forme et la taille dépendent également de la valeur de la corrélation, du modèle atmosphérique et du niveau de bruit. Il est important de noter que le maximum de corrélation dans le champ ne correspond pas nécessairement à la position réelle de la planète (effet plus fort aux petites séparations angulaires). Par conséquent, l'astrométrie n'est pas fiable avec les cartes de corrélation.

- 
- L'étude paramétrique montre que les planètes sont détectées dès 0.5" mais une meilleure caractérisation nécessite des objets à plus large distance, typiquement supérieure à 1" de l'étoile. Le type spectral stellaire a peu d'impact sur les performances, contrairement à la température de la planète. Les valeurs de S/N les plus élevées sont obtenues pour des températures de planète comprises entre 750 et 1750 K, tandis que des performances moindres sont obtenues pour les planètes les plus froides ( $T_p = 500$  K) en raison d'un flux absolu plus faible, et pour les planètes les plus chaudes ( $T_p = 2000$  K) car leurs spectres contiennent moins de caractéristiques spectrales moléculaires.
  - Pour les planètes typiquement plus froides que 1500 K, les molécules suivantes sont détectables :  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{NH}_3$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{HCN}$ ,  $\text{PH}_3$  et  $\text{CO}_2$ . Certaines de ces molécules n'ont jamais été confirmées ou même détectées dans l'atmosphère d'une exoplanète.
  - Nous proposons trois directions pour améliorer les performances du *molecular mapping* avec MIRI. Premièrement, une exploration plus approfondie de la soustraction de la contribution stellaire permettrait la détection et la caractérisation de planètes à des séparations inférieures à 1". La détection des molécules affectées par le signal stellaire, ou celles contenant moins de caractéristiques spectrales, pourrait être ainsi améliorée. Deuxièmement, une estimation robuste du rapport S/N nécessiterait le développement d'une approximation analytique plus sophistiquée pour modéliser la taille et la forme de la tâche de corrélation. Enfin, nous prévoyons d'effectuer une analyse bayésienne afin de mieux contraindre les paramètres atmosphériques et de mieux évaluer les incertitudes de chaque paramètre.
  - Des données complémentaires, telles que la photométrie obtenue en coronagraphie dans l'infrarouge moyen avec MIRI, permettent de mesurer le continuum de la planète. Si des estimations précises de la température et de la gravité de surface sont obtenues, elles pourront à leur tour être considérées comme des contraintes sur les paramètres atmosphériques à des fins de caractérisation en utilisant le *molecular mapping*.
  - L'interprétation des données dépend fortement des hypothèses des modèles utilisés pour générer les spectres synthétiques. Un programme d'observation dédié à une cible spécifique constituerait un point de référence pour la comparaison systématique de plusieurs modèles.



# Chapitre 4

Application du *molecular mapping* sur les premières cibles observées avec le MRS



## 1 Les premières observations avec le MRS

### 1.1 Introduction et présentation des cibles étudiées

Le MRS de JWST/MIRI n'a pas été optimisé pour l'imagerie à haut contraste. Il ne s'agit pas d'un instrument avec une très haute résolution spatiale, l'échantillonnage Shannon est atteint seulement au-dessus de  $15 \mu\text{m}$ . La taille du pixel du MRS est de  $0.196''$  aux plus courtes longueurs d'onde, ce qui est supérieur aux instruments en imagerie haut-contraste (par exemple, les coronographes de MIRI ont une taille de pixel de  $0.11''$ ). Les programmes ERS et GTO, décidés il y a quelques années, sont donc prévus principalement pour l'observation des naines brunes, des compagnons à large séparation ou à faible contraste avec leur étoile hôte. Comme présenté au chapitre 3, le développement de nouvelles méthodes d'analyse comme le *molecular mapping* rend finalement possible l'étude d'exoplanètes qui semblaient initialement difficilement accessibles avec le MRS.

Dans ce chapitre, l'objectif est d'appliquer le *molecular mapping* aux premières observations d'objets de masse planétaire pour observer les différences entre les données simulées et des données obtenues avec le JWST pendant sa première année d'observation. Bien que ces observations concernent des cibles avec des conditions idéales (cibles brillantes ou une large séparation avec l'étoile hôte), elles permettent de valider et d'améliorer la méthode en préparation des futurs cycles d'observations du JWST.

Le programme ERS 1386 fournit les premières observations en imagerie et spectroscopie d'exoplanètes avec le JWST (HINKLEY et al., 2022). Une partie de ce programme<sup>1</sup> inclut des observations d'un compagnon de masse planétaire avec le MRS, nommé VHS 1256 b. La première analyse des données spectroscopiques NIRSpec/IFU et MIRI/MRS de cet objet a été publiée récemment dans MILES et al. (2023). Le spectre extrait couvre les longueurs d'onde de  $1$  à  $20 \mu\text{m}$  avec une résolution de  $1000$  à  $3700$ . VHS 1256 b est un compagnon de masse planétaire, estimé entre  $11$  et  $20 M_{Jup}$  et à large séparation  $\sim 8''$  (soit  $150 \text{ ua}$ ). Sa masse est proche de la limite de fusion du deutérium ( $\sim 13 M_{Jup}$ ), il est donc considéré comme étant à la frontière entre une naine brune et une exoplanète. Les caractéristiques spectroscopiques et couleurs photométriques de cet objet sont similaires à celles de HR 8799 c, d et e (GAUZA et al., 2015). Sa température est estimée à  $T_{eff} \sim 1200\text{--}1300 \text{ K}$ , le plaçant proche de la transition L–T, à laquelle les atmosphères des objets substellaires transitionnent d'une atmosphère nuageuse vers une atmosphère plus claire. Il est en orbite autour d'une étoile binaire VHS 1256–1257, dont les composantes sont des étoiles de type spectral M7.5, très similaires en termes de luminosité et séparées de  $0.1''$  (RICH et al., 2016). Le système VHS 1256 est un système jeune estimé à  $140 \pm 20$  millions d'années (DUPUY et al., 2022). Dans la partie 2, j'utilise les observations MRS de ce compagnon pour mettre en pratique le *molecular mapping* dans un cas idéal sans contamination stellaire. Il est important de noter que le *molecular mapping* n'est pas nécessaire pour détecter cet objet, ni pour détecter des molécules dans son atmosphère, ni pour le caractériser. En effet,

1. Une autre partie de ce programme sera détaillée dans le chapitre 5.

sans contamination stellaire, il est possible d’extraire un spectre complet puis d’effectuer une analyse spectrale standard, comme l’ont fait PETRUS et al. (2023) et HOCH et al. (2022) avec des instruments au sol.

Plusieurs programmes du GTO MIRI européen contiennent des observations d’objets de masses planétaires et naines brunes avec le MRS. L’application du *molecular mapping* s’annonce prometteuse dans le cas du système 2M 1207 b (GTO 1270, PI : S. Birkmann), comme nous l’avons montré avec les simulations dans le chapitre 3. L’observation de 2M 1207 correspond à la première observation d’un système dans lequel l’étoile hôte et le compagnon sont dans le même champ. Il s’agit de la première occasion pour tester les capacités du MRS à séparer le compagnon de la tâche de diffraction de l’étoile ; et ainsi de pouvoir valider notre méthode de soustraction des contributions stellaires. Le compagnon 2M 1207 b est situé à  $\sim 0.7''$  (55 ua) de la naine brune 2M 1207 A. Bien que le contraste entre les deux objets soit faible, la similarité spectrale entre la naine brune ( $\sim 2600$  K) et le compagnon représente un cas plus extrême que celui de VHS 1256 b pour le *molecular mapping*. La partie 3 présente l’analyse des observations MRS de ce système et la comparaison avec les simulations.

Pour terminer ce chapitre, je présente notre programme d’observation GO 3647 du cycle 2 dans la partie 4. Ce programme observera GJ 504 b avec le MRS en 2024 : cette cible est la plus prometteuse pour tirer parti du *molecular mapping*. La partie 5 conclut sur l’application du *molecular mapping* aux données MRS, je résume les aspects mis en évidence grâce aux premières observations d’objets de masse planétaire.

## 1.2 Réduction de données

Les paramètres d’observation et d’exposition des deux programmes sont détaillées dans le tableau 4.1. La même méthode est appliquée sur les deux systèmes : VHS 1256 et 2M 1207 pour obtenir le cube final à partir duquel le *molecular mapping* est appliqué dans les parties 2 et 3.

Programme	ID	Cible	Paramètres d’exposition	Temps d’exposition
ERS 1386	obs 14	VHS 1256 b	$N_{grp} = 142, N_{int} = 1$	1576.223 s
GTO 1270	obs 1	2M 1207 A et b	$N_{grp} = 76, N_{int} = 1$	843.612 s

TABLE 4.1 – Paramètres des observations MRS utilisés dans ce chapitre. Toutes ces observations sont effectuées avec le mode de lecture FAST, adapté pour les cibles brillantes.

### 1.2.1 Pipeline de réduction et différences avec les simulations

Le pipeline JWST est appliqué de la même manière que pour les données simulées (et détaillé dans la partie 2.2, chapitre 3). Les étapes sont résumées et les corrections ajoutées sont présentées ci-dessous. Les données non calibrées sont récupérées sur l’archive de données en ligne

*Mikulski Archive for Space Telescopes* (MAST)<sup>2</sup> puis réduites en utilisant les trois étapes du pipeline JWST : `calwebb_detector1`, `calwebb_spec2`, `calwebb_spec3`. Le pipeline JWST ainsi que les fichiers de référence (CRDS) sont mis à jour avec les valeurs de calibration en vol effectuées pendant la période de mise en service, le *commissioning*. Dans ce qui suit, nous utilisons la version 1.9.6 du pipeline et le contexte des fichiers de référence correspondant à la version 1077 des CRDS.

**Étape 1.** En partant des données non calibrées (`_uncal`), l'étape 1 permet d'obtenir les images corrigées des effets du détecteur. Le mode de fonctionnement de l'électronique de lecture MIRI est à la source de décalages dans les rampes d'intégration, des non-linéarités au début de l'intégration et des changements globaux de la pente. Ainsi, contrairement aux données simulées, les étapes `refpix`, `rscd` et `reset` sont également appliquées juste avant l'étape d'ajustement de la rampe. L'étape `rscd` (pour *Reset Switch Charge Decay*) corrige les effets de réinitialisation des détecteurs entre plusieurs intégrations. Les N premiers groupes d'une rampe d'intégration à ne pas utiliser sont indiqués, ils correspondent à ceux les plus affectés par les effets liés à la réinitialisation des détecteurs. Un second effet est l'apparition d'une structure spatiale supplémentaire significative dans ces groupes initiaux, avant de s'estomper dans les groupes suivants. L'étape de correction `reset` applique alors un fichier de référence qui contient une correction dépendant de l'intégration pour les N premiers groupes, où N est défini dans ce fichier. L'électronique de lecture impose son propre signal supplémentaire, les amplificateurs ajoutent une valeur constante (dans un cas idéal) à chaque pixel. Cette valeur peut être différente d'un amplificateur à l'autre et peut varier d'un groupe à l'autre pour un amplificateur, ce signal est corrigé à partir de pixels de références grâce à l'étape `refpix`.

**Étape 2.** L'étape 2 commence par attribuer les coordonnées à chaque pixel (`assign_wcs`) et détermine le type de la source `srctype`. Si une observation additionnelle du fond de ciel est effectuée, elle est fournie à l'étape suivant pour être directement soustraite (`bkg_subtract`), ce qui n'est pas le cas pour les données traitées dans ce chapitre. Puis deux étapes sont ajoutées comparées aux données simulées : l'étape de correction du champ plat (`flat_field`), puis l'éventuelle lumière résiduelle est soustraite à partir d'un modèle (`straylight`). Les franges statiques sont corrigées (`fringe`) comme pour les simulations, mais une étape supplémentaire est ajoutée pour améliorer la correction des franges (`residual_fringe`). L'origine des franges dans les spectres est détaillée dans ARGYRIOU et al. (2020) et GASMAN et al. (2023). Une fois tous les effets corrigés sur les images des détecteurs, les données sont calibrées en MJy/str (`photom`).

**Étape 3.** La troisième étape permet d'obtenir les données sous la forme de cubes scientifiques entièrement calibrés. Avant cela, quelques étapes sont appliquées. Comme pour les données simulées, `outlier_detection` identifie les pixels qui produisent des valeurs aberrantes dans les régions où les cubes se chevauchent, et `cube_build` reconstruit le cube complet (selon l'algorithme détaillé dans LAW et al., 2023). Il est possible de reconstruire le cube sur une channel complète

---

2. Archive MAST : [mast.stsci.edu](http://mast.stsci.edu).

ou par bande. Cependant, la combinaison de plusieurs bandes et/ou plusieurs channels utilise de nombreuses interpolations pouvant impacter la qualité des données (GLAUSER et al., 2010).

### 1.2.2 Traitement du fond de ciel

Si des observations du fond de ciel sont disponibles dans le programme d’observation, il est possible d’utiliser la même méthode que celle indiquée pour les données simulées. Toutefois, cela ne sera pas le cas pour les deux ensembles de données étudiés dans ce chapitre. Dans le cas de VHS 1256 b, les observations du fond de ciel effectuées dans le programme sont inutilisables. Elles contiennent des « pluies » de rayons cosmiques qui apparaissent comme des structures diffuses et étendues. Normalement, un rayon cosmique provoque un saut dans la rampe que le pipeline peut détecter et corriger grâce aux étapes `jump` et `outliers_detection`. En revanche, ces rayons cosmiques ont des formes trop différentes des cosmiques attendues pouvant être corrigées par le pipeline. De plus, la distribution et la forme de ces pluies de rayons cosmiques varient d’une exposition à une autre, et varient entre les expositions scientifiques et les expositions de fond de ciel (MILES et al., 2023). Par conséquent, les observations du fond de ciel sont inexploitable. Concernant le système 2M 1207, aucune observation du fond de ciel n’était prévue dans le programme.

**Méthodes implémentées.** La soustraction du fond de ciel est évaluée à l’aide de deux méthodes que je compare sur les observations de ces deux systèmes. Dans ces deux cas, il est possible d’estimer le fond de ciel à partir des pixels éloignés des sources, car leurs PSFs ne couvrent pas tout le champ de vue du MRS.

- La première méthode consiste à mesurer l’histogramme des valeurs de pixels (par groupe de 100 bins) à chaque longueur d’onde. Le maximum de l’histogramme correspond au niveau de fond de ciel. Cette valeur est soustraite de chaque image du cube permettant d’obtenir des cubes corrigés du fond de ciel en supposant que celui-ci soit uniforme dans le champ de vue.
- Une seconde méthode est implémentée : la valeur médiane des pixels est mesurée dans un anneau autour de la source (entre 5 et 10 pixels pour VHS 1256 b et entre 8 et 13 pour 2M 1207 A afin d’éviter la contamination par la planète). Cette valeur correspond à la contribution du fond de ciel à chaque longueur d’onde.

Les deux méthodes donnent des résultats très similaires. L’analyse des données a été effectuée à partir des données dont le fond de ciel est corrigé selon l’une puis l’autre méthode, afin de vérifier si les résidus du fond de ciel ont un impact sur les résultats. Aucune différence n’a été remarquée, cependant, chaque méthode présente des avantages et des inconvénients. La seconde méthode est plus rapide en temps de calcul. En revanche, elle peut être utilisée que si l’objet est facilement identifié dans le champ de vue pour définir la zone à partir de laquelle le fond de ciel est estimé. La première méthode est plus robuste pour éviter la contamination d’autres sources éventuelles et donc une surestimation du fond de ciel. La contribution du fond de ciel n’a que peu d’impact sur les résultats en *molecular mapping*, car il s’agit d’une contribution à

basse fréquence. Cependant, comme elle commence à être prépondérante à partir de  $10 \mu\text{m}$ , il est préférable de la soustraire des données. La figure 4.1 présente les spectres de la contribution du fond de ciel évalués à partir des deux méthodes : en bleu, la méthode à partir de l’histogramme et en violet, la méthode à partir de l’anneau éloigné des sources (sur les données de VHS 1256 b à gauche et du système 2M 1207 à droite, les échelles sont les mêmes sur les deux figures).

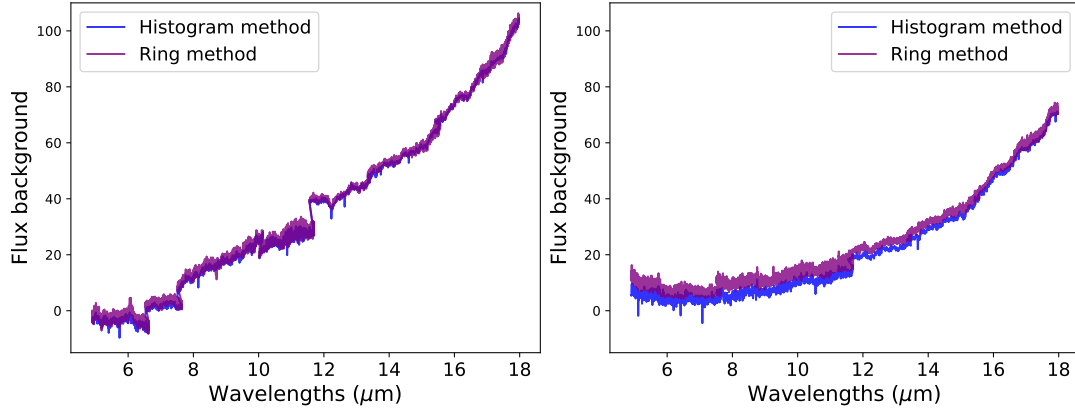


FIGURE 4.1 – Contribution du fond de ciel à chaque longueur d’onde extraite des données MRS de VHS 1256 b (gauche) et 2M 1207 (droite).

L’estimation du fond de ciel entre les deux systèmes observés est différente : les observations n’ont pas eu lieu au même moment et les objets ne sont pas situés dans la même région du ciel. Le fond de ciel est une contribution qui croît avec la longueur d’onde, mais qui n’a pas de caractéristiques spectrales. Par conséquent, les petites variations spectrales observées sur les figures sont probablement plus dues à du bruit. Ces spectres de fond de ciel pourraient être ajustés par un polynôme avant d’être soustrait. Nous notons que ces petites variations n’ont pas d’impact sur la suite de l’analyse, car les mêmes résultats sont obtenus quand les spectres du fond de ciel sont lissés par un filtre gaussien, peu importe la largeur du filtre.

### 1.3 Description des données réduites

**VHS 1256 b** : Les données des observations de VHS 1256 b sont réduites selon la méthode détaillée dans la partie précédente. Une image médiane de la bande A de chaque channel est présentée sur la figure 4.2, après la soustraction de la contribution du fond de ciel. Le modèle de *dither* est le *4-Point* optimisé pour des sources étendues avec la direction négative. Au centre de chaque image, on voit le compagnon de masse planétaire VHS 1256 b (identifié par le cercle blanc). La binaire VHS 1256–1257 est en dehors du champ et n’a aucune influence sur la détection du compagnon (car il est à une séparation de  $8''$ ). Le compagnon est très brillant puisque le système se situe à  $12.7 \text{ pc}$ . Nous nous intéressons uniquement aux channels 1 à 3, en effet VHS 1256 b est très faiblement détectée au-dessus de  $18 \mu\text{m}$ , car la sensibilité diminue fortement dans la channel 4 (figure 2.9, chapitre 2). Une gaussienne 2D est ajustée sur le cube médian de chaque bande pour relever la position exacte de la cible. La position précise sera utile pour la suite de l’analyse et pour la comparer avec la position du maximum de corrélation

identifiée en *molecular mapping*.

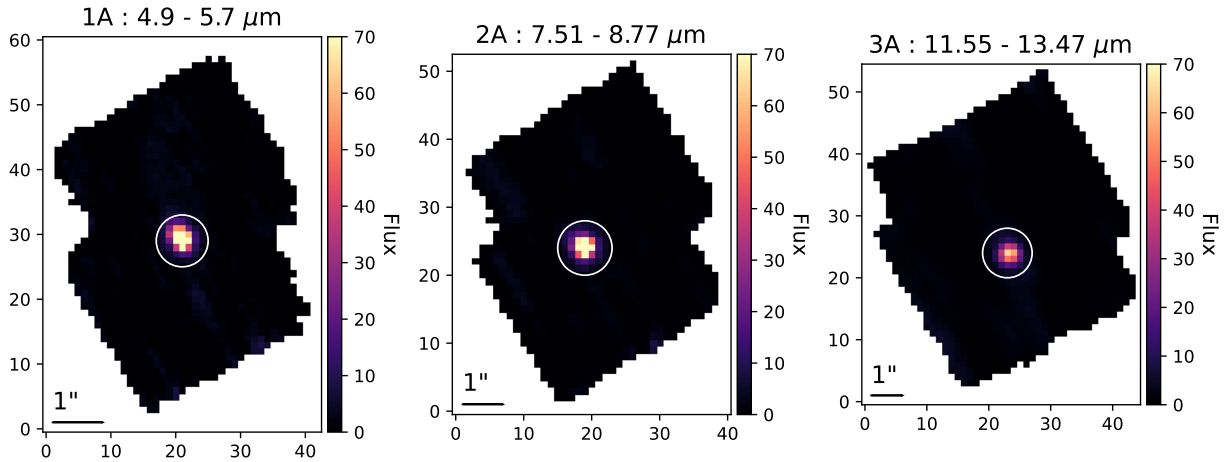


FIGURE 4.2 – Cubes médians des observations de VHS 1256 b dans la bande A de chaque channel du MRS.

**2M 1207 :** Les images médianes des cubes dans la bande A de chaque channel sont présentées sur la figure 4.3. Elles sont obtenues après la soustraction du fond de ciel et la réduction des données est effectuée au préalable, toujours selon la même méthode. Sur ces images, 2M 1207 A est l'objet brillant au centre. Le compagnon 2M 1207 b est indiqué par le cercle rouge. Le modèle de *dither 4-Point* est optimisé pour des sources étendues dans la direction positive, choisi pour s'assurer d'avoir les deux objets dans le champ de vue. La naine brune centrale est bien détectée à toutes les longueurs d'onde, mais avec un S/N beaucoup plus faible à partir de la channel 4, ainsi, nous nous intéresserons principalement aux longueurs d'onde en dessous de  $18 \mu\text{m}$ . Malgré le faible contraste entre les deux objets ( $\sim 10^{-3}$ ), la planète 2M 1207 b est très faiblement détectée. Les PSFs des deux objets se chevauchent à partir de la deuxième channel, la PSF de 2M 1207 b est donc masqué par celle de 2M 1207 A et il devient impossible de l'identifier. La position de 2M 1207 A est définie précisément à partir d'un ajustement gaussien 2D sur le cube médian pour chaque bande, et la position du compagnon est estimée après avoir soustrait cet ajustement gaussien de 2M 1207 A, il n'est visible que jusqu'à  $\sim 8 \mu\text{m}$ .

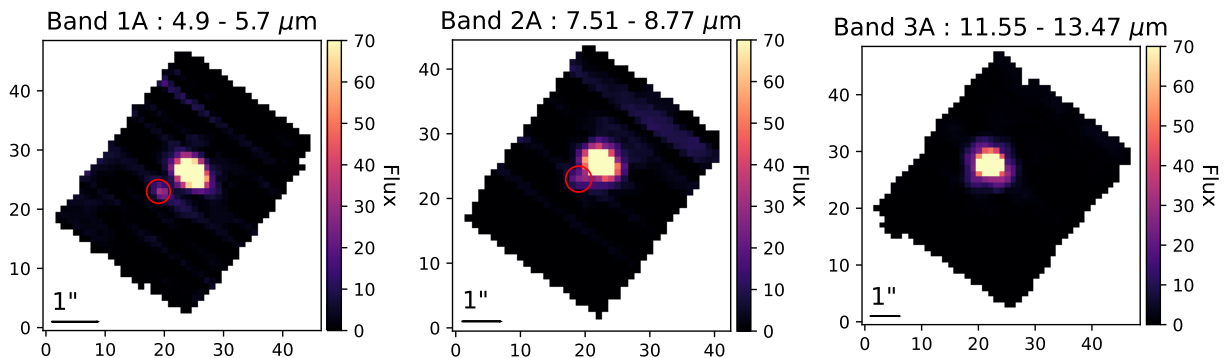


FIGURE 4.3 – Cubes médians des observations du système 2M 1207 dans la bande A de chaque channel du MRS.

## 2 Un cas d'étude sans contamination stellaire : VHS 1256 b

Dans cette partie, j'étudie VHS 1256 b avec la méthode du *molecular mapping* développée à partir des simulations. N'étant pas contaminé par une étoile, cette cible est idéale pour comparer la caractérisation atmosphérique à partir du spectre contenant uniquement les hautes fréquences, à la caractérisation avec le spectre complet extrait directement des cubes. Cette première cible observée permet d'effectuer une comparaison avec les données simulées du chapitre 3. Les simulations permettent également de confirmer les résultats et discuter les hypothétiques détections identifiées avec le *molecular mapping*.

### 2.1 *Molecular mapping*

#### 2.1.1 Description des résultats

La méthode du *molecular mapping* est appliquée exactement de la même manière que pour les simulations du chapitre 3, selon la méthode détaillée partie 3. Les données sont corrélées avec un modèle Exo-REM correspondant aux paramètres atmosphériques qui ajustent le mieux les données selon MILES et al. (2023) :  $T = 1100$  K,  $\log g = 4.5$ . Ce modèle fournit le flux à la surface de l'objet, la distance du système (21.15 pc, GAIA COLLABORATION et al., 2023) et le rayon de la planète ( $R = 1.27 R_{jup}$ ) sont pris en compte pour estimer le flux reçu. Par simplicité, la métallicité et le rapport C/O sont fixés aux valeurs solaires. Les cartes de corrélation avec ce modèle sont présentées sur la figure 4.4. VHS 1256 b est détectée avec un S/N élevé dans toutes les bandes, mais avec un S/N plus faible dans la bande 2B et 2C. Sa position identifiée précédemment sur les cubes est indiquée par la croix blanche.

Les données sont également corrélées avec des spectres synthétiques comprenant la contribution d'une seule molécule à la fois. Les cartes de corrélation dans la meilleure bande pour chaque molécule est présentée sur la figure 4.5. La position est identifiée par un cercle noir et la position exacte de VHS 1256 b mesurée à partir des cubes médians est représentée par la croix noire. Les molécules de H<sub>2</sub>O et CO sont détectées aux longueurs d'onde attendues. L'H<sub>2</sub>O est détecté avec un S/N élevé dans toutes les bandes sauf pour la 2B et la 2C, comme pour la corrélation avec le modèle complet. Le CO est détecté dans la bande 1A uniquement. Enfin, le CH<sub>4</sub> et le NH<sub>3</sub> présentent une potentielle détection avec un faible S/N. Ces deux cas sont discutés plus en détail par la suite. Aucune autre molécule parmi celles incluses dans Exo-REM ne sont détectées. Les cartes de corrélation avec le PH<sub>3</sub> et le HCN sont aussi présentées. Ces deux molécules sont détectables aux longueurs d'onde de MIRI, cependant, elles ne sont pas attendues à ces températures ( $> 1000$  K) comme nous l'avons montré dans le chapitre 3. La non-détection de ces molécules est donc cohérente avec les modèles pour cette température.

#### 2.1.2 Discussion sur les cartes de corrélation

**Effet des nuages.** Contrairement à ce que l'on pourrait attendre, la détection est beaucoup plus faible dans les bandes 2B et 2C que dans les autres bandes, lorsque les données sont corrélées

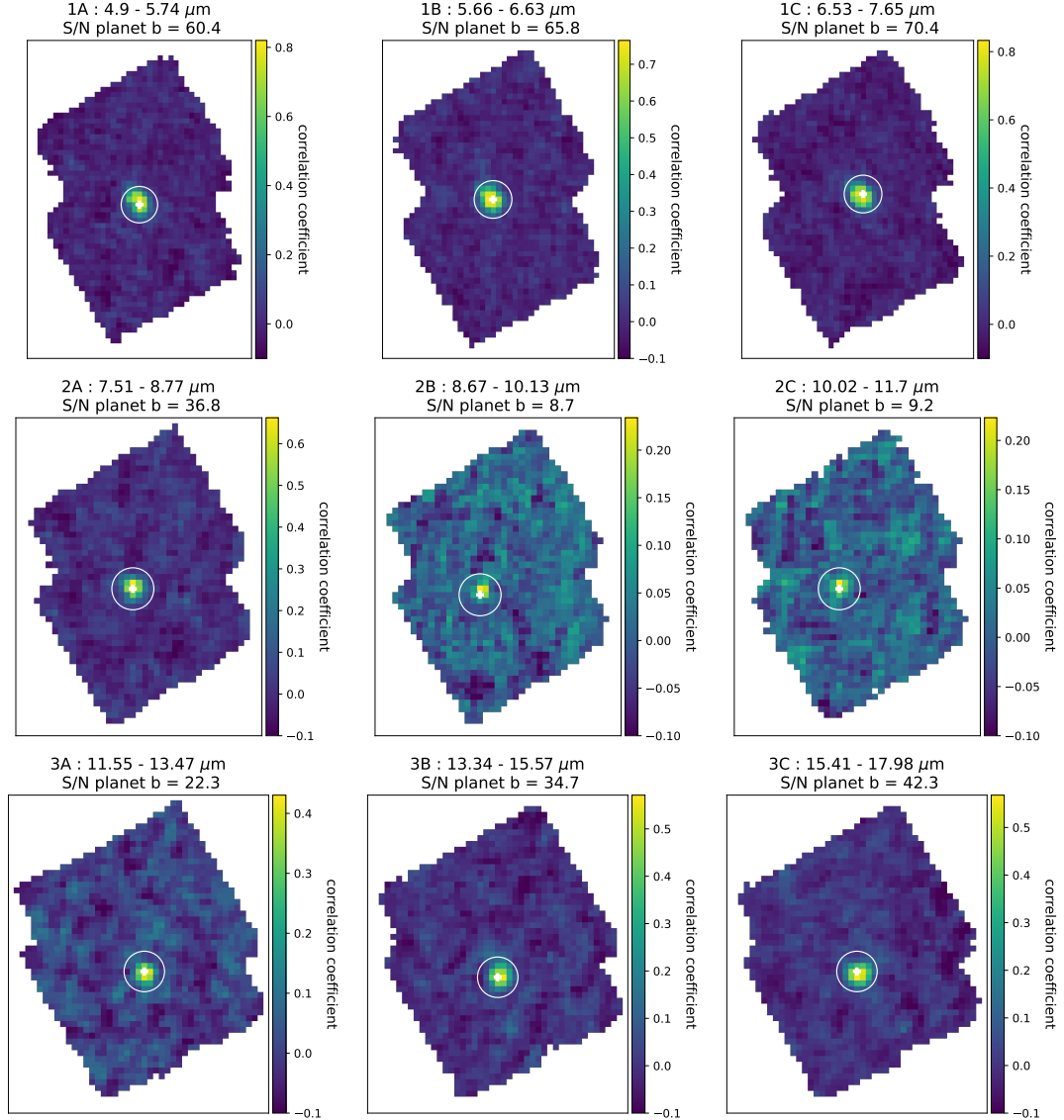


FIGURE 4.4 – Cartes de corrélation pour chaque bande du MRS de MIRI à partir des observations de VHS 1256 b.

avec un modèle atmosphérique ou un modèle de  $\text{H}_2\text{O}$ . Avant corrélation, VHS 1256 b est pourtant autant visible dans toutes les channels. Les bandes 2B et 2C ( $\sim 8.6$  à  $11.7 \mu\text{m}$ ) correspondent aux longueurs d'onde de la bande de silicate détectée avec une analyse standard (MILES et al., 2023). On peut émettre l'hypothèse que les nuages de silicates atténuent les signatures spectrales moléculaires, ainsi le *molecular mapping* est moins efficace pour les objets très nuageux.

**Pertinence du modèle.** Une autre hypothèse pour expliquer cette faible détection dans les bandes 2B et 2C se rapporte au modèle utilisé pour la corrélation. Le *molecular mapping* dépend des pré-connaissances sur le système et nécessite d'effectuer la corrélation avec un modèle qui ressemble effectivement aux données. Le spectre Exo-REM choisi correspond aux paramètres qui permettent le meilleur ajustement du spectre selon MILES et al. (2023). Néanmoins, cette étude utilise des spectres du modèle BT-Settl qui peuvent différer des spectres Exo-REM. Pour



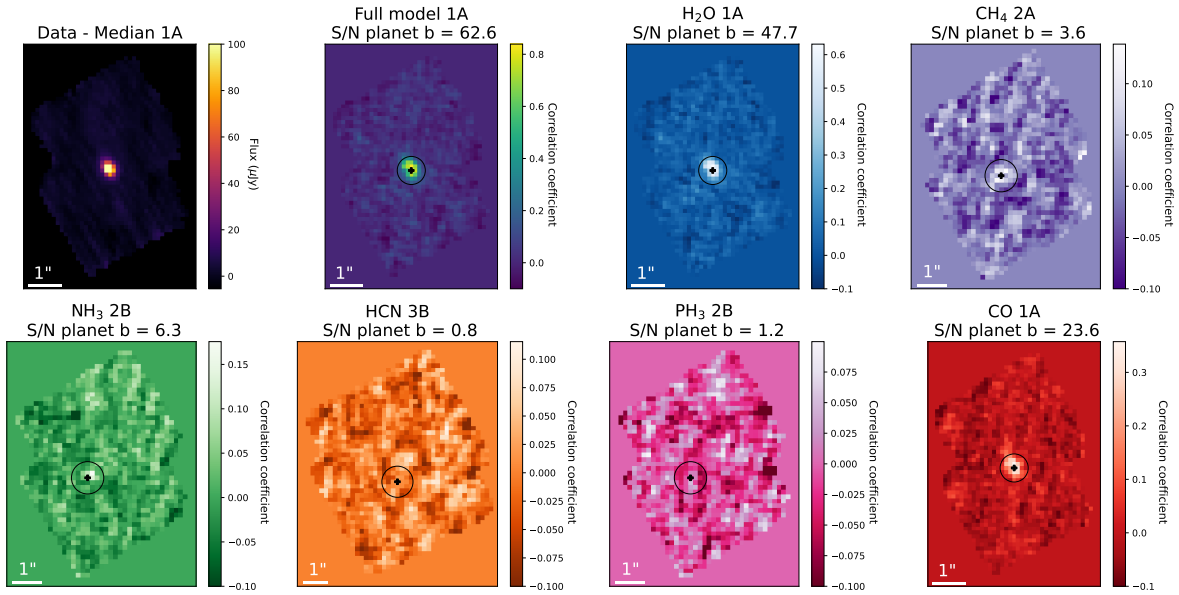


FIGURE 4.5 – Carte de corrélations de VHS 1256 b avec le modèle atmosphérique complet et avec les spectres synthétiques moléculaires.

vérifier la pertinence du modèle choisi, j’ai étendu l’analyse avec toute la grille Exo-REM (voir la partie 2.2).

**Astrométrie.** Le maximum de corrélation ne correspond pas forcément à la position identifiée de VHS 1256 b, notamment dans les cas où le S/N est plus faible. Tout comme cela avait été montré sur nos simulations, le maximum de corrélation dans le champ de vue ne correspond pas parfaitement à la position maximale de flux dans les cubes. Cet effet s’expliquait principalement par l’impact du signal stellaire, entraînant une asymétrie dans la tâche de corrélation. Cependant, dans le cas de VHS 1256 b, ce décalage ne peut pas être causé par la source stellaire puisqu’elle est négligeable à cette séparation. Le décalage semble être dû à la distribution du bruit : le bruit est plus important à la position maximale de flux (figure 4.6). Le bruit peut avoir un impact sur la détection dans le cas d’un faible S/N, et décaler ainsi le maximum de corrélation sur un pixel adjacent.

**Cubes sur une channel complète.** La corrélation croisée somme les contributions des raies spectrales, alors plus le domaine spectral est large, plus le nombre de raies prises en compte dans le calcul est important, et nous pouvons espérer des détections plus prononcées. La reconstruction d’un cube sur une channel complète (en combinant les cubes des bandes A, B et C) permet d’accéder à une gamme spectrale élargie. Le S/N atteint 97.5 dans la channel 1, 43.2 dans la channel 2 et 51.8 dans le channel 3 en corrélant avec le modèle atmosphérique complet, soit presque deux fois plus élevé que dans une bande unique. Le S/N de la carte de corrélation avec le CO est quasiment similaire dans le channel 1 complète et dans la bande 1A, puisque ces signatures spectrales sont principalement dans la bande 1A. Sur les cartes de corrélation avec H<sub>2</sub>O, le S/N augmente de la même manière que pour le modèle complet. Malgré les inter-

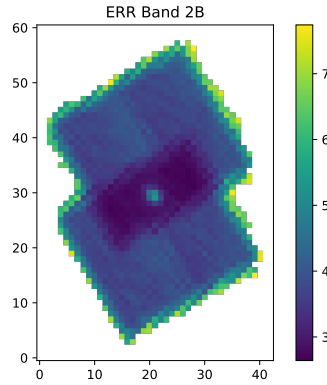


FIGURE 4.6 – Extension ERR du pipeline JWST prenant en compte le bruit de photon et le bruit du détecteur. Cube médian sur la bande 2B.

polations nécessaires pour reconstruire les cubes sur des channels complètes, le S/N augmente considérablement. Ces cubes devraient permettre de confirmer des molécules dont les signatures spectrales sont faibles, mais réparties sur plusieurs longueurs d'onde.

**CH<sub>4</sub> et NH<sub>3</sub> : artéfacts ou réelles détections de ces molécules ?** L'étude de l'ERS présente une détection marginale de CH<sub>4</sub> et aucune signature de NH<sub>3</sub> n'est détectée (MILES et al., 2023). Dans notre analyse en *molecular mapping*, un faible S/N est obtenu sur les cartes de corrélation avec le CH<sub>4</sub> et le NH<sub>3</sub> aux longueurs d'onde attendues (figure 4.4). D'après les modèles, ces molécules peuvent être présentes en faibles abondances à cette température. Cependant, comme nous l'avons remarqué avec les simulations (chapitre 3) dans le cas des faibles détections, le S/N est parfois surévalué suite à des corrélations avec du bruit proche de la position de la planète, qui va être pris en compte dans la mesure du signal de la planète. En particulier, dans le cas des observations de VHS 1256 b, un S/N > 3 est mesuré dans des cas où aucune détection n'est attendue. Un exemple est présenté sur la figure 4.7 pour la channel 2 : les données sont corrélées avec le spectre des contributions des CIA (et donc sans aucune contribution moléculaire). Les cartes de corrélations ne devraient présenter aucune corrélation significative. On remarque que le S/N est augmenté artificiellement à cause de quelques pixels proches de la position de la planète, dont la valeur de corrélation est légèrement plus élevée. Ces valeurs sont vraisemblablement dues à des corrélations entre les données ou le modèle avec du bruit. Il est alors nécessaire de vérifier si les faibles détections de NH<sub>3</sub> et de CH<sub>4</sub> sont réelles ou si elles correspondent à des artéfacts. Nous remarquons que lorsque les données sont corrélées avec la contribution du CIA ou des molécules n'ayant aucune contribution dans la bande/channel concernée, un motif se répète sur les cartes de corrélation. En effet, une corrélation spatialement constante existe entre le bruit numérique des modèles et les données<sup>3</sup>. Cette systématique est retirée en soustrayant la carte de corrélation mesurée avec le CIA à chaque carte de corrélation. La corrélation n'est pas une opération linéaire, donc cette méthode ne permet pas d'obtenir une valeur de corrélation en ayant réellement soustrait la corrélation avec le bruit. Néanmoins, cette méthode s'avère efficace

3. Nous avons déjà identifié cet effet sur les simulations, mais il n'avait aucun impact sur les valeurs de S/N obtenues, contrairement aux données de VHS 1256.

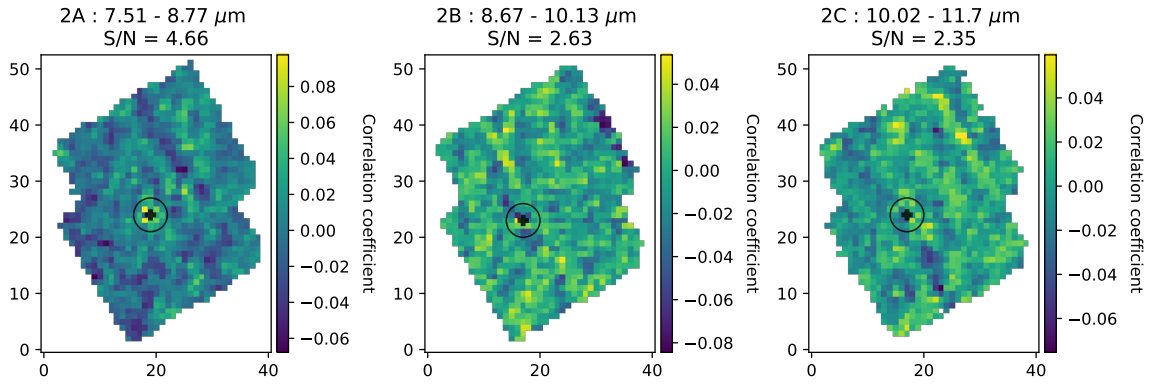


FIGURE 4.7 – Cartes de corrélation entre les données et un spectre avec uniquement la contribution du CIA, par exemple dans la channel 2.

pour capturer la distribution spatiale du bruit et identifier les artefacts pour les détections avec un faible S/N. Les cartes de corrélation après cette correction ne présentent plus aucune valeur de S/N supérieure à 3 dans les cas où aucune détection n'est attendue. La figure 4.8 présente les nouvelles cartes de corrélation. Bien qu'elles ne correspondent plus à des valeurs réelles de corrélation, elles semblent plus robustes pour confirmer une détection dans le cas des faibles S/N. Concernant le  $\text{CH}_4$ , on obtient maintenant un  $\text{S/N} = 2$ , confirmant qu'il s'agissait d'un artefact dû à quelques pixels qui corrélaient avec le bruit. Sur la carte de corrélation avec le  $\text{NH}_3$ , le S/N est quasiment similaire après cette correction ( $\text{S/N} = 6.7$ ), il n'était pas surévalué par ces corrélations avec le bruit et nécessite une étude plus approfondie. Des éléments d'analyse complémentaires sont présentés dans la partie 2.5 pour évaluer la détection du  $\text{NH}_3$  avec le *molecular mapping*.

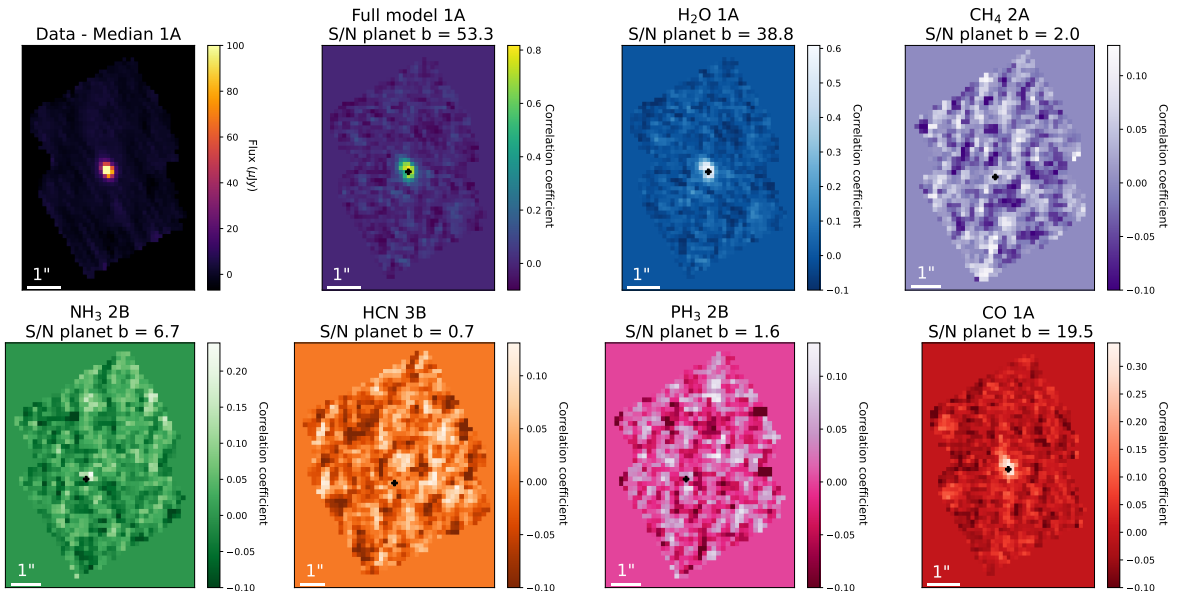


FIGURE 4.8 – Cartes de corrélation de VHS 1256 b avec le modèle atmosphérique complet et avec les spectres synthétique de  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{NH}_3$ ,  $\text{HCN}$ ,  $\text{PH}_3$  et  $\text{CO}$  après la soustraction des corrélations avec le bruit.

## 2.2 Caractérisation atmosphérique

Les cartes de corrélation sont calculées avec chaque spectre de la grille Exo-REM. Dans un premier temps, cela permet de déterminer le modèle Exo-REM pour lequel la corrélation est la plus élevée, et donc de vérifier la pertinence du modèle choisie dans la partie précédente. Puis cela permet d'évaluer la sensibilité de la corrélation aux différents paramètres atmosphériques. L'objectif de cette partie est également de comparer avec l'analyse de la partie 6 du chapitre 3 dans le cas de GJ504 b.

**Corrélation.** La figure 4.9 indique la valeur de corrélation maximale à la position de la planète pour chaque paire de paramètres atmosphériques. Comme cela avait été montré avec les simulations, il est difficile de contraindre les paramètres atmosphériques à partir de la valeur du coefficient de corrélation. De nouveau, ce résultat met en évidence la dégénérescence entre la gravité de surface et la métallicité. Plus de 40% des modèles de la grille donnent des valeurs de corrélation de l'ordre de  $\pm 10\%$  de la valeur maximale de corrélation. Le modèle qui donne la valeur la plus élevée de corrélation dans la bande 1A est celui qui correspond à  $T = 1200$  K,  $\log g = 4.0$ , métallicité = 3.16 et un rapport C/O = 0.6. Dans les autres bandes, les paramètres du modèle avec la plus grande corrélation varient entre  $T = 1000$  K et 1350 K. La gravité de surface et la métallicité sont des paramètres dégénérés : si le modèle qui maximise la corrélation a une température plus élevée, alors le  $\log g$  ou la métallicité ont aussi des valeurs plus élevées.

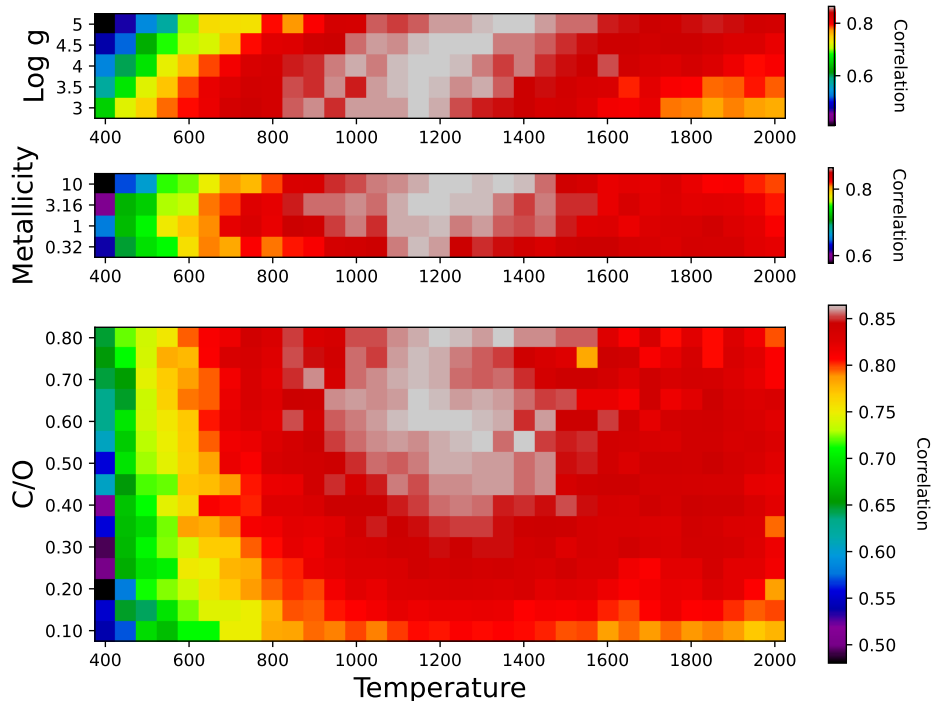


FIGURE 4.9 – Valeurs de corrélation pour chaque paire de paramètres atmosphériques avec les cubes dans la bande 1A.

**Minimisation du  $\chi^2$  avec le spectre haute fréquence.** Pour poursuivre cette analyse, un spectre est extrait dans le cube avec uniquement les hautes fréquences qui sont utilisées dans le calcul de la corrélation. Le  $\chi^2$  est calculé pour chaque modèle et sa valeur est indiquée sur la figure 4.10. Le  $\chi^2$  est minimal dans la bande 1A avec le modèle :  $T = 1100$  K,  $\log g = 4.0$ , métallicité = 3.16 et un rapport C/O = 0.60. Dans les autres bandes, les modèles avec un  $\chi^2$  minimal varient entre  $T = 1000$  K et 1350 K, ceux avec la température la plus élevée tendent vers des valeurs de  $\log g$  ou de métallicité plus élevées et inversement. Une majeure partie des modèles sont contenus dans l’enveloppe  $\pm 1\sigma$  (contour noir sur la figure 4.10). La minimisation du  $\chi^2$  ne permet pas de beaucoup mieux contraindre les paramètres atmosphériques que le calcul de la corrélation avec chaque modèle.

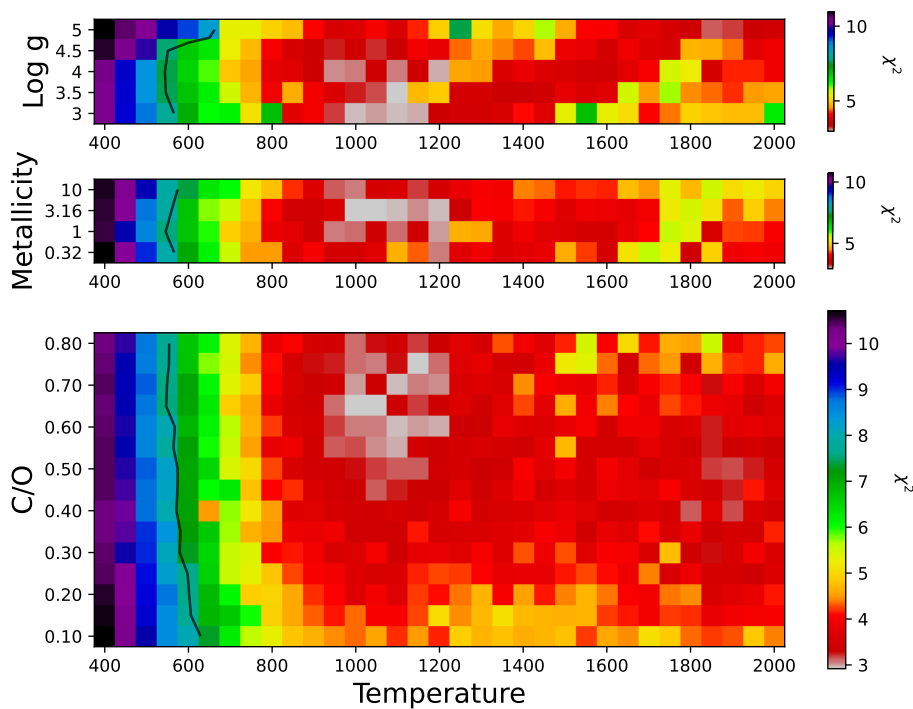


FIGURE 4.10 – Carte de  $\chi^2$  avec le spectre haute fréquence extrait des cubes réduits dans la bande 1A.

**Comparaison avec GJ 504 b.** En comparaison aux données simulées pour GJ 504 b (chapitre 3, partie 6), la minimisation du  $\chi^2$  avec le spectre haute fréquence est moins efficace. En effet, VHS 1256 b est un objet plus chaud, le spectre présente moins de signatures spectrales à hautes fréquences comme celles dues aux molécules, alors la soustraction des basses fréquences affecte plus fortement la mesure des paramètres atmosphériques.

**Discussion.** En utilisant la corrélation ou des spectres avec uniquement les hautes fréquences, il est difficile de précisément contraindre les paramètres atmosphériques des objets étudiés, même dans le cas d’une observation avec un S/N élevé et sans contamination stellaire (comme montré par HOEIJMAKERS et al., 2018 ; PETRUS et al., 2021). Ce résultat, ainsi que la comparaison

avec notre analyse sur les simulations de GJ 504 b confirment que le *molecular mapping*, et les méthodes de corrélations qui ne prennent pas en compte le continuum du flux, sont plus performantes pour des planètes froides comprenant plus de signatures moléculaires à hautes fréquences. Les modèles qui maximisent la corrélation ou minimisent le  $\chi^2$  correspondent bien à des modèles dont les paramètres atmosphériques sont proches des valeurs attendues, mais il est difficile de les mesurer précisément. Néanmoins, comme nous l'avons noté à partir des simulations, le *molecular mapping* est efficace pour évaluer les abondances relatives et donc le rapport C/O, en particulier pour des objets de type L dont les atmosphères contiennent principalement de l'H<sub>2</sub>O et du CO (PETRUS et al., 2021). Ces deux analyses tendent vers une valeur de C/O super-solaire, en accord avec les analyses de PETRUS et al. (2023) et HOCH et al. (2022).

### 2.3 Extraction spectrale et caractérisation atmosphérique

Dans le cas particulier de ce système, l'étoile étant située à plus de 8", il est possible d'extraire le spectre de VHS 1256 b sans contamination stellaire et en gardant toutes les fréquences spectrales.

**Extraction du spectre.** Le flux de la planète est extrait à chaque longueur d'onde dans un cercle de rayon équivalent à la largeur à mi-hauteur de la PSF. Une correction d'ouverture est ajoutée pour prendre en compte le flux manquant, comme si l'on avait une ouverture infinie. Cette correction est d'autant plus importante à grande longueur d'onde, car le PSF est plus large. Le spectre obtenu est présenté sur la figure 4.11. Les barres d'erreur sont dérivées à partir du pipeline JWST, de la même manière que dans MILES et al. (2023). L'incertitude estimée sur le flux à chaque longueur d'onde semble sous-estimé, comme dans l'analyse de l'ERS, elles sont multipliées par un facteur 10 pour être plus cohérentes. Pour valider notre méthode de réduction des données et d'extraction du spectre, le spectre obtenu est comparé à celui de l'ERS (en rouge, figure 4.11, MILES et al., 2023). Les deux spectres sont similaires, bien que quelques différences soient visibles, principalement aux longueurs d'ondes supérieures à 8  $\mu\text{m}$ . Entre ces deux réductions, la version du pipeline JWST et les fichiers de calibrations utilisés ont été mis à jour, notamment la solution de longueur d'onde a été améliorée.

**Minimisation du  $\chi^2$ .** Le  $\chi^2$  entre ce spectre et chaque spectre de la grille Exo-REM est calculé. Les valeurs obtenues sont présentées sur la figure 4.12. Les contours à 1, 2 et 3  $\sigma$  sont tracés en noir, vert et bleu respectivement. Le meilleur modèle Exo-REM est le modèle à  $T = 1200$  K,  $\log g = 4.0$ , métallicité = 10.0 et C/O = 0.35. Ces valeurs sont cohérentes avec celles de MILES et al. (2023) en tenant compte les incertitudes sur les paramètres. On retrouve une dégénérescence entre la gravité de surface et la métallicité, et contrairement à l'analyse avec uniquement les hautes fréquences spectrales, le C/O n'est pas contraint. Quelques modèles pour lesquels le  $\chi^2$  a une valeur proche du  $\chi^2$  minimal sont superposées au spectre extrait (figure 4.13). Les modèles qui ajustent au mieux le spectre ne correspondent pas parfaitement aux données, notamment au-dessus de 8  $\mu\text{m}$ . Entre 8 et 11  $\mu\text{m}$  (voir l'agrandissement), les modèles ont un excès de flux,

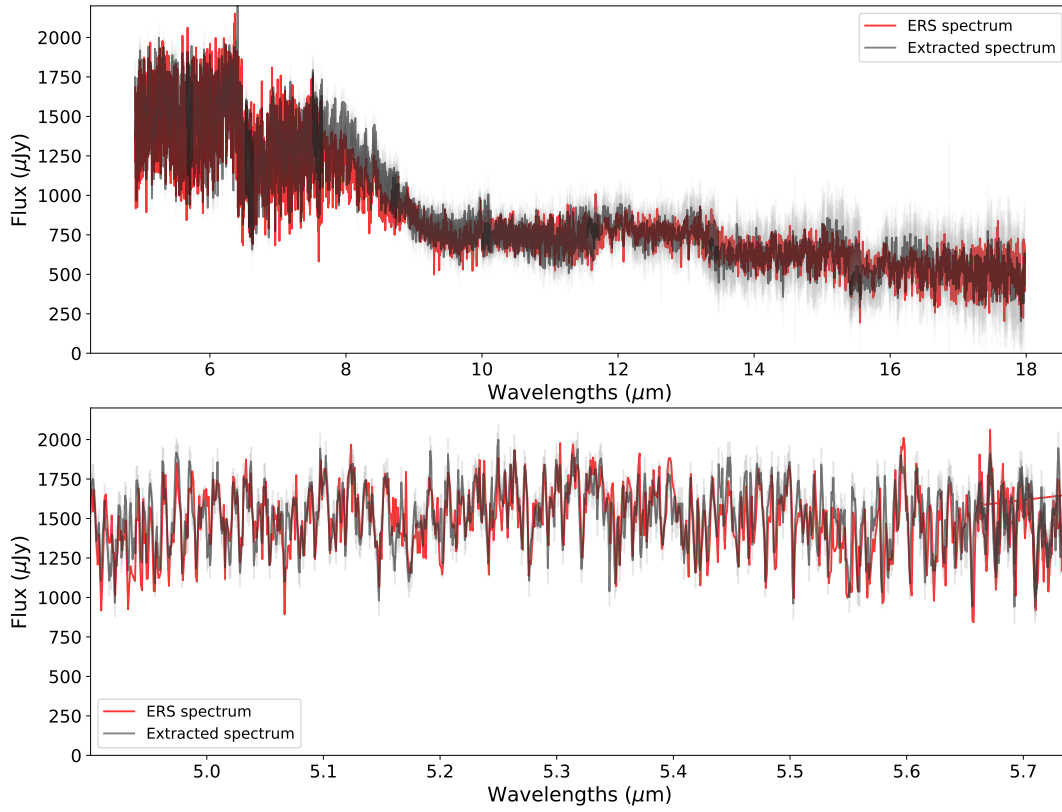


FIGURE 4.11 – Comparaison du spectre obtenu avec cette réduction avec le spectre obtenu dans MILES et al. (2023) pour les channels 1 à 3 (en haut) et agrandissement dans la bande 1A (en bas).

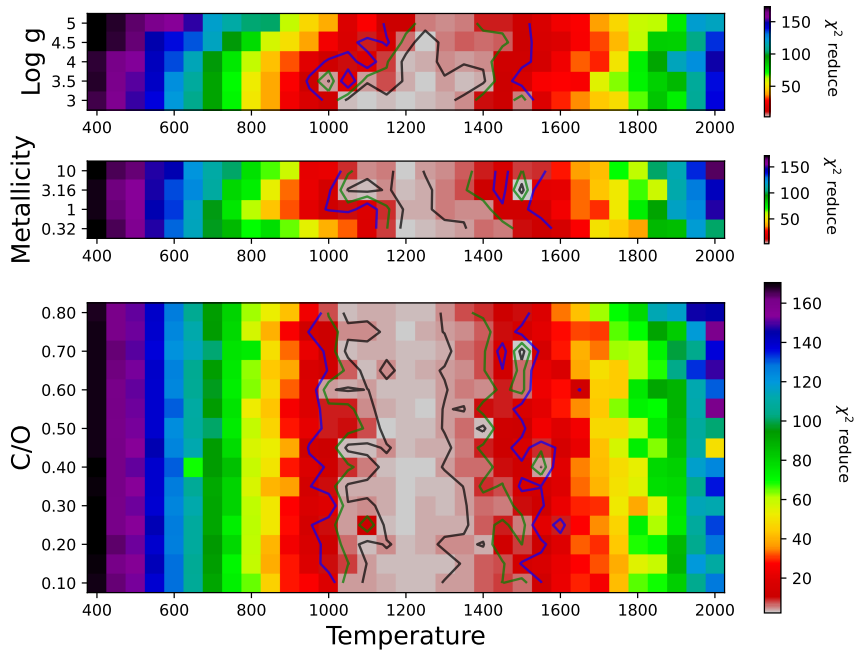


FIGURE 4.12 – Carte de  $\chi^2$  avec le spectre complet extrait des cubes de données.

même si les signatures spectrales entre les données et les modèles sont similaires. Bien que Exo-REM prenne en compte les nuages de silicates, dont l'absorption est identifiée sur le spectre de VHS 1256 b et sur les meilleurs modèles, la caractéristique spectrale n'est pas parfaitement reproduite par les modèles. Les nuages de silicates ne sont probablement suffisants pour expliquer le spectre dans cette région spectrale. Entre 14 et 18  $\mu\text{m}$ , les modèles présentent un défaut de flux en comparaison aux données, cela compense l'excès de flux entre 8 et 12  $\mu\text{m}$ .

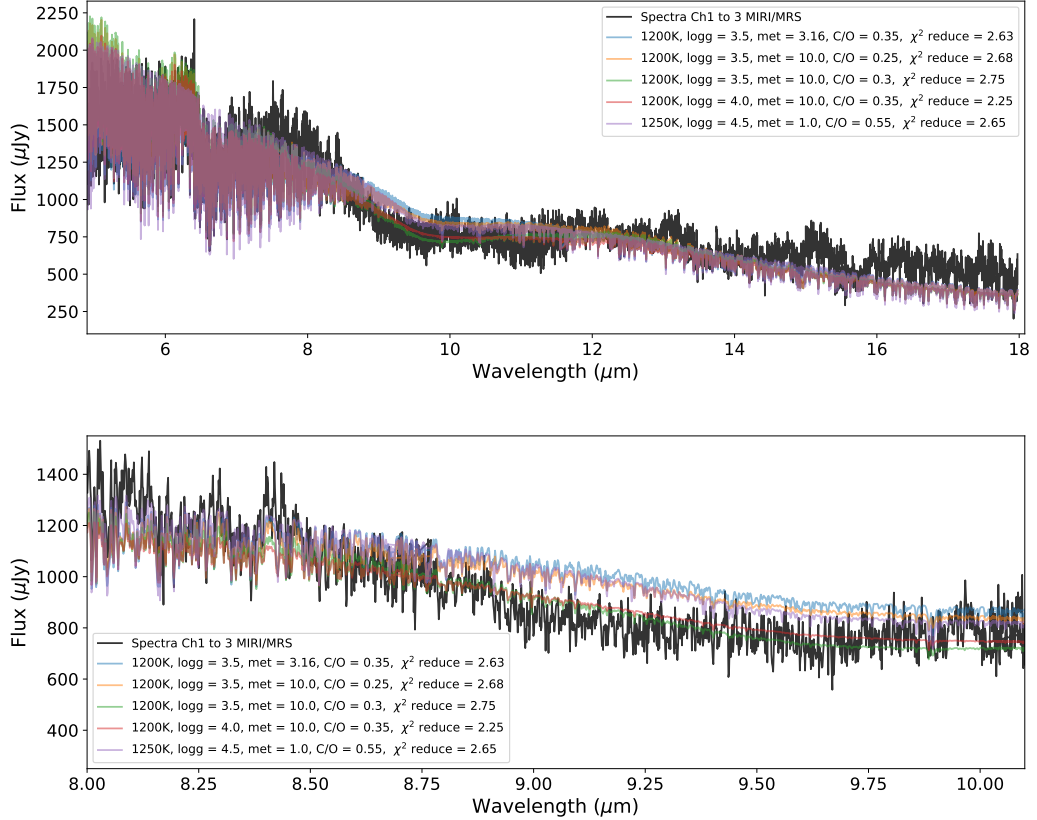


FIGURE 4.13 – Spectre observé et meilleurs modèles Exo-REM dans les channels 1 à 3 du MRS et agrandissement entre 8 et 10  $\mu\text{m}$ .

**Poursuite possible de l'analyse.** Une minimisation du  $\chi^2$  à partir d'une grille de modèle et d'un spectre observé est une méthode simple pour mesurer les paramètres atmosphériques d'une exoplanète. L'analyse pourrait être poursuivie avec des méthodes d'inversion atmosphérique approfondies. Dans le chapitre 5, j'utilise, par exemple, une méthode bayésienne permettant de mieux explorer la grille de modèles. Cette méthode aurait aussi pu être utilisée dans le cas de VHS 1256 b mais mon objectif à travers cette analyse était avant-tout de tester le *molecular mapping* avec des données réelles du MRS.



## 2.4 Comparaison avec des données simulées

La comparaison entre les données observées et les données simulées a plusieurs objectifs. Premièrement, cette comparaison permet de vérifier si les simulations sont effectivement représentatives des observations. Puis, cela permet de vérifier si certaines molécules peuvent effectivement être détectées selon les paramètres d’observation utilisés et selon un modèle atmosphérique particulier.

**Simulations.** Les simulations sont effectuées avec les mêmes paramètres d’exposition que les observations (tableau 4.1), sauf pour le *dithering*. Le modèle de *dither* correspondant aux observations n’est pas implémenté dans MIRISim donc les simulations sont effectuées avec le modèle de *dither 4-Point* par défaut, optimisé pour une source ponctuelle, comme pour les simulations du chapitre 3. Cela justifie la principale différence visible entre les données et les simulations, qui n’ont donc pas le même champ de vue, néanmoins, cela n’a pas d’impact pour la comparaison des performances. Plusieurs simulations sont effectuées avec différents spectres pour modéliser VHS 1256 b. Dans un premier temps, les modèles correspondent aux meilleurs ajustements mesurés dans les parties précédentes :

- 1/  $T = 1100$  K,  $\log g = 4.0$ , métallicité = 3.16 et C/O = 0.60, correspondant au minimum du  $\chi^2$  avec le spectre haute fréquence dans la bande 1A.
- 2/  $T = 1200$  K,  $\log g = 4.0$ , métallicité = 10.0 et C/O = 0.35, correspondant au minimum du  $\chi^2$  avec le spectre complet extrait des cubes.
- 3/  $T = 1200$  K,  $\log g = 4.0$ , métallicité = 3.16, C/O = 0.60, avec la corrélation la plus élevée dans la bande 1A.

Ces trois modèles sont très similaires et à peine discernables au-dessus de  $8 \mu\text{m}$  (similaires à ceux de la figure 4.13). Une source stellaire correspondant à la binaire VHS 1256 est ajoutée, bien qu’elle soit à l’extérieur du champ de vue du MRS et assez éloignée pour ne pas avoir d’influence sur l’objet étudié. Il s’agit d’un spectre stellaire de type M 7.5 modélisé par un spectre BT-Settl<sup>4</sup> à  $T = 2600\text{K}$ ,  $\log g = 4.0$  et la métallicité = 0 (ALLARD et al., 2012b). Les données sont simulées avec MIRISim, réduites avec le pipeline JWST pour obtenir les cubes de données, puis le *molecular mapping* est appliqué.

**Résultat du *molecular mapping*.** La figure 4.14 présente un exemple avec le premier modèle ( $T = 1100$  K,  $\log g = 4.0$ , métallicité = 3.16 et C/O = 0.60), qui reproduit le mieux les résultats obtenus avec les données réelles. Pour les trois simulations, VHS 1256 b est très bien détectée ( $S/N = 77 - 84$ ) en corrélant les données simulées avec le modèle atmosphérique complet. L’ $\text{H}_2\text{O}$  ( $S/N = 65 - 72$ ) et le CO ( $S/N = 19 - 32$ ) sont détectées aux longueurs d’onde attendues. Le  $\text{NH}_3$  est détectée avec  $S/N$  de 3.5 à 6.5 en fonction des modèles. La faible détection du  $\text{NH}_3$  à partir de ces simulations confirme que la détection visible sur les cartes de corrélation avec les données MRS peut correspondre à une réelle détection de  $\text{NH}_3$ . Aucune autre molécule n’est détectée pour les trois simulations. Les autres détections sur les données réelles avec un  $S/N > 3$  étaient bien

4. Librairie de spectres stellaires : [svo2.cab.inta-csic.es/theory](http://svo2.cab.inta-csic.es/theory).

dues uniquement à des corrélations avec du bruit. Enfin, pour toutes ces simulations, VHS 1256 b est détectée avec un S/N plus faible dans les bandes 2B et 2C en accord avec les observations. Les simulations indiquent qu'il est cohérent d'avoir une détection plus faible entre 8 et 11  $\mu\text{m}$  en raison de la présence de nuages qui atténuent les signatures moléculaires : VHS 1256 b est donc moins visible en corrélation.

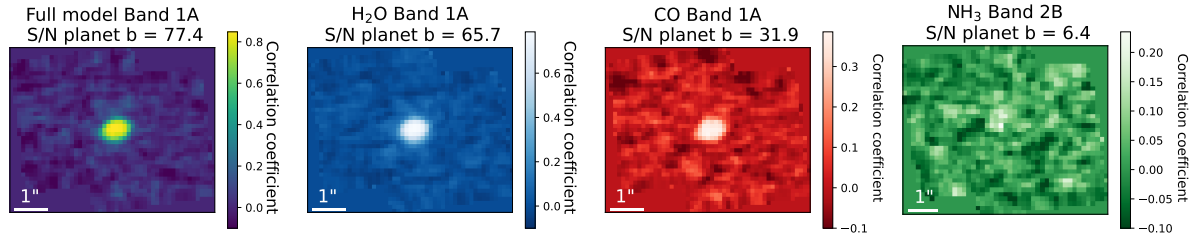


FIGURE 4.14 – Carte de corrélation des données simulées avec MIRISim pour VHS 1256 b, corrélation avec un modèle atmosphérique complet et avec les modèles de H<sub>2</sub>O, CO et NH<sub>3</sub>.

**Deuxième groupe de simulations.** Pour confirmer ces résultats, deux autres simulations sont effectuées avec deux modèles opposés : un spectre qui présente une forte absorption de silicates (en bleu, figure 4.15) et un spectre modèle sans absorption des silicates (en jaune, figure 4.15).

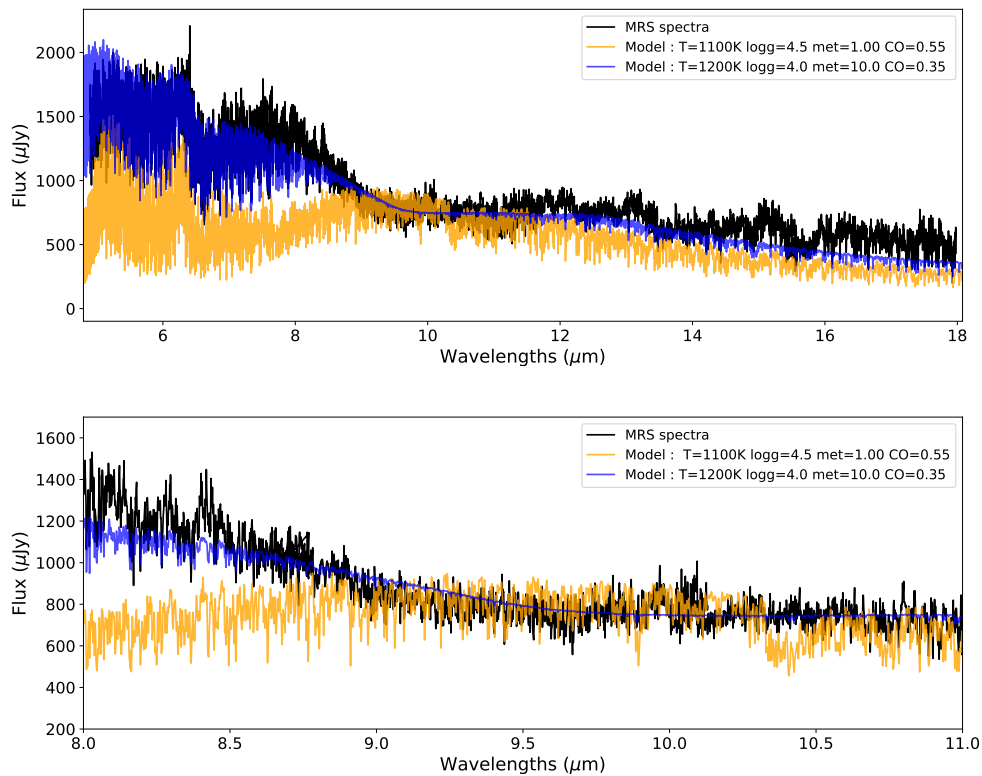


FIGURE 4.15 – Spectres Exo-REM avec et sans nuages de silicates dans les channels 1 à 3 du MRS et agrandissement entre 8 et 11  $\mu\text{m}$ .

Dans le cas de la simulation avec le modèle qui a une forte absorption des silicates, VHS 1256 b est détectée à toutes les longueurs d’onde ( $S/N = 81.3$  dans la bande 1A) sauf dans la bande 2B et 2C. L’ $H_2O$  est détectée sauf dans les bandes 2B et 2C ( $S/N = 72.7$  dans la bande 1A), et le CO est détectée uniquement dans la bande 1A ( $S/N = 17.7$ ). Les molécules de  $NH_3$  et de  $CH_4$  ne sont pas détectées.

À l’inverse, à partir de la simulation avec le modèle qui ne présente aucune absorption due aux silicates, le  $NH_3$  est détecté avec un  $S/N$  plus élevé ( $S/N = 24$ ) et le  $CH_4$  est aussi détecté à  $8.9 \mu m$  ( $S/N = 6.1$ ) dans la bande 2A dans laquelle se situent les signatures du méthane. Le CO est détecté dans la bande 1A ( $S/N = 29$ ). La planète est détectée en corrélant les données avec un spectre d’atmosphère (et avec uniquement la contribution de  $H_2O$ ) dans toutes les bandes. Le  $S/N$  décroît avec la longueur d’onde suite à la sensibilité décroissante du MRS, de la même manière que sur les cubes de données avant corrélation.

**Conclusion.** En comparant les résultats de ces deux simulations, on peut définitivement confirmer que la bande d’absorption due aux nuages des silicates est à l’origine des valeurs de  $S/N$  plus faibles dans les bandes 2B et 2C. Pour conclure, ces résultats montrent également que la faible détection de  $NH_3$  est plausible, bien que sa signature soit atténuée si une forte absorption due aux nuages de silicates est présente. De manière générale, les simulations présentent des détections avec des  $S/N$  plus élevés. Le modèle utilisé pour la corrélation est exactement le même que celui en entrée de la simulation, il s’agit donc de cas optimistes. Néanmoins, les valeurs de  $S/N$  atteintes sont très similaires à celles réellement obtenues à partir des données du JWST, ainsi, cette première comparaison entre les simulations et les données réelles nous montre que les performances mesurées à partir des simulations sont fiables.

## 2.5 Discussion sur la détection de $NH_3$

D’après les modèles atmosphériques, le  $NH_3$  peut être présent à cette température avec une très faible abondance. Parmi les modèles Exo-REM ajustant au mieux les données, l’abondance de  $NH_3$  est comprise entre  $10^{-7}$  et  $10^{-6.2}$  (en *volume mixing ratio*, VMR). La simulation qui reproduit le mieux les résultats obtenus avec les données (figure 4.14) est celle avec le modèle dont l’abondance de  $NH_3$  vaut  $10^{-6.2}$ . Une faible détection de cette molécule semble donc possible, cependant, elle n’a pas été identifiée dans ce système avec ces mêmes données (MILES et al., 2023).

Sur la carte de corrélation de la bande 2B, on identifie quelques pixels autour de la position de la planète dont la valeur de corrélation est significativement au-dessus du bruit. Néanmoins, le pixel qui présente le maximum de corrélation avec le modèle de  $NH_3$  est décalé d’un pixel comparé à celui qui présente le maximum de corrélation avec le modèle complet, et de celui qui présente la valeur maximale de flux. Nous avons montré que le maximum de corrélation peut être décalé dans le cas où des pixels sont plus bruités (chapitre 3, et notamment visible sur la figure 3.8) : le pixel à la position de la planète a effectivement un niveau de bruit plus élevé, il est donc possible que le maximum de corrélation soit décalé.

Pour confirmer une détection, il est aussi intéressant de regarder les CCFs dans chaque spaxel. La figure 4.16 montre les CCFs entre les données et le spectre de  $\text{NH}_3$  dans différents spaxels, et avec le spectre extrait du cube (partie 2.3). La CCF dans le spaxel avec la valeur de corrélation la plus élevée (situé juste à côté de la position de la planète) a un pic de corrélation élevé avec un  $S/N = 4.8$ , tandis que les CCFs à la position de la planète et avec le spectre extrait n'ont pas de pic significatif. Le  $S/N$  du pic de corrélation est mesuré en évaluant le rapport de la valeur du pic et de l'écart type des valeurs dans les ailes de la CCF ( $\delta V = \pm 500\text{--}3000$  km/s). La mesure du  $S/N$  dans les CCFs peut être impactée par l'autocorrélation. Dans le cas de cette molécule, l'autocorrélation est faible et les valeurs de  $S/N$  dans les CCFs obtenues sont similaires avec ou sans correction de l'autocorrélation : les mesures de  $S/N$  sont donc fiables, et confirment la corrélation entre le spectre de  $\text{NH}_3$  et les données dans le spaxel où la corrélation est plus élevée.

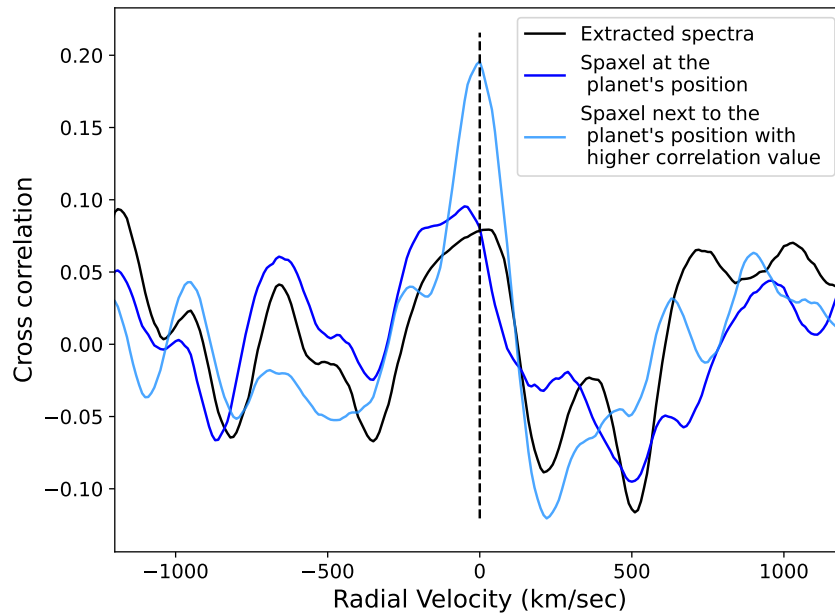


FIGURE 4.16 – Fonction de corrélation croisée entre les données de VHS 1256 b avec le spectre extrait dans le cube (noir), avec le spaxel à la position de la planète (bleu foncé) et avec le spaxel juste à côté de la position de la planète (bleu clair) dans la bande 2B.

La figure 4.17 montre une comparaison des spectres hautes fréquences (filtrés par un filtrage gaussien  $\sigma = 10$ , comme en *molecular mapping*) dans la bande 2B entre 8.7 et 9.5  $\mu\text{m}$ . Plusieurs caractéristiques du  $\text{NH}_3$  sont également visibles dans le spectre extrait uniquement dans le spaxel pour lequel la corrélation est la plus élevée. Néanmoins, toutes les signatures du  $\text{NH}_3$  ne sont pas visibles dans le spectre bleu clair, il est possible que certaines soient masquées par d'autres contributions moléculaires.

Les cubes reconstruits sur les channels complètes peuvent aider à dévoiler des faibles détections. Pour VHS 1256 b, le cube reconstruit sur toute la channel 2 ne présente pas de détection de

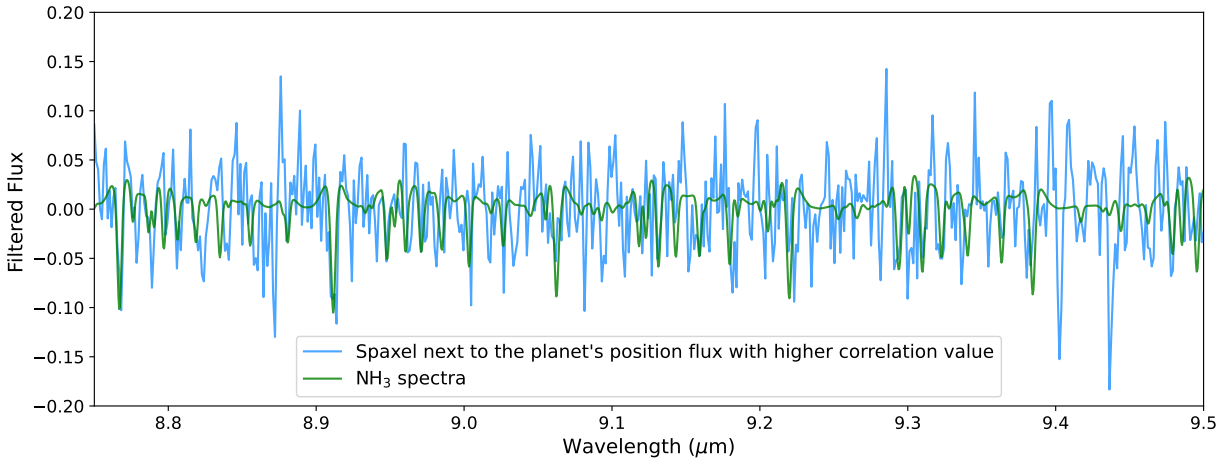


FIGURE 4.17 – Comparaison du spectre de  $\text{NH}_3$  (vert) avec le spectre du spaxel pour lequel la corrélation avec cette molécule est la plus élevée (bleu clair).

$\text{NH}_3$  en *molecular mapping*, mais le cube sur toute la channel 3 indique une faible détection ( $S/N = 7.6$ ), voir la figure 4.18. Les mêmes résultats sont observés à partir des simulations présentées dans la partie 2.4. On peut faire l'hypothèse que le bruit prend le dessus sur les signatures de  $\text{NH}_3$  lorsque toutes les longueurs d'onde de la channel 2 (de  $7.5 \mu\text{m}$  à  $11.7 \mu\text{m}$ ) sont combinées. De plus, la molécule d' $\text{H}_2\text{O}$  est dominante dans la channel 2 et peut masquer les signatures de  $\text{NH}_3$ . À l'inverse, dans la channel 3, la combinaison des raies spectrales entre  $11$  et  $18 \mu\text{m}$  grâce à la corrélation permet de détecter à nouveau la molécule. Enfin, les CCFs à partir des cubes de la channel 3 sont similaires à celles de la figure 4.16. La molécule est donc détectée à plusieurs longueurs d'ondes.

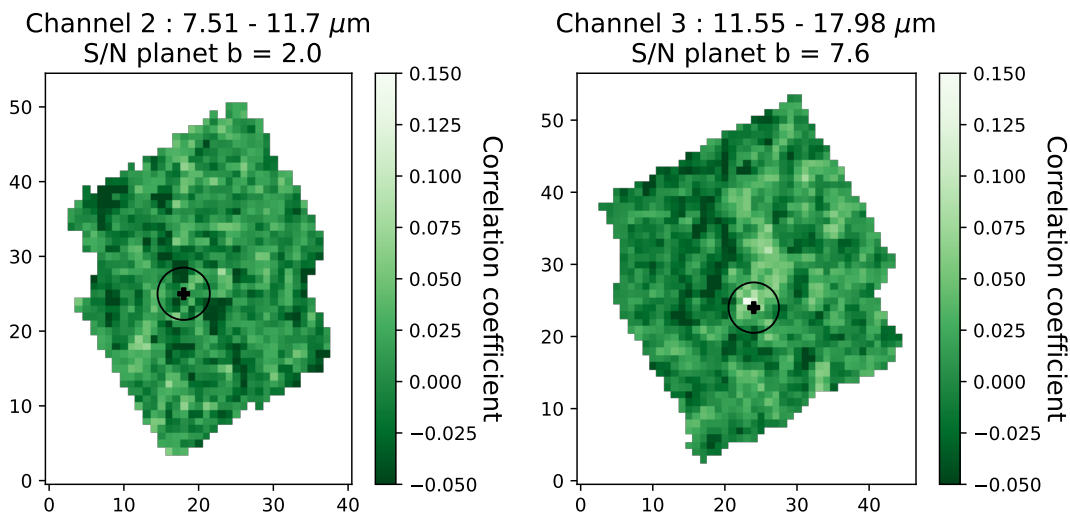


FIGURE 4.18 – Carte de corrélation de VHS 1256 b avec le  $\text{NH}_3$  en recombinant les channels 2 et 3. La position de la planète est indiquée par la croix noire.

Pour poursuivre cette analyse, nous avons généré une grille de modèles Exo-REM à partir du modèle qui reproduit le mieux les données en faisant varier uniquement l'abondance de  $\text{NH}_3$ .

L'objectif est à la fois d'évaluer si la détection de  $\text{NH}_3$  varie avec l'abondance dans le modèle utilisé pour la corrélation, puis d'essayer de contraindre l'abondance d'une molécule avec les méthodes de corrélation. Enfin, il serait pertinent de corrélérer les données avec d'autres grilles de modèles atmosphériques comprenant également du  $\text{NH}_3$  avec différentes valeurs d'abondances. Finalement, si cette détection est confirmée également à partir de l'analyse d'inversion atmosphérique avec le spectre complet extrait des données, la présence de  $\text{NH}_3$  dans l'atmosphère de VHS 1256 b pourrait être définitivement validée. Une observation plus longue et donc avec un S/N plus élevé permettrait de confirmer ou réfuter la présence de  $\text{NH}_3$ . Le programme cycle 2 GO 3375 (PI : N. Whiteford) contient des observations NIRSpec et MIRI/LRS de VHS 1256 b. Il a pour objectif d'étudier la variabilité de cet objet. Les observations sont plus longues et devraient fournir des spectres en IR proche avec un S/N supérieur à celui du programme ERS. Si le  $\text{NH}_3$  est bien présent dans l'atmosphère, la détection pourrait aussi être confirmée en combinant les données MRS avec ceux de NIRSpec en IR proche (bien que les caractéristiques du  $\text{NH}_3$  soient plus faibles à plus courtes longueurs d'onde). Inversement, si le  $\text{NH}_3$  n'est confirmé par aucune autre méthode, il semblera nécessaire d'ajouter des étapes dans l'analyse en *molecular mapping* pour identifier et réfuter des fausses détections.

### 3 Un cas d'étude plus complexe : 2M 1207 b

#### 3.1 Analyse en *molecular mapping*

Dans le chapitre 3, nous avons simulé des données pour ce système avec deux scénarios de température du compagnon (1600 K et 1000 K). Nous avons émis l'hypothèse que la détection plus ou moins importante de la planète et de certaines molécules, comme le  $\text{NH}_3$ , devrait nous permettre de conclure sur la température de cet objet. À partir des données réduites, présentées sur la figure 4.3, nous appliquons le *molecular mapping* et corrérons les données MRS avec le même spectre que celui utilisé pour les simulations (planète à 1000 K). Pourtant, contrairement à nos simulations, le compagnon n'est pas visible sur les cartes de corrélation alors que la naine brune 2M 1207 A ( $T = 2600$  K) est très bien détectée. Elle apparaît en corrélant avec un modèle atmosphérique planétaire et un modèle de  $\text{H}_2\text{O}$  dans toutes les bandes de la channel 1, ainsi qu'avec un modèle de CO dans la bande 1A. Les cartes de corrélation et le S/N des détections dans la bande 1A sont montrées sur la figure 4.19. L'analyse est poursuivie en corrélant les données avec le modèle de la planète à 1600 K, correspondant à la deuxième hypothèse pour la température de la planète. Dans ce cas, la naine brune est détectée avec un S/N plus élevé, lorsque les données sont corrélées avec un spectre atmosphérique, et avec les spectres moléculaires de  $\text{H}_2\text{O}$  et de CO. Évidemment, la naine brune a une valeur de corrélation plus élevée avec ce second modèle, car il reproduit mieux son atmosphère que le modèle à 1000 K. Aucune autre molécule n'est détectée dans les deux cas. Concernant la planète, aucune de deux hypothèses sur la température du modèle d'atmosphère ne permet de la détecter en *molecular mapping*.

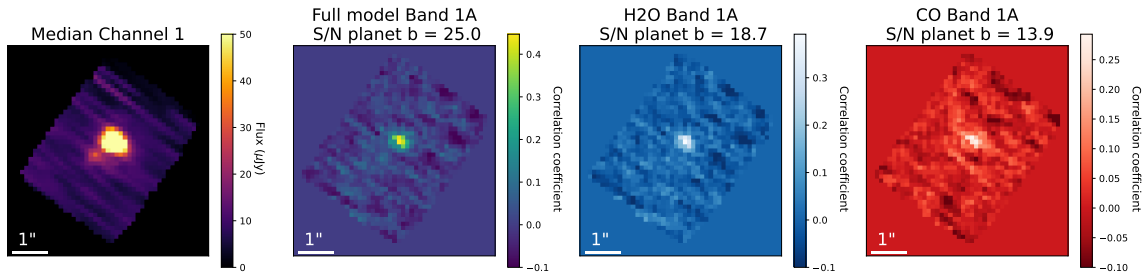


FIGURE 4.19 – Cartes de corrélation du système 2M 1207 dans la bande 1A avec un modèle Exo-REM à 1000 K.

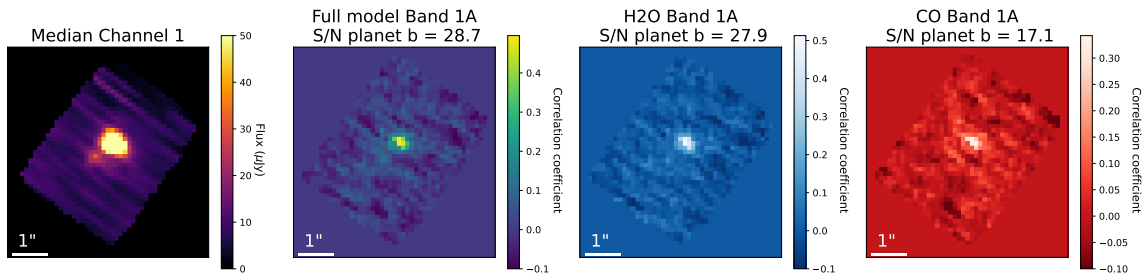


FIGURE 4.20 – Cartes de corrélation du système 2M 1207 dans la bande 1A avec un modèle Exo-REM à 1600 K.

Pour évaluer la détection de la naine brune, les données sont corrélées avec chaque modèle de la grille Exo-REM. Les valeurs de corrélation à la position de la naine brune 2M 1207 A sont indiquées pour chaque paire de paramètres et représentées sur la figure 4.21. Les modèles avec les plus grandes valeurs de corrélation sont ceux à plus grande température ( $T > 1800$  K). La valeur de corrélation maximale est de  $\sim 0.65$ , ce qui indique que les modèles Exo-REM à ces températures corréleront bien avec les données de la naine brune, mais ne les reproduisent pas parfaitement.

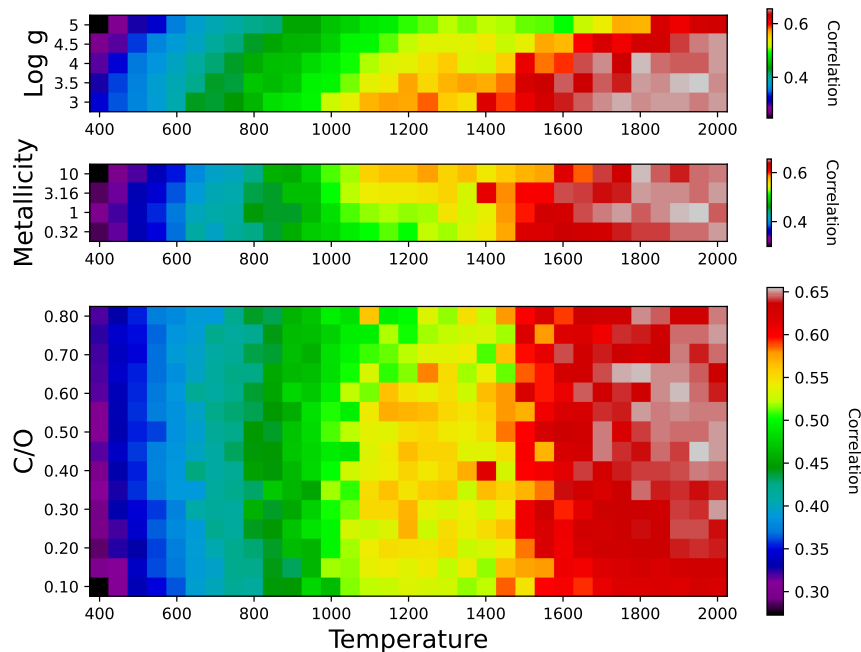


FIGURE 4.21 – Valeurs de corrélation maximale pour chaque paire de paramètres de la grille pour 2M 1207 A dans la bande 1A.

### 3.2 Comparaison avec des simulations

Pour comprendre les différences obtenues avec les simulations du chapitre 3, nous reproduisons les mêmes simulations avec des modèles différents.

**Premier groupe de simulations.** La naine brune est modélisée avec des modèles BT-DUSTY et BT-COND développés pour reproduire les observations des naines brunes et donc, probablement plus adaptés que les modèles BT-Settl utilisée précédemment. La planète est modélisée avec un spectre Exo-REM à 1000 K en ajoutant un facteur d’extinction  $A_v$  (jusqu’à  $A_v = 20$ ).  $A_v$  est un paramètre d’échelle exprimé en magnitudes (mag) à la longueur d’onde caractéristique de la bande V qui permet de prendre en compte une extinction due à de la poussière ou bien des nuages. Nous n’avons pas pris en compte d’extinction supplémentaire due à des nuages dans nos simulations chapitre 3. Cependant, la sous-luminosité de cet objet a déjà été expliquée par la présence de nuages (BARMAN et al., 2011b; SKEMER et al., 2011). L’extinction est prise en compte avec la fonction `fm07` de la librairie python `extinction`<sup>5</sup> qui correspond au modèle d’extinction de FITZPATRICK et al. (2007). Ce modèle est défini jusqu’à  $6 \mu\text{m}$ , à plus grande longueur d’onde, cette loi correspond simplement à une diminution achromatique du flux. Ce paramètre est également utilisé par CUGNO et al. (2021) pour reproduire l’extinction observée pour les planètes PDS 70 b et c en *molecular mapping*. La profondeur des signatures spectrales est fortement atténuée lorsque le paramètre  $A_v$  est plus élevé, justifiant des plus faibles détections en *molecular mapping*.

5. Librairie python `extinction` : [extinction.readthedocs.io](https://extinction.readthedocs.io).



Pour toutes ces simulations, quel que soit le spectre choisi pour modéliser les objets, les mêmes résultats que ceux du chapitre 3 sont obtenus : les cartes de corrélation avec les modèles présentent toujours une détection de la planète 2M 1207 b et aucune détection à la position de la naine brune (par exemple, figure 5.25 en annexe). La planète est de moins en moins bien détectée quand la naine brune est modélisée par un spectre BT-COND, puis BT-DUSTY puisque le type spectral stellaire diffère moins de celui de la planète. Si l'on augmente l'extinction pour simuler la planète, son S/N diminue. Néanmoins, le S/N ne diminue que légèrement, donc il ne s'agit pas d'un facteur suffisant pour justifier la non-détection de la planète en *molecular mapping*. La naine brune, bien qu'estimée à 2600 K, semble être mieux reproduite par des modèles d'atmosphères planétaires.

**Deuxième groupe de simulations.** Un deuxième groupe de simulation est lancé, en modélisant la naine brune avec un spectre Exo-REM à 2000 K (la limite maximale en température de la grille Exo-REM utilisée). La naine brune est estimée à 2600 K, alors le spectre Exo-REM est remis à l'échelle pour avoir un niveau de flux cohérent (équivalent à rayon irréaliste de  $4 R_{Jup}$ ). La planète est modélisée par un spectre Exo-REM à 1000 K et différentes valeurs de  $A_v$  pour supposer une extinction (jusqu'à  $A_v = 100$  pour ce second groupe). En appliquant le *molecular mapping* sur ces simulations, la naine brune 2M 1207 A est détectée ainsi que l' $H_2O$  et le CO, comme sur les observations. Si aucune extinction n'est prise en compte, 2M 1207 b est également détectée (voir les figures 4.22).

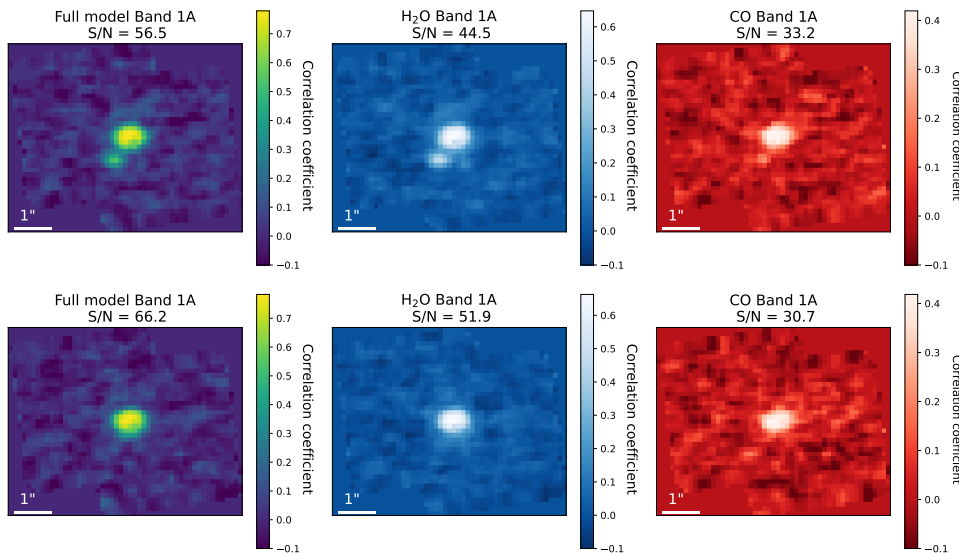


FIGURE 4.22 – Simulations avec la naine brune modélisée par un modèle Exo-REM à 2000 K, la planète par un modèle à 1000 K avec une extinction  $A_v = 10$  (en haut) puis  $A_v = 100$  (en bas).

**Discussion.** Le spectre extrait dans les données réelles à la position de la planète 2M 1207 b entre 4.9 et 7.5  $\mu m$  (selon la méthode exposée dans la partie 2.3) correspond à un spectre Exo-REM (1000 K, avec un rayon supposé à  $1.2 R_{Jup}$  et une distance de 64.67 pc) avec une

atténuation de l'ordre  $A_v = 100$ . Un tel niveau d'atténuation provoque une diminution de flux importante aux longueurs d'onde inférieures à  $3 \mu\text{m}$ , ce qui ne correspondrait pas aux données en IR proche. Sans ajouter d'extinction, il faudrait diviser par 8 le flux du spectre qui reproduit les données en IR proche pour correspondre au niveau de flux en IR moyen, comme on peut le voir sur la figure 4.23.

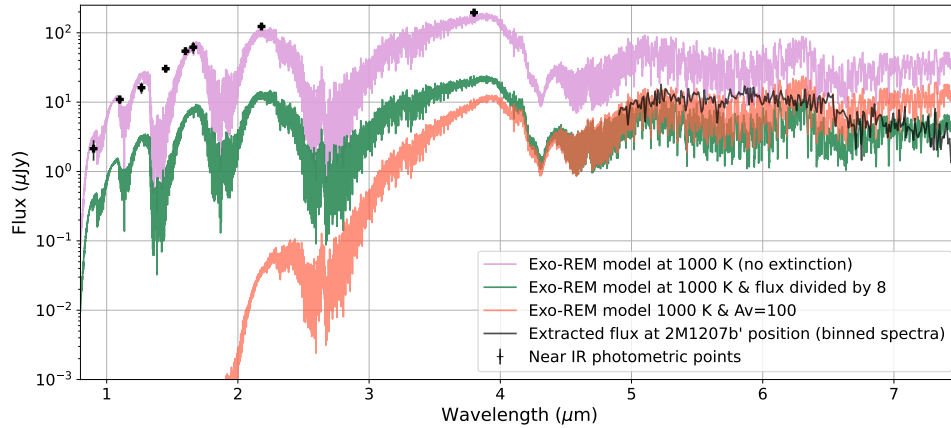


FIGURE 4.23 – Spectre modèle Exo-REM à 1000 K (violet), en prenant en compte de l'extinction  $A_v = 100$  (orange) et en divisant le flux par 8 (vert), en comparaison avec le flux extrait à la position de la planète (noir). Les points noirs correspondent aux données en IR proche de 2M 1207 b.

Pour conclure, la naine brune est détectée en *molecular mapping* contrairement à nos simulations du chapitre 3, car elle est mieux reproduite par un modèle atmosphérique d'objet froid (tel que Exo-REM) que par un modèle dérivé d'un modèle stellaire. La figure 4.24 montre la comparaison entre ces différents modèles et le spectre extrait pour la naine brune (de la même manière que pour l'extraction du spectre de VHS 1256 b, voir partie 3.3). Exo-REM est également plus récent et prend mieux en compte la chimie et les nuages, qui sont des éléments indispensables à la modélisation d'objets comme 2M 1207 A.

Plusieurs hypothèses peuvent être émises pour justifier la non-détection de la planète en *molecular mapping*. Dans un premier temps, son flux en infrarouge moyen est plus faible que prévu par les modèles (comme un modèle Exo-REM qui ajuste les valeurs en IR proche). De plus, elle a probablement une atmosphère poussiéreuse ou nuageuse qui atténue les caractéristiques moléculaires à ces longueurs d'onde. Néanmoins, prendre en compte un simple facteur d'extinction  $A_v$  n'est pas suffisant pour reproduire les données. La sous-luminosité de 2M 1207 b comparée aux modèles d'atmosphère avait déjà été identifiée à partir des données en IR proche et expliquée par la présence d'épais nuages dans son atmosphère (SKEMER et al., 2011). La même étude indique aussi l'absence d'un CPD vu par la tranche autour de la planète qui aurait pu être responsable de cette sous-luminosité. Cependant, un résultat récent confirme la présence d'un CPD à partir de données JWST/NIRSpec. Une émission est observée dans les transitions de Paschen et le

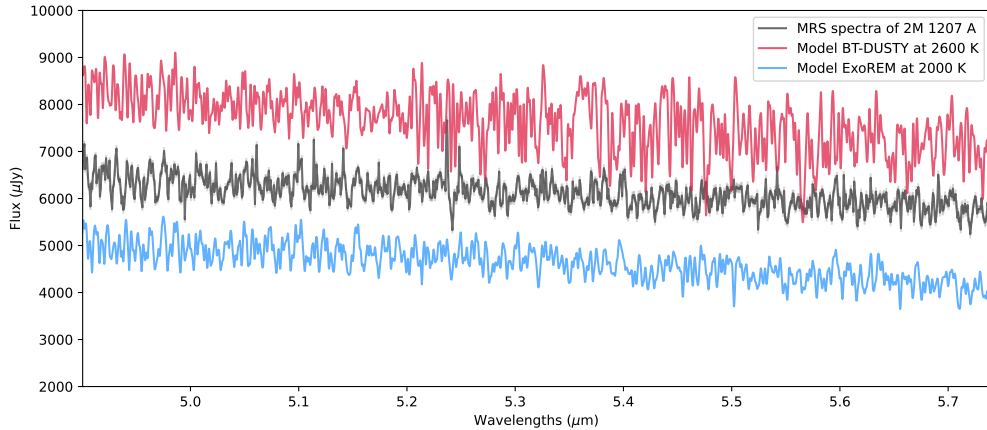


FIGURE 4.24 – Spectre extrait dans la bande 1A (contribution de la naine brune) et comparaison avec deux types de modèles (décalage de  $\pm 2000 \mu\text{Jy}$  pour la clarté de la figure).

triplet He I à  $1.083 \mu\text{m}$  qui sont des signatures d’accrétion fournissant la preuve d’un disque circumplanétaire (LUHMAN et al., 2023). La présence d’un CPD justifierait que nous n’observons pas la planète en *molecular mapping*. Néanmoins, si elle est entourée d’un CPD, elle devrait être plus brillante aux longueurs d’onde du MRS, d’après les modèles de CHEN et al. (2022). Nous ne pouvons pas conclure sur la sous-luminosité de 2M 1207 b avec uniquement l’analyse en *molecular mapping*. L’hypothèse des nuages épais est pertinente, mais nécessite une étude approfondie du spectre de la planète pour évaluer la composition de son atmosphère.

### 3.3 Caractérisation du système

Pour une caractérisation plus approfondie, les spectres des deux objets doivent être extraits. De la même manière que pour VHS 1256 b, le flux de la naine brune 2M 1207 A est extrait à chaque longueur d’onde. Le spectre de 2M 1207 A obtenu est représenté en noir sur la figure 4.25, il est typique d’un objet substellaire aux longueurs d’onde inférieures à  $7 \mu\text{m}$ . À plus grande longueur d’onde, on remarque un excès de flux comparé à un modèle atmosphérique d’objet substellaire et des raies d’émission sont aussi identifiées. Ces caractéristiques sont dues à un disque d’accrétion de poussières. Ce disque avait été identifié et étudié par FRANCE et al. (2010). De plus, ce spectre est très similaire à celui étudié dans TABONE et al. (2023) autour de l’étoile de très faible masse J160532, obtenu avec le MRS de MIRI également. Ce dernier est dominé par des émissions d’hydrocarbures dont nous retrouvons les mêmes signatures dans le spectre de 2M 1207 A.

La présence du disque justifie la non-détection de 2M 1207 A en *molecular mapping* aux longueurs d’onde supérieures à  $7 \mu\text{m}$  pour lesquelles le disque domine dans le spectre sur l’émission de la naine brune. L’extraction du spectre de 2M 1207 A et une modélisation précise de la PSF de cet objet vont permettre d’extraire rigoureusement le spectre de 2M 1207 b bien que son S/N soit faible. Ce programme d’observation est également destiné à tester et à développer des tech-

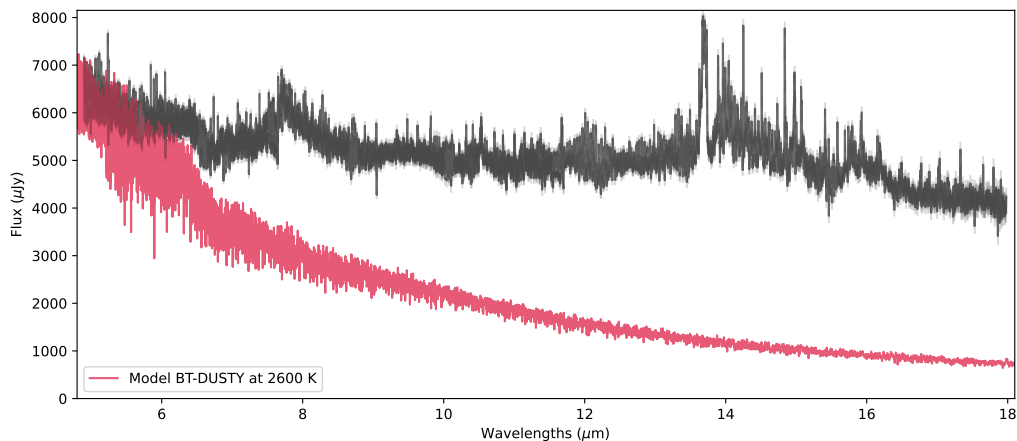


FIGURE 4.25 – Spectre extrait des cubes MRS pour 2M 1207 A (noir) comparé à un modèle BT-DUSTY à 2600 K (rouge).

niques d'imagerie à haut-contraste pour caractériser des exoplanètes avec le MRS. Une étude complète et approfondie de ce système est en cours pour étudier à la fois la planète, la naine brune et leurs environnements (Patapis et al. 2023, in prep).

## 4 Un futur cas d'étude idéal

Grâce aux premières observations de compagnons de masse planétaire avec le MRS, nous avons confirmé que le *molecular mapping* est efficace pour détecter des molécules dans les atmosphères des exoplanètes. Nous avons mené des propositions d'observation pour le 2ème cycle GO du JWST. Le programme d'observation de GJ 504 b avec le MRS a été accepté (GO 3647, PI : P. Patapis, co-PI : M. Mâlin). Le programme est intitulé "*GJ 504 b is really cool! : a new atmospheric window into Jupiter's evolution with JWST/MIRI*". Les objectifs principaux sont résumés ci-dessous.

Avec une température estimée à  $\sim 550$  K, GJ 504 b est un des seuls objets de masse planétaire qui fait le lien entre la population de jeunes exoplanètes directement imagées ( $\sim 1000$  K) et notre propre Jupiter ( $\sim 130$  K). Le diagramme couleur-magnitude (figure 4.26) montre que cet objet est le seul de ce type découvert à ce jour, il est beaucoup plus rouge que les naines brunes de champ de cette température et plus bleu que les exoplanètes imagées. Sa séparation orbitale actuelle et sa métallicité super-solaire soulèvent des questions fondamentales sur sa formation, tandis que sa chimie atmosphérique sonde une phase d'évolution inexplorée, mais représentative d'une grande classe de planètes géantes gazeuses (SKEMER et al., 2016 ; BONNEFOY et al., 2018). JWST est le seul télescope qui a la sensibilité nécessaire pour accéder aux longueurs d'onde supérieures à  $4 \mu\text{m}$  où la majeure partie de la physique atmosphérique peut être observée pour un objet froid. Les objectifs de notre programme sont 1/ Obtenir un spectre du compagnon le plus froid directement imagé ( $\sim 500$  K) qui occupe un régime inexploré de l'évolution des planètes

géantes gazeuses ; 2/ Caractériser l’inventaire chimique complet en mesurant plusieurs molécules simultanément, et notamment le  $\text{NH}_3$  qui devrait être contraint pour la première fois ; 3/ Étudier l’histoire de sa formation en déterminant son rapport C/O, et pour la première fois à partir du rapport N/O ; et 4/ Révéler la nature de GJ 504 b : une jeune exoplanète semblable à Jupiter ou une naine brune ? La grande qualité des spectres dans l’IR moyen offert par MIRI/MRS nous permettra de sonder une atmosphère de type T pour mieux comprendre la chimie en jeu, et de replacer cet objet dans un contexte plus large en le comparant avec les naines brunes de champ et Jupiter.

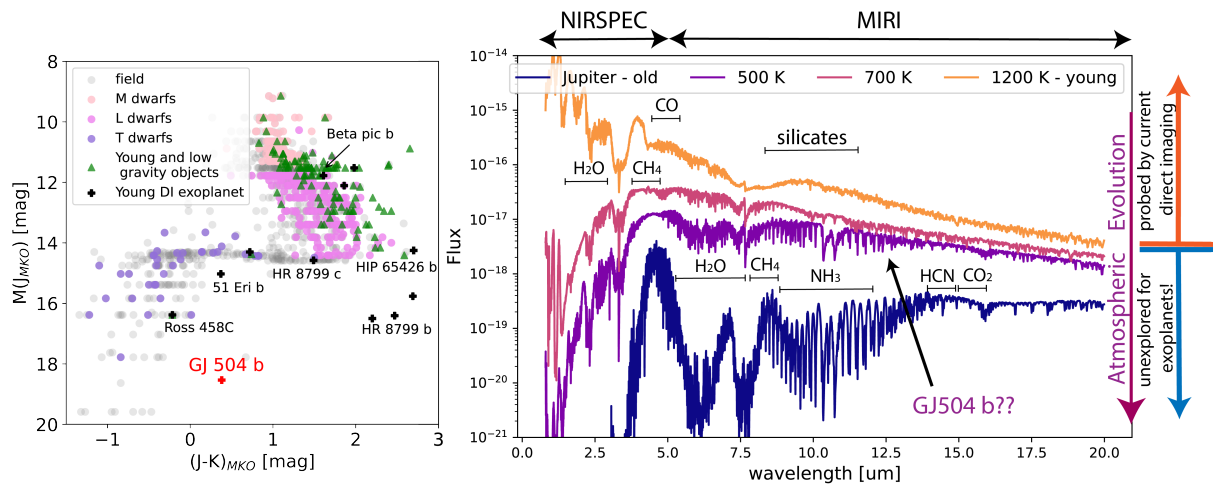


FIGURE 4.26 – À gauche : Le diagramme couleur–magnitude confirme que GJ 504 b est à une position unique entre la séquence des objets jeunes à faible gravité et des naines brunes de champ. À droite : Évolution des spectres en fonction de la température et de l’âge des objets.

**Controverses sur sa nature.** L’atmosphère et l’histoire de sa formation et de son évolution ne sont pas bien comprises (BONNEFOY et al., 2018 ; D’ORAZI et al., 2017). Les activités gyrochronologiques et chromosphériques stellaires de GJ 504 A ont d’abord laissé entrevoir les caractéristiques d’une étoile jeune (KUZUHARA et al., 2013), tandis que des études ultérieures (FUHRMANN et al., 2015 ; D’ORAZI et al., 2017) ont favorisé un âge stellaire plus élevé jusqu’à 4 milliards d’années (similaire à l’âge du Soleil). Comme l’âge du système est très incertain, la masse déduite est dégénérée, suggérant soit  $M = 1.3_{-0.3}^{+0.6} M_{Jup}$ , soit  $M = 23.3_{-9}^{+10} M_{Jup}$  pour respectivement un système jeune de  $21 \pm 2$  millions d’années et un système plus évolué de  $4.0 \pm 1.8$  milliard d’années (BONNEFOY et al., 2018). Ces valeurs de masse divergent fortement en raison des conditions initiales inconnues de sa formation et reposent sur la luminosité bolométrique déduite de la SED du compagnon. En mesurant le spectre d’émission complet, nous pourrons enfin dériver sa luminosité bolométrique avec une grande précision (MILES et al., 2023), complété avec les observations NIRSspec de GJ 504 b (GTO 2778, PI : M. Perrin).

**Caractérisation atmosphérique et formation.** Tirant parti de la méthode du *molecular mapping*, les molécules  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{NH}_3$  et  $\text{CH}_4$  peuvent être détectées avec un grand niveau de

confiance (PATAPIS et al., 2022; MÂLIN et al., 2023). L'accessibilité du  $\text{NH}_3$  est unique aux observations de MIRI, cette molécule est attendue dans des objets de types T et n'a jamais été détectée directement dans une exoplanète. Le HCN et le  $\text{PH}_3$  sont prédits avec les modèles Exo-REM et n'ont jamais été détectés dans des atmosphères similaires (MÂLIN et al., 2023). Enfin, si le  $\text{CO}_2$  est plus abondant que dans les modèles atmosphériques en raison d'une métallicité super-solaire non prise en compte dans MÂLIN et al. (2023), alors la molécule pourrait être détectable à  $15 \mu\text{m}$ . En ciblant plusieurs molécules qui sont des traceurs du déséquilibre chimique, cela peut aider à contraindre le mélange vertical à différentes altitudes et étudier l'impact des nuages. Les différences entre les études de PATAPIS et al. (2022) et MÂLIN et al. (2023) proviennent de la prise en compte ou non du déséquilibre chimique dans les atmosphères et confirment donc la possibilité de sonder la chimie hors équilibre. En mesurant les rapports d'abondance élémentaire, nous pourrions retracer la séparation orbitale à laquelle elle a pu se former. Cet objet ne s'intègre pas bien dans le scénario d'accrétion sur le cœur en raison de sa grande séparation orbitale, et la formation par instabilité du disque n'explique pas sa masse sans une forte migration (KUZUHARA et al., 2013). Les mesures des rapports C/O et N/O pour cet objet permettront de le replacer dans un contexte plus large en le comparant aux valeurs mesurées pour Jupiter (CRIDLAND et al., 2020), et des naines brunes de température similaire dans le voisinage solaire comme WISE 1828 (GTO 1189, Barrado et al. 2023, in prep). Dans le scénario d'un jeune système, l'atmosphère de GJ 504 b pourrait être un aperçu de l'atmosphère primordiale de Jupiter.

**Analyse future.** Nous mènerons l'analyse de ces données à travers deux projets principaux. Le premier consiste en l'application du *molecular mapping* pour détecter avec fiabilité une variété de molécules, tout en comparant différents modèles atmosphériques. Le second projet consiste à inverser le spectre extrait des cubes de données pour mesurer les paramètres atmosphériques. À partir de ce spectre, il sera possible d'utiliser des méthodes bayésiennes pour mesurer la métallicité, la luminosité bolométrique, les abondances élémentaires, et ainsi les rapports C/O, N/O, voir le P/O, pour obtenir plus de contraintes sur les propriétés de GJ 504 b et de sa formation. Ce deuxième point nécessite de développer des méthodes pour extraire le spectre. Pour cela, nous avons ajouté une observation d'une étoile de référence pour soustraire les contributions stellaires, en se basant sur des idées telles que le RDI à plusieurs longueurs d'onde. Cette étape s'annonce plus difficile, mais le succès de l'extraction d'un spectre à haut-contraste avec le MRS serait très prometteur pour de nombreuses autres cibles. Nos observations ont une synergie forte avec les observations en IR proche prévues avec l'IFU de NIRSpec en janvier 2024. La combinaison des deux instruments permet d'obtenir des contraintes très fortes sur les propriétés atmosphériques comme la température, la structure de l'atmosphère et aide à briser les dégénérescences entre les paramètres (MILES et al., 2023). GJ 504 b a été observé en juillet 2023 avec les coronographes de MIRI. Ces observations seront analysées de la même manière que les cibles présentées au chapitre 5. Elles permettront d'ajuster nos pré-connaissances sur l'atmosphère de cet objet en IR moyen et de préparer au mieux l'analyse des données MRS.

## 5 Discussion et perspectives du *molecular mapping*

La méthode du *molecular mapping* a été appliquée pour la première fois à des données à moyenne résolution en infrarouge moyen, grâce au MRS de MIRI, sur des cibles qui présentent des cas idéaux. L’objectif de ce chapitre est, avant tout, de comparer les performances obtenues avec les données simulées aux réelles données.

Le compagnon de masse planétaire VHS 1256 b ne faisait pas partie de notre échantillon d’objets étudié dans le chapitre 3. Puisqu’il s’agit d’une cible pour laquelle il est possible d’extraire un spectre, il n’est pas attendu que le *molecular mapping* apporte des informations supplémentaires. Comme cela était prévisible, VHS 1256 b est très bien détectée en *molecular mapping*, ainsi que les molécules d’H<sub>2</sub>O et de CO. De manière plus inattendue, les cartes de corrélation révèlent une détection de NH<sub>3</sub> qui n’avait pas été identifiée dans l’étude avec le spectre extrait du cube (MILES et al., 2023). Bien qu’il s’agisse d’une faible détection (S/N  $\sim$  6), elle est cohérente avec les modèles atmosphériques Exo-REM et elle est confirmée avec les simulations correspondantes. Les premières données disponibles avec le MRS mettent en avant les avantages des méthodes de corrélation pour détecter des molécules dont l’abondance est faible. La confirmation du NH<sub>3</sub> dans l’atmosphère de VHS 1256 b représenterait la première détection d’ammoniac dans l’atmosphère d’un compagnon de masse planétaire. Nous poursuivons ce travail en évaluant la possibilité de mesurer l’abondance du NH<sub>3</sub> en corrélation avec différents modèles. L’objectif sera également de comparer la précision obtenue avec des résultats utilisant des méthodes de *retrievals*, traditionnellement utilisées pour mesurer les abondances. L’abondance du NH<sub>3</sub> apporte des informations précieuses sur l’atmosphère de la planète. Le mélange vertical ( $K_{zz}$ ) a très peu d’influence sur l’abondance de l’ammoniac, de même que la métallicité. Cependant, l’abondance de NH<sub>3</sub> est sensible à la température (comme nous l’avions identifiée aussi sur les simulations de 2M 1207 b à différentes températures, chapitre 3, partie 5), alors son abondance peut être utilisée comme thermomètre de l’atmosphère profonde (vers 1–5 bar). Dans des cas pour lesquels la température effective est bien contrainte (comme pour VHS 1256 b), la mesure de NH<sub>3</sub> peut donner une nouvelle contrainte sur la gravité et donc la masse (ZAHNLE et al., 2014), voir le graphique de droite de la figure 4.27. Enfin, le NH<sub>3</sub> est dominant dans des atmosphères plus froides que les types T, et persiste en tant qu’espèce mineure abondante jusqu’à des températures assez élevées, ce qui est cohérent avec le fait qu’il est facilement détecté dans les spectres de l’infrarouge moyen des naines brunes de type T (CUSHING et al., 2006). Finalement, ce résultat est également prometteur pour conclure sur la nature de GJ 504 b, entre exoplanète jeune et compagnon de type naine brune (graphique de gauche, figure 4.27). Le NH<sub>3</sub> est prédit dans cet objet par les modèles à des teneurs facilement détectables avec JWST. Nous devrions pouvoir également mesurer son abondance, et ainsi contraindre sa gravité et donc sa masse, indépendamment d’un modèle d’évolution.

Les observations mettent en évidence quelques limites du *molecular mapping* que nous n’avons pas prises en compte dans les simulations. Le S/N peut être surévalué à cause de cor-

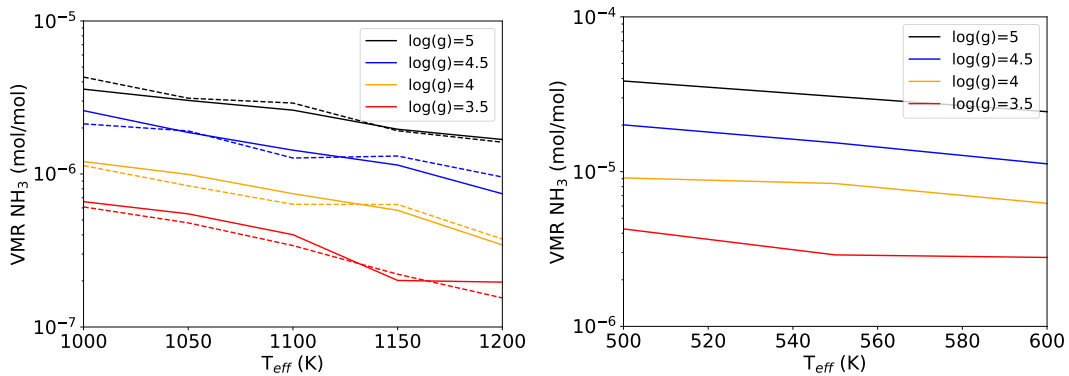


FIGURE 4.27 – VMR du  $\text{NH}_3$  en fonction de la température effective pour plusieurs valeurs de gravité de surface, calculé avec Exo-REM. Les courbes correspondent à une métallicité solaire et celles en pointillées à une métallicité 3 fois solaire. VHS 1256 b à gauche et GJ 504 b à droite.

relations élevées avec du bruit à la position de la planète, menant ainsi à des fausses détections. Cette contribution doit être évaluée et soustraite avant de confirmer d'éventuelles détections. Des méthodes plus approfondies permettront de mieux distinguer les corrélations avec le bruit de celles avec le signal de la planète. Ainsi, il est nécessaire de vérifier les CCFs et la cohérence de chaque détection dont le S/N est faible. De plus, la faible détection de VHS 1256 b entre  $\sim 8$  et  $11 \mu\text{m}$  s'explique par la présence de nuages de silicates, qui atténuent les caractéristiques spectrales. Comme l'avait montré CUGNO et al. (2021) pour les protoplanètes PDS 70 b et c, le *molecular mapping* est inefficace dans le cas d'étude de planètes très jeunes, qui ont des atmosphères très nuageuses et poussiéreuses, atténuant les caractéristiques spectrales moléculaires. La non-détection en *molecular mapping* de planètes déjà connues peut aussi être tournée en avantage pour confirmer les présences de nuages. Dans le cas de 2M 1207 b, la planète n'est pas détectée en *molecular mapping*, probablement de nouveau à cause d'une atténuation des caractéristiques spectrales moléculaires.

Les âges de systèmes semblent avoir un impact sur la détection d'une planète en *molecular mapping*. Le système PDS 70 est estimé à 5 millions d'années (KEPPLER et al., 2018) et les planètes sont trop poussiéreuses pour être détectées en *molecular mapping* (CUGNO et al., 2021). Les planètes  $\beta$  Pic b et HIP 65426 b sont estimées à 20 millions d'années et 14 millions d'années respectivement, les molécules de  $\text{H}_2\text{O}$  et CO ont été détectées en IR proche en *molecular mapping* (HOEIJMAKERS et al., 2018 ; PETRUS et al., 2021). Le système 2M 1207 a un âge intermédiaire, estimé à 8 millions d'années (CHAUVIN et al., 2004), et la planète n'est pas détectée en *molecular mapping*. Enfin, VHS 1256 b est très bien détectée et a un âge estimé à  $140 \pm 20$  millions d'années (DUPUY et al., 2022). Même si la méthode a été appliquée à un faible échantillon de jeunes planètes, nous pouvons déjà remarquer que les molécules ne sont pas détectées dans les atmosphères des planètes plus jeunes que  $\sim 8$  millions d'années. Enfin la détection des CPDs autour de ces jeunes planètes laisse penser qu'ils peuvent aussi être responsables de cette tendance (BENISTY et al., 2021 ; LUHMAN et al., 2023). Néanmoins, une non-détection peut aussi dépendre du S/N des données, de la qualité des observations, etc. et Une non-détection ne signifie pas forcément



qu'il s'agit d'une planète poussiéreuse, d'un affaiblissement du flux inattendu ou de la présence de nuage. À l'inverse, des observations avec un S/N élevé pourraient permettre d'identifier des signatures moléculaires faibles dans un spectre très atténué par des nuages ou de la poussière.

Enfin, les premières données nous ont permis de valider nos simulations du chapitre 3 : les valeurs de S/N des détections sur les données simulées sont très proches des valeurs obtenues sur les réelles données. Dans l'hypothèse où les spectres modèles sélectionnés pour modéliser les objets (planètes et étoiles) ont été choisis proches de leur réalité, les simulations avec MIRISim permettent de très bonnes estimations des performances pouvant être atteintes. Bien que les deux systèmes étudiés ne soient pas ceux pour lesquels le *molecular mapping* est la méthode la plus adaptée pour caractériser leurs atmosphères, nous avons pu identifier quelques aspects importants de cette méthode : la détection de molécules faibles, les non-détections en cas d'atmosphères nuageuses et pour les planètes les plus jeunes et donc poussiéreuses, ou en présence d'un CPD. Les cubes reconstruits sur la gamme complète de longueurs d'onde du MIRI MRS, et combinés avec les IFUs de NIRSspec, pourraient fournir des cubes de données de 0.6 à 28  $\mu\text{m}$ . Cela augmenterait considérablement la détection des molécules dont les raies spectrales couvrent plusieurs longueurs d'onde, comme le  $\text{NH}_3$ . De plus, la complémentarité entre les données de MIRI et de NIRSspec confirmera la détection de nombreuses molécules, telles que le  $\text{PH}_3$  qui présente de faibles caractéristiques spectrales, mais à la fois dans le proche infrarouge et dans l'infrarouge moyen.

Ces résultats prouvent que les données MRS sont de grandes qualités et que cet instrument est tout à fait adapté pour caractériser les exoplanètes. Cela nous a menés à demander du temps d'observations sur des cibles plus difficiles : avec un flux plus faible, plus proche de leur étoile ou à plus haut contraste, mais pour lesquels le *molecular mapping* s'annonce efficace et robuste. De plus, le *molecular mapping* peut être utilisé en complément de méthodes de soustraction de PSF de l'étoile avec le MRS. Dans ce cas, le *molecular mapping* permettra de confirmer la présence de molécules faibles dans l'atmosphère ou plus impactées par le signal de l'étoile. Des méthodes commencent à être développées avec les données de 2M 1207 pour extraire le spectre du compagnon. Dans le cas du système GJ 504, l'observation d'une étoile de référence permettra de mettre en application le RDI. Les méthodes d'extraction spectrale en cours de développement représentent un défi, mais sont essentielles pour caractériser ces objets, en complément du *molecular mapping*. La combinaison de ces méthodes avec le *molecular mapping* devrait être très efficace pour les planètes à plus petites séparations (entre 0.3 et 2"). Le MRS pourrait ainsi être utilisé comme un instrument pour l'imagerie haut-contraste afin de caractériser les exoplanètes géantes à longues périodes.

# Chapitre 5

Imagerie des exoplanètes avec les  
coronographes de MIRI

# 1 Introduction

## 1.1 Mise en service et performances

Avant la mise en service, les estimations des performances des coronographes de MIRI avaient été évaluées à partir de simulations détaillées dans BOCCALETTI et al. (2015). Ces simulations indiquent un seuil de détection en termes de température de la planète très comparable à celui atteint avec VLT/SPHERE, soit de l'ordre de  $\sim 400$  K à 1" de l'étoile. Les cibles potentielles pour les observations avec MIRI sont les mêmes planètes que celles détectées depuis le sol avec les télescopes de 8 m en IR proche. Les simulations prédisent une avancée majeure pour la caractérisation des exoplanètes jeunes et de leurs environnements, tels que les disques circumstellaires. MIRI atteint les mêmes performances d'IWA que les coronographes de NIRC*am* grâce aux masques de phase, tout en opérant à plus grandes longueurs d'onde. La combinaison des données de ces deux instruments complètera la caractérisation spectrale et déterminera les SEDs des jeunes planètes géantes avec des précisions jamais atteintes.

Une fois le télescope en orbite, l'analyse des observations du *commissioning* donnent les performances réelles des coronographes. Les contrastes atteints en fonction de la séparation angulaire sont présentés sur la figure 5.1, le graphique de gauche montre l'exemple avec le filtre F1065C. Les contrastes bruts atteints sont inférieurs à  $10^{-3}$  aux plus petites séparations angulaires ( $< 1''$ ) et  $\sim 10^{-5}$  à plus grandes séparations ( $> 5''$ ). Après la soustraction des résidus de diffraction stellaire non atténués par le coronographe, le contraste final est limité uniquement par l'émission du fond de ciel et par le bruit du détecteur. Les contrastes moyens à  $3\sigma$  sont de  $\sim 2.10^{-5}$  à  $4.10^{-5}$  pour les filtres F1065C et F1140C à toutes les séparations. Dans le filtre F1550C, le contraste n'atteint que  $\sim 4.10^{-4}$  à 1" et on pourrait s'attendre à  $2.10^{-5}$  (BOCCALETTI et al., 2022). Les observations du programme ERS 1386<sup>1</sup> d'imagerie d'exoplanètes confirment ces résultats : les performances de contrastes à  $5\sigma$  sont évaluées à  $\sim 2.10^{-4}$  au-dessus de 1" pour le filtre F1140C et  $\sim 8.10^{-4}$  pour le filtre F1550 (exemple avec le filtre F1140C, figure 5.1 à droite, CARTER et al., 2023). Les limites de contrastes mesurées avec les données *commissioning* sont cohérentes avec celles de l'ERS, puisque dans le cas de l'ERS, le temps d'exposition est plus court et l'atténuation du coronographe est prise en compte. Ces contrastes fournissent une sensibilité pour imager des compagnons jusqu'à  $0.3 M_{Jup}$  à des séparations supérieures 100 ua, repoussant les limites de sensibilité jamais atteintes par les instruments au sol (CARTER et al., 2023). En résumé, les coronographes de MIRI dépassent les performances attendues et se comportent selon les prédictions des simulations. L'objectif du programme ERS est de présenter les capacités et performances de divers modes d'observation du JWST concernant l'imagerie des exoplanètes.

Les données de ce programme sont aussitôt rendues publiques et servent, entre autres, de références et de comparaison pour les observations ultérieures (HINKLEY et al., 2022). La première observation d'une exoplanète en infrarouge moyen est obtenue grâce aux coronographes de MIRI (figure 5.2) : la planète HIP 65426 b. Elle présente des conditions idéales pour être

---

1. Une partie de ce programme a déjà été présenté dans le chapitre 4.

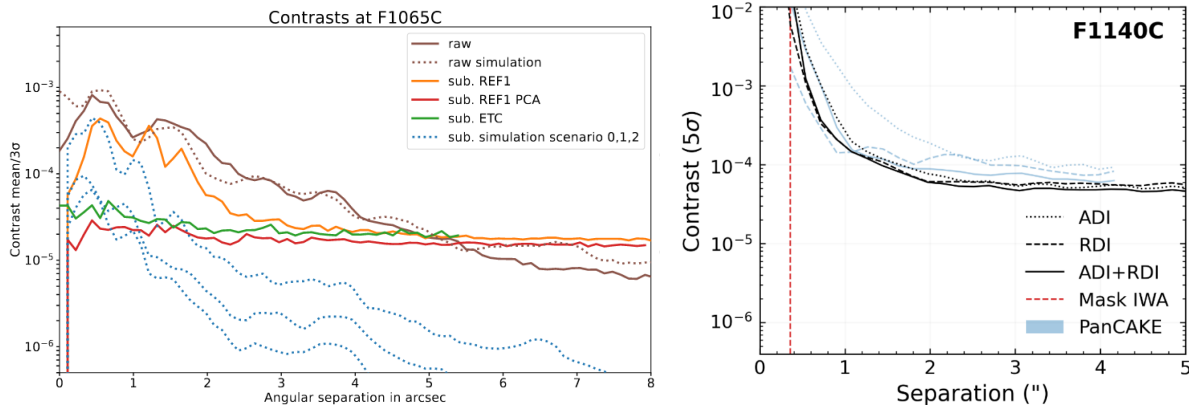


FIGURE 5.1 – Gauche : Contrastes moyens à  $3\sigma$  mesurés à plusieurs séparations pour le F1065C. Les valeurs attendues à partir des simulations sont présentées en pointillé, les contrastes bruts en marron, et après soustraction d’une référence (orange), en PCA (rouge), et à partir de l’ETC (vert). Figure extraite de BOCCALETTI et al. (2022). Droite : Contrastes à  $5\sigma$  mesurés sur les données ERS de HIP 65426. En bleu, les contrastes prédits par des simulations, et en noir après traitement en RDI, ADI et les deux méthodes combinées (CARTER et al., 2022).

observée avec le JWST. La séparation avec son étoile hôte est de 830 mas et le contraste mesuré est de  $\Delta\text{mag} = 10$  en bande K avec SPHERE et 8 en bande M’ avec NACO, soit  $\sim 10^{-3}$  à  $5\ \mu\text{m}$  (CHEETHAM et al., 2019). HIP 65426 b a été observée en coronagraphie avec NIRCcam (F250M, F300M, F410M, F356W, F444W) et avec MIRI (F1140C, F1550C). Des images sont obtenues couvrant un large domaine spectral de 2 à  $15\ \mu\text{m}$ .

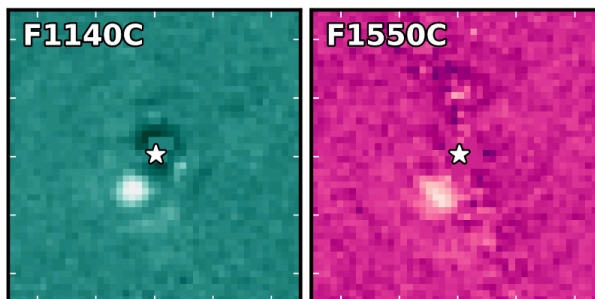


FIGURE 5.2 – Images du compagnon HIP 65425 b observé avec MIRI à 11.40 et  $15.50\ \mu\text{m}$ , extraites de CARTER et al. (2023).

## 1.2 Présentations et objectifs des premiers programmes

Dans ce chapitre, nous nous intéressons à l’étude des images coronagraphiques obtenues dans le cadre du GTO européen dédié à l’observation des exoplanètes avec MIRI. Les programmes du GTO comprennent de nombreuses observations d’exoplanètes avec divers modes d’observation et instruments. Nous nous concentrons uniquement sur les observations coronagraphiques avec MIRI de ces programmes. En particulier, dans la suite de ce chapitre, je présente nos études en cours de préparation des observations du système HR 8799 (Boccaletti, Mâlin et al., subm.) et du système HD 95086 (Mâlin et al., in prep). Ces observations ont été obtenues en novembre

2022 et mars 2023, elles font partie des premières observations d'exoplanètes avec MIRI.

**GTO 1194.** Le premier programme intitulé « Caractérisation du système planétaire HR 8799 et recherche de planètes » (PI : C. Beichman) s'intéresse au système multiplanétaire HR 8799. Les équipes scientifiques de NIRC*am* et MIRI ont collaboré pour élaborer un unique programme d'observation du système HR 8799 en coronographie à plusieurs longueurs d'onde. Le premier objectif du programme est de rechercher des planètes additionnelles non encore détectées. NIRC*am* est sensible à des planètes dont la masse est inférieure à  $1 M_{Jup}$  avec le filtre F444W, et l'utilisation du F356W permet de rejeter les objets d'arrière-plan éventuels. MIRI donne accès à d'éventuelles planètes plus froides. Le deuxième objectif du programme est la caractérisation physique des quatre planètes connues, HR 8799 bcde, en utilisant la photométrie mesurée dans les différents filtres NIRC*am* et MIRI. Dans ce chapitre, nous nous intéressons uniquement aux observations MIRI dans les trois filtres avec les 4QPMs et en imagerie avec le filtre F2100W (à  $21 \mu\text{m}$ ).

**GTO 1277.** Le second programme est nommé « Observations coronographiques des jeunes exoplanètes et observation spectroscopique de Ross 458 C » (PI : P.-O. Lagage). Il comprend diverses observations de quatre exoplanètes déjà détectées par imagerie directe : HD 95086 b, GJ 504 b, HD 106906 b et Ross 458 C. L'objectif est d'étudier en IR moyen l'atmosphère de ces systèmes emblématiques, largement étudiés avec les instruments au sol. Les systèmes HD 95086, GJ 504, et HD 106906 sont observés avec les coronographes de MIRI avec différentes combinaisons de filtres pour étudier les exoplanètes présentes dans ces systèmes et les disques circumstellaires externes de HD 95086 et HD 106906. Les exoplanètes à plus larges séparations sont également observées en spectroscopie : Ross 458 C a été observée avec MIRI/MRS et NIRS*pec*/IFU, ainsi que HD 106906 b avec MIRI/LRS et NIRS*pec*/IFU. Les observations étudiées dans ce chapitre sont uniquement celles du système HD 95086 b, observé à 10.65, 11.40 et  $23 \mu\text{m}$  avec les coronographes de MIRI.

**Structure des systèmes observés.** Le système HR 8799, parmi les plus étudiés en imagerie, est composé de 4 planètes et de ceintures de poussières. Trois composantes ont été identifiées à partir de l'étude de la SED de l'étoile : de la poussière chaude ( $\sim 150 \text{ K}$ ) interne à la planète e, un large disque de poussière froid ( $\sim 45 \text{ K}$ ) situé à plus large séparation que la planète b, et un halo de petit grain de poussière froide à plus larges séparations (SU et al., 2009). Le système HD 95086 présente une structure très similaire avec une ceinture interne chaude ( $\sim 175 \text{ K}$ ) entre 7 et 10 ua, un disque froid ( $\sim 55 \text{ K}$ ) entre 100 et 320 ua, et probablement un halo étendu jusqu'à  $\sim 800 \text{ ua}$  (SU et al., 2015). Un disque encore plus interne à 2 ua et estimé à  $300 \text{ K}$  est aussi supposé (SU et al., 2017). Dans les deux cas, uniquement les disques externes ont été imagés à partir d'observations à  $1.3 \text{ mm}$  avec ALMA (BOOTH et al., 2016 ; SU et al., 2017). L'âge relativement jeune et la proximité de ces systèmes en font des références pour étudier les processus de formation et d'évolution des planètes. Ils permettent ainsi de caractériser les architectures des jeunes systèmes planétaires, tout en observant l'interaction

entre les planètes et les disques. L’atmosphère de ces planètes joviennes jeunes et géantes est accessible en spectroscopie avec de nombreux instruments. Ces systèmes sont des cibles idéales à étudier avec MIRI.

## 2 Programmes d’observation et réduction de données

### 2.1 Détails des programmes d’observation

Les deux programmes contiennent des observations de la cible scientifique, d’une étoile de référence, ainsi que des observations du fond de ciel associées à chaque observation. Les observations d’étoiles de références permettent d’appliquer la méthode du RDI particulièrement efficace dans le cas d’un télescope spatial. L’ADI est limité, car le *roll-angle* du JWST est petit ( $\pm 5^\circ$ ). Les paramètres de ces observations sont répertoriés dans les tableaux 5.1 et 5.2. Ils indiquent la séquence (l’ordre des observations), le filtre, l’objet observé, le type d’observation auquel elle se rapporte, l’ID de l’observation et les paramètres d’expositions :  $N_{group}$ ,  $N_{int}$  et  $N_{dither}$  indiquent le nombre de groupes, d’intégration et de *dither*.  $T_{exp}$  correspond au temps d’exposition pour un *dither*.

**Target Acquisition (TA).** Chaque série d’observations commence par l’acquisition de la cible pour estimer son centroïde afin de la positionner au centre du coronographe<sup>2</sup>. La cible scientifique ou l’étoile de référence observée nécessitent d’être positionnée précisément à l’endroit où l’atténuation du coronographe est maximale. C’est-à-dire, au sommet des 4 quadrants pour les 4QPMs, et au centre du masque occultant pour le masque de Lyot. La précision requise pour les observations coronographiques est de 5 mas pour les 4QPMs, et de 22.5 mas pour le Lyot. Cependant, la précision du pointage de l’observatoire est de 0.1" (évaluée pendant le *commissioning* RIGBY et al., 2023), ainsi toutes les observations coronographiques nécessitent une acquisition de la cible au préalable pour atteindre la précision requise. La cible est d’abord observée dans un premier quadrant, dans une région d’intérêt de  $48 \times 48$  pixels. Puis, elle est à nouveau observée, dans une région d’intérêt plus petite et plus proche du centre du masque (toujours dans le même quadrant). Cette procédure identifie précisément le centre de la cible pour la positionner au centre du masque. L’acquisition est effectuée avec le filtre FND (*Filter Neutral Density*), dont la largeur spectrale (8–18  $\mu\text{m}$ ) permet d’éviter que la mesure ne soit pas biaisée par les effets chromatiques des 4QPMs (CAVARROC et al., 2008).

**Fond de ciel.** Une émission thermique provenant d’une lumière parasite résiduelle dans le chemin optique de l’instrument a été identifiée pendant le *commissioning*. Les observations présentent une émission importante principalement dans l’axe horizontal des 4QPMs. Par conséquent, pour chaque filtre, une observation du fond de ciel est nécessaire pour s’affranchir de cet effet du « *glowstick* » (BOCCALETTI et al., 2022). La figure 5.3 montre un exemple avant et après soustraction du fond de ciel dans le cas de HR 8799 à 15.5  $\mu\text{m}$ . À cette longueur d’onde, la contribution du fond de ciel est dominante et l’effet du « *glowstick* » est d’autant plus important. Une fois

2. Détails sur les TA : [miri-coronagraphic-imaging-target-acquisition](#).

cette contribution soustraite, on retrouve l'image coronographique de l'étoile. Dans le cas de l'observation du système HR 8799 en imagerie avec le F2100W, aucune observation du fond de ciel n'est nécessaire. L'étoile est observée à 4 positions sur le détecteur pour s'affranchir du fond de ciel et des effets du détecteur.

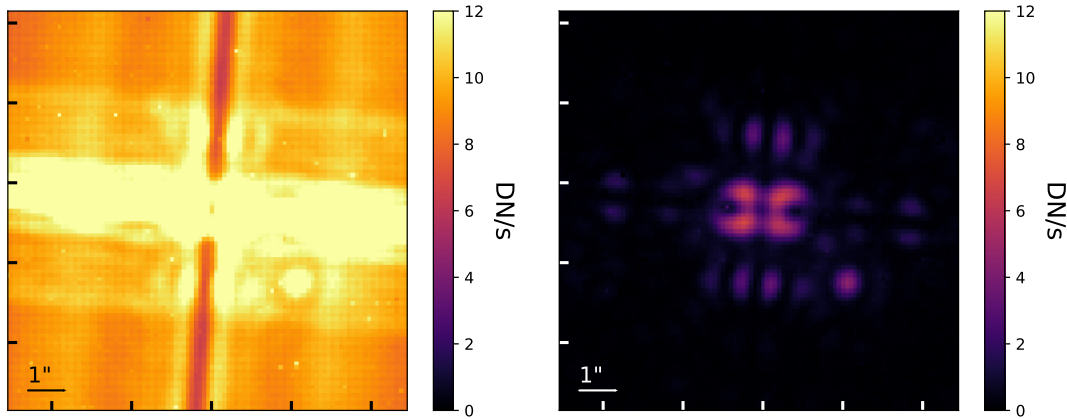


FIGURE 5.3 – Observation du système HR 8799 dans le F1550C (à gauche) et après soustraction du fond de ciel (à droite). L'échelle de couleur des deux images est identique : le « *glowstick* » domine l'image avant la soustraction.

**Références.** Une étoile de référence est observée pour estimer les résidus de la diffraction stellaire non atténués par les coronographes. Pour les 4QPMs, l'étoile de référence est observée neuf fois avec un petit décalage (inférieur à la taille d'un pixel) entre chaque observation sur une grille de 10 mas selon la méthode appelée *Small-Grid Dither* (9-SGD), alors que l'étoile cible est observée à une seule position sur le coronographe (LAJOIE et al., 2016). Comme le centre des masques coronographiques ne peut pas être parfaitement mesuré, cette série de références permet d'introduire une certaine diversité dans la figure de diffraction, et ainsi de réduire l'impact de la précision du pointage. Des algorithmes comme le PCA (SOUMMER et al., 2012) et LOCI (LAFRENIERE et al., 2007) peuvent fournir une soustraction optimale de cette figure de diffraction à partir de la série d'observations de l'étoile de référence. Pour le coronographe de Lyot, la précision de pointage est moins critique, alors une seule observation de la référence suffit pour obtenir une soustraction satisfaisante de la figure de diffraction stellaire. L'étoile de référence est choisie angulairement proche ( $< 1^\circ$ ) et de magnitude comparable ou légèrement supérieure à l'étoile du système observé. Puisque neuf observations sont requises pour la référence, elle est observée avec moins de groupes pour atteindre un niveau de flux similaire ou proche une fois les observations combinées. Le temps d'observation de la référence est donc comparable à celui de l'étoile cible.

## 2.2 Pipeline JWST pour les données coronographiques

Les données sont récupérées sur l'archive de données en ligne MAST<sup>3</sup>. Dans toute cette partie, nous utilisons la version 1.10.2 du pipeline JWST avec les fichiers de calibration CRDS =

3. Archive MAST : [mast.stsci.edu](http://mast.stsci.edu).

Seq.	Filtre	Objet	Type	Obs ID	$N_{group}$	$N_{int}$	$N_{dither}$	$T_{exp}$ par dither (s)
1	F1065C	HR 8799	TARG	obs 7	500	9	1	1080.48
3	F1065C	–	BGD	obs 13	500	9	2	1080.48
4	F1065C	HD 218261	REF	obs 14	500	2	9	239.92
6	F1065C	–	BGD	obs 20	500	2	2	239.92
7	F1140C	HR 8799	TARG	obs 8	500	9	1	1080.48
10	F1140C	–	BGD	obs 12	500	9	2	1080.48
11	F1140C	HD 218261	REF	obs 15	500	2	9	239.92
14	F1140C	–	BGD	obs 19	500	2	2	239.92
8	F1550C	HR 8799	TARG	obs 9	500	36	1	4322.63
9	F1550C	–	BGD	obs 11	500	36	2	4322.63
12	F1550C	HD 218261	REF	obs 16	500	2	9	239.92
13	F1550C	–	BGD	obs 18	500	2	2	239.92
2	F2100W	HR 8799	TARG	obs 10	20	50	4	314.20
5	F2100W	HD 218261	REF	obs 17	20	05	4	314.20

TABLE 5.1 – Paramètres des observations du système HR 8799 effectuées entre le 7 et le 8 novembre 2022 (BGD correspond au fond de ciel, TARG à la cible étudiée, et REF à la référence).

Seq.	Filtre	Objet	Type	Obs ID	$N_{group}$	$N_{int}$	$N_{dither}$	$T_{exp}$ par dither (s)
1	F1065C	HD 95086	TARG	obs 1	500	16	1	1921.035
6	F1065C	–	BGD	obs 6	500	8	2	1920.796
7	F1065C	HD 310459	REF	obs 7	150	9	9	2929.369
12	F1065C	–	BGD	obs 12	150	9	2	650.971
2	F1140C	HD 95086	TARG	obs 2	500	16	1	1921.035
5	F1140C	–	BGD	obs 5	500	8	2	1920.796
8	F1140C	HD 310459	REF	obs 8	150	9	9	1929.369
11	F1140C	–	BGD	obs 11	150	9	2	650.971
3	F2300C	HD 95086	TARG	obs 3	30	200	1	2008.476
4	F2300C	–	BGD	obs 4	30	100	2	2008.152
9	F2300C	HD 310459	REF	obs 9	30	200	1	2008.476
10	F2300C	–	BGD	obs 10	30	100	2	2008.152

TABLE 5.2 – Paramètres des observations du système HD 95086 effectuées le 16 mars 2023.

1077, correspondant aux versions les plus récentes disponibles.

**Étape 1.** La première étape du pipeline JWST est similaire pour tous les modes d’observation du JWST. Elle est appliquée sur les fichiers non calibrés (`_uncal`) pour corriger les effets détecteurs similaires à ceux qui ont été mentionnés dans le cas du MRS (chapitre 4, partie 1.2). Le courant d’obscurité, les mauvais pixels tels que ceux saturés ou impactés par des rayons cosmiques, qui produiraient des sauts dans la rampe, sont corrigés. Cette étape enlève aussi les premiers et derniers groupes de chaque intégration qui sont plus impactés par les effets des détecteurs.



L'étude des données de HIP 65426 b du programme ERS (CARTER et al., 2023) montre que la valeur par défaut du seuil de l'étape `jump`, fixée à  $4\sigma$  est trop faible. Certains pixels sont donc indiqués à tort comme contenant un saut dans la rampe. Par conséquent, nous exécutons l'étape 1 avec différentes valeurs (de 4 à 15) pour le seuil à l'étape `jump`. Dans le cas des observations GTO, le nombre de groupes par intégrations est supérieur à celui des observations de l'ERS. La valeur du seuil a donc moins d'impact pour l'ajustement de la rampe, et donc sur la réduction des données. Pour confirmer cela, nous effectuons notre analyse complète avec ces différentes réductions à partir des données de HD 95086 (choisie comme exemple). Nous constatons que la variation du flux extrait pour la planète est inférieure à 1%, ce qui n'a pas d'impact sur la caractérisation atmosphérique de la planète. De plus, nous vérifions que la première intégration ne dévie pas des autres, comme cela a été identifié sur les observations de HIP 65426. Dans le cas de HD 95086, la première intégration présente un niveau de flux légèrement plus élevé mais le flux médian ne s'écarte pas du flux médian moyen pour toutes les intégrations. Ainsi, supprimer la première intégration n'est pas nécessaire dans le cas de nos programmes d'observation contrairement aux données de l'ERS. Par ailleurs, les programmes d'observations GTO contiennent moins d'intégration par exposition que ceux de l'ERS, donc supprimer une intégration réduirait significativement le S/N total des observations. Finalement, nous utilisons une version du pipeline plus récente que lors de la sortie des données ERS en juillet 2022 et de nombreux fichiers de calibration ont été mis à jour. Ces effets sont donc mieux pris en compte et ont moins d'impact sur la réduction finale des données.

**Étape 2.** L'étape 2 du pipeline JWST est destinée à calibrer photométriquement les données. Comme le 4QPM produit un motif d'ombre le long de sa transition en raison de l'effet de diffraction, nous ignorons l'étape de `flat_field` pour éviter d'augmenter le bruit, ainsi que l'effet « *glowstick* » près du centre du masque (dans la région où nous nous attendons à détecter les planètes). La calibration photométrique est également ignorée, puisque nous appliquons notre propre calibration photométrique plus robuste que celle implémentée actuellement (détaillée dans la partie 3). En pratique, l'étape 2 ne consiste qu'à soustraire la contribution du fond de ciel. Le fond de ciel est observé dans deux positions pour s'affranchir des éventuels objets d'arrière-plan ainsi que des effets du détecteur. La moyenne des deux observations est soustraite à chaque image scientifique.

En dernière étape, une fonction de *sigma-clipping* est appliquée pour corriger les pixels erronés éventuellement restants sur les images. Tous les pixels dont la valeur est supérieure à  $3\sigma$  de la médiane de ses voisins les plus proches sont remplacés par cette valeur médiane. Les valeurs non définies (« *NaN* ») sont également corrigées de la même manière.

Les images brutes obtenues après la réduction des données sont présentées sur les figures 5.8 et 5.11. La figure de diffraction de l'étoile domine les images, excepté au-dessus de  $20 \mu\text{m}$  où la contribution du disque est plus importante que la contribution stellaire. Pour HR 8799, le disque interne est visible en imagerie à  $21 \mu\text{m}$  superposée à la diffraction stellaire, et pour HD 95086

le disque externe est visible avec quelques résidus de diffraction stellaire à  $23 \mu\text{m}$ . Des objets d’arrière-plan sont visibles : dans le cas de HD 95086, on retrouve deux objets au nord-ouest des images à toutes les longueurs d’onde : probablement une étoile et une galaxie d’arrière-plan, et dans le cas de HR 8799 : une source ponctuelle apparaît à  $15.50 \mu\text{m}$ . La nature de ces sources est discutée plus en détail dans la suite du chapitre.

### 2.3 Soustraction de la diffraction stellaire

À partir des images coronographiques réduites et corrigées du fond de ciel (`_cal` en sortie de l’étape 2 du pipeline JWST), nous pouvons maintenant soustraire l’image d’une étoile de référence pour éliminer la figure de diffraction de l’étoile. La première étape consiste à reconstruire l’image d’une référence optimisée à partir de la série d’observations de l’étoile de référence, puis à la soustraire de l’image coronographique. Nous avons commencé par appliquer des méthodes classiques de soustraction telles que le PCA (comme l’algorithme KLIP, SOUMMER et al., 2012) et la combinaison linéaire des observations de l’étoile de référence (tel que l’algorithme LOCI, LAFRENIERE et al., 2007). L’optimisation de la reconstruction d’une référence à soustraire est différente selon les systèmes étudiés. Je vais donc présenter séparément les différents systèmes en détaillant plus le cas de HD 95086 sur lequel je me suis plus concentrée.

#### 2.3.1 HD 95086

**Combinaison linéaire.** La figure 5.4 présente la soustraction à partir d’une combinaison linéaire des 9 observations de l’étoile de référence. Les objets d’arrière-plan sont masqués avant d’évaluer l’image de la référence à soustraire, sinon le flux de celle-ci est très largement surestimé et résulte en une sur-soustraction importante (images du haut). On évalue la meilleure combinaison linéaire des 9 références pour reproduire l’image coronographique de l’étoile observée. En pratique, on minimise la fonction suivante selon la méthode des moindres carrés :

$$\sum_N (S - R_N \times P_N)^2, \quad (5.1)$$

avec  $S$  l’étoile observée, avec  $R_N$  la  $N$ -ième référence et  $P_N$  les facteurs de combinaison linéaire que l’on cherche à minimiser. Pour cela, on utilise l’algorithme Nelder-Mead simplex avec la fonction python `scipy.optimize.fmin` (NELDER et al., 1965). Des résidus du motif de diffraction stellaire sont toujours visibles en valeurs négatives sur les images obtenues, résultant de la sur-soustraction de la référence (PUEYO, 2016), même après avoir masqué les objets d’arrière-plan (figure 5.4, images du bas). Seulement une très faible source ponctuelle est visible à la position de la planète uniquement à  $10.65 \mu\text{m}$ . De plus, une émission interne apparaît, probablement due au disque interne préalablement détecté dans ce système à partir de l’étude de la SED de l’étoile (SU et al., 2015).

**PCA.** L’analyse en composante principale de l’image permet de soustraire un certain nombre de composantes pour éliminer le motif de diffraction de l’image coronographique (SOUMMER et al., 2012). En supprimant un nombre différent de composantes en PCA, nous pouvons constater

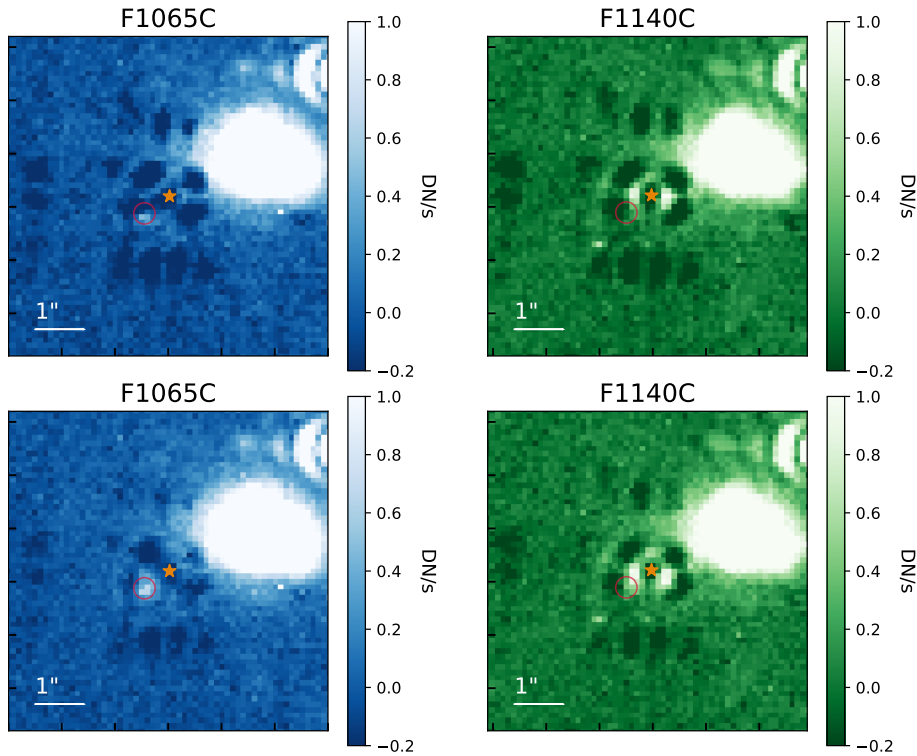


FIGURE 5.4 – Soustraction d’une image de référence construite par combinaison linéaire des 9 références, sans masquer les objets d’arrière-plan (haut) et en les masquant (bas). La position attendue de la planète est indiquée en rouge et le centre du coronographe par l’étoile en orange.

des structures différentes sur les images. L’émission interne apparaît à  $10.65 \mu\text{m}$  et  $11.40 \mu\text{m}$  et des bras elliptiques opposés sont visibles dans la galaxie d’arrière-plan. La figure de diffraction apparaît en valeurs négatives : elle est à nouveau sur-soustraite. La figure 5.5 présente la meilleure réduction en PCA, correspondant aux images après avoir soustrait 8 composantes.

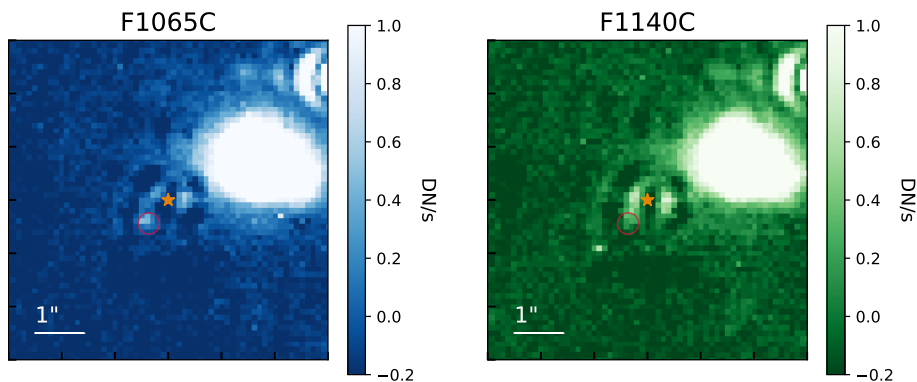


FIGURE 5.5 – Soustraction d’une référence reconstruite en PCA. La position attendue de la planète est indiquée en rouge et le centre du coronographe par l’étoile en orange.

**Discussion.** Les méthodes classiques de PCA et de combinaison linéaire ne corrigent pas parfaitement la diffraction de l’étoile et ne permettent pas d’identifier facilement la planète. L’étoile

de référence optimisée basée sur la méthode 9-SGD semble être surestimée, car nous pouvons remarquer des résidus négatifs similaires à la figure de diffraction après la soustraction. En effet, en raison de la présence du disque interne dans le système HD 95086 brillant à ces longueurs d'onde, le PCA et la combinaison linéaire reconstruisent une étoile de référence avec un niveau de flux plus élevé que l'étoile observée, même si les autres sources sont masquées. Par conséquent, la planète n'est que faiblement détectée et l'estimation de son flux risque d'être sous-estimée.

### Optimisation de la soustraction :

Nous appliquons une méthode de soustraction plus simple afin de minimiser la sur-soustraction et ainsi rendre la planète visible. La méthode est la suivante : pour chacune des 9 images de références, nous mesurons un facteur de remise à l'échelle qui minimise les résidus après soustraction dans la figure de diffraction dans une zone masquée. Ces facteurs sont mesurés selon la méthode des moindres carrés entre la référence et la cible observée (similaire à l'équation 5.1, mais avec une seule référence). Nous testons l'impact de la zone masquée en évaluant différentes formes de masque : le masque qui donne la meilleure soustraction correspond à un anneau de 1" à 2.5" avec les objets d'arrière-plan également masqués. Il est représenté sur la figure 5.6. Cette région est choisie pour éviter de prendre en compte le signal de la planète, du disque interne, et des objets d'arrière-plan. La minimisation est donc effectuée uniquement dans le second anneau de diffraction de l'étoile. Cette méthode évite la sur-soustraction, alors la figure de diffraction stellaire est bien soustraite, et ainsi la planète est visible sur les images à 10.65 et à 11.40  $\mu\text{m}$ . En conclusion, nous avons utilisé uniquement la 1ère référence pour le F1065C et uniquement la 4ème pour F1140C, avec des facteurs de remise à l'échelle de 0.304 et 0.313, respectivement.

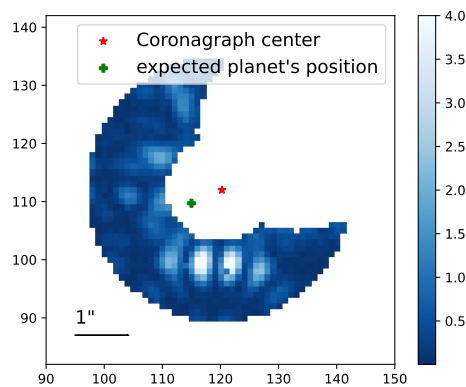


FIGURE 5.6 – Région dans laquelle les résidus sont minimisés, exemple sur l'image coronographique dans le filtre F1065.

La combinaison linéaire des 9 références est aussi évaluée avec les différents masques (donc avec l'optimisation effectuée dans différentes régions du champ de vue). Nous pouvons noter que les images obtenues dans les différents cas n'apportent pas de meilleure détection de la planète. La combinaison linéaire avec le meilleur masque identifié précédemment (figure 5.6) donne le résultat présenté sur la figure 5.7.

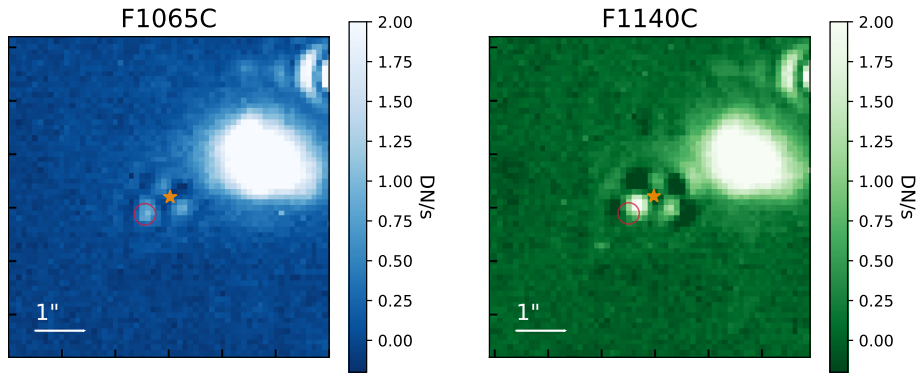


FIGURE 5.7 – Soustraction d’une référence construite par combinaison linéaire des 9 références, avec le masque de la figure 5.6.

Pour F2300C, nous n’avons qu’une seule étoile de référence. La meilleure soustraction est obtenue avec un facteur de 0.5 en minimisant les résidus dans un anneau entre 5" et 8".

**Résultat final.** La réduction finale est présentée sur l’image 5.8 (dont le champ de vue est plus grand que sur les images précédentes) avec les images coronagraphiques en haut et après soustraction de l’étoile de référence en bas.

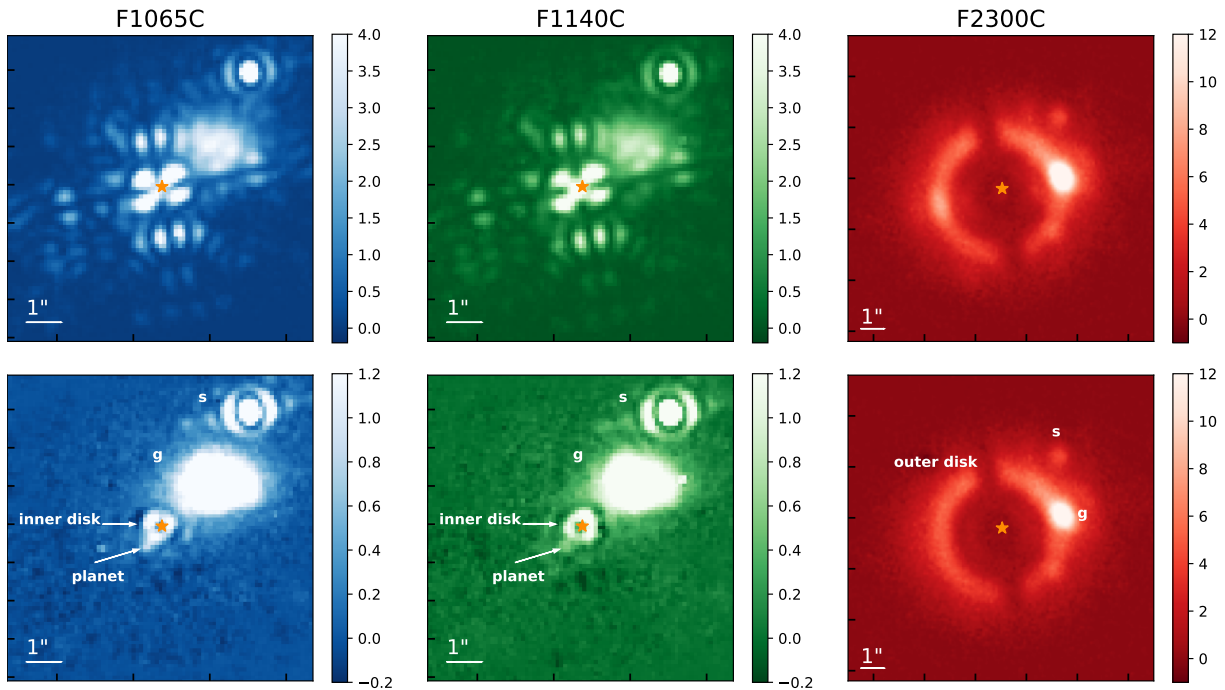


FIGURE 5.8 – Image coronagraphiques de HD 95086 dans les 4 filtres d’observations (haut) et après soustraction optimisée d’une étoile référence (bas).

Bien qu’elle soit peu visible, la planète est bien détectée dans les filtres F1065C et le F1140C, et le disque interne est détecté aux mêmes longueurs d’ondes. À 23  $\mu\text{m}$ , le disque externe est déjà le signal dominant dans l’image coronagraphique brute avant soustraction. La soustraction de

l'étoile de référence permet d'enlever les quelques résidus de la diffraction de l'étoile. Deux objets d'arrière-plan sont visibles dans le champ de vision. Le premier (marqué "g" sur la figure) a été précédemment identifié comme une galaxie d'arrière-plan compatible avec celle d'une galaxie poussiéreuse à formation d'étoiles à  $z = 2$  (SU et al., 2017). La contamination par les galaxies d'arrière-plan était attendue selon SU et al. (2015) car le flux submillimétrique intégré du système présente un excès d'émission par rapport au modèle de la SED du disque externe. La nature de cet objet a également été confirmée par ZAPATA et al. (2018) sur la base de l'absence de mouvements propres, et par BOOTH et al. (2019) avec l'absence de concentration de CO à l'emplacement de la source brillante et la nette différence d'indice spectral entre la source et le disque. Cette galaxie d'arrière-plan n'a été détectée par aucune observation dans le proche infrarouge (RAMEAU et al., 2013b; CHAUVIN et al., 2018; DESGRANGE et al., 2022). Le second objet est indiqué "s" sur la figure, il semble correspondre à l'objet d'arrière-plan identifié avec SPHERE (indiqué cc-8 sur la figure 8 de CHAUVIN et al., 2018). Il s'agit probablement d'une étoile, car elle est visible en IR proche et moyen. S'il s'agit d'une galaxie, elle n'est pas résolue et nécessiterait une étude détaillée pour vérifier que sa SED soit compatible avec les observations MIRI.

### 2.3.2 HR 8799

L'analyse de HR 8799 est détaillée dans Boccaletti et al. (subm). Je vais néanmoins détailler les méthodes que nous avons utilisées pour soustraire la figure de diffraction de l'étoile. De la même manière que pour HD 95086 b, la référence est reconstruite par une combinaison linéaire (figure 5.9) et en PCA (figure 5.10), à partir des 9 observations de l'étoile de référence. L'optimisation est effectuée dans un anneau de  $0.3''$  à  $0.8''$ . Dans les deux cas, le motif de diffraction apparaît en négatif sur les images, la référence est surestimée. En masquant les planètes et l'objet d'arrière-plan avant d'estimer la référence, nous remarquons que la sur-soustraction est fortement diminuée, et fournir une meilleure réduction.

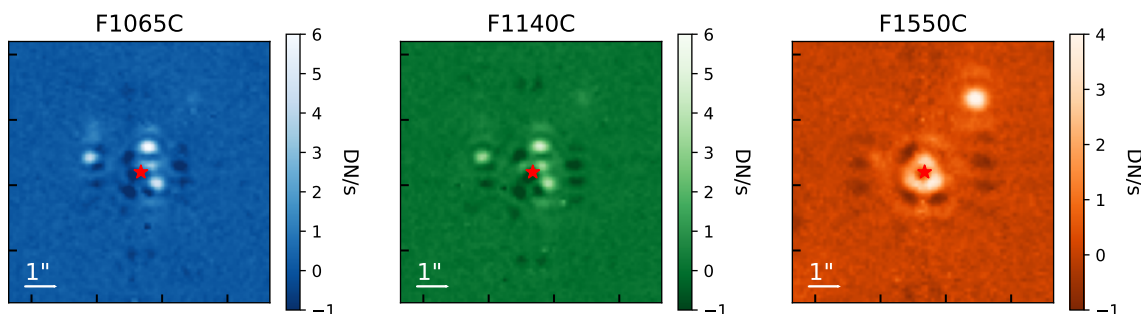


FIGURE 5.9 – Système HR 8799 après soustraction d'une référence reconstruite par combinaison linéaire optimisée.

**Résultat final.** La figure 5.11 présente les images coronagraphiques avant et après soustraction de la référence à chaque longueur d'onde d'observation. Les quatre planètes connues, HR 8799 bcde, sont bien détectées à 10.65 et 11.40  $\mu\text{m}$ , tandis que seule la planète b est détectée à 15.50

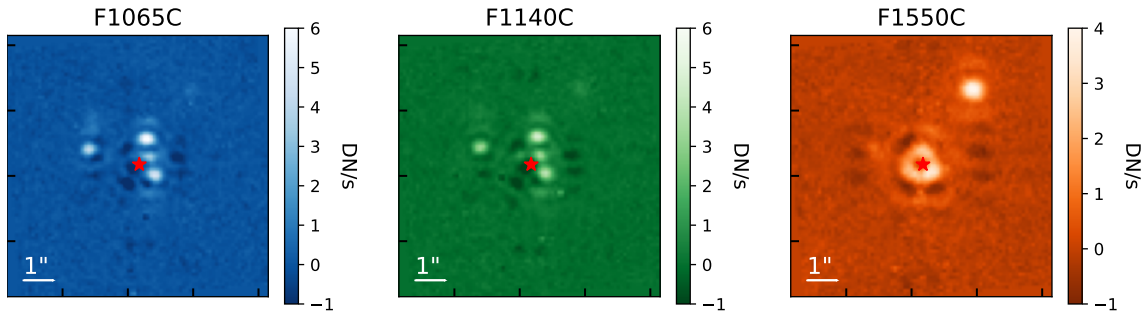


FIGURE 5.10 – Système HR 8799 après soustraction d’une référence reconstruite en PCA.

$\mu\text{m}$ . Le filtre à  $21 \mu\text{m}$  ne permet pas de détecter les planètes, car d’une part, il n’est pas équipé de coronographe et d’autre part, le disque interne domine l’image. Une source ponctuelle apparaît très brillante à  $15.50 \mu\text{m}$  au nord-ouest de l’étoile, et est également faiblement visible à d’autres longueurs d’onde. D’après l’analyse astrométrique et photométrique, il s’agit probablement d’une galaxie d’arrière-plan. Enfin, à  $15.50$  et à  $21 \mu\text{m}$ , on aperçoit une émission au centre des images : elle correspond au disque de débris chaud interne (détaillé dans Boccaletti et al. subm). Le disque interne est également visible dans les filtres F1065C et F1140C, à la même séparation que les planètes d et e. En particulier, à  $15.50 \mu\text{m}$ , l’émission centrale semble être une superposition des contributions du disque interne et des planètes c et d. La planète e est à plus petite séparation que l’IWA à  $15.5 \mu\text{m}$ , ainsi, elle est fortement atténuée.

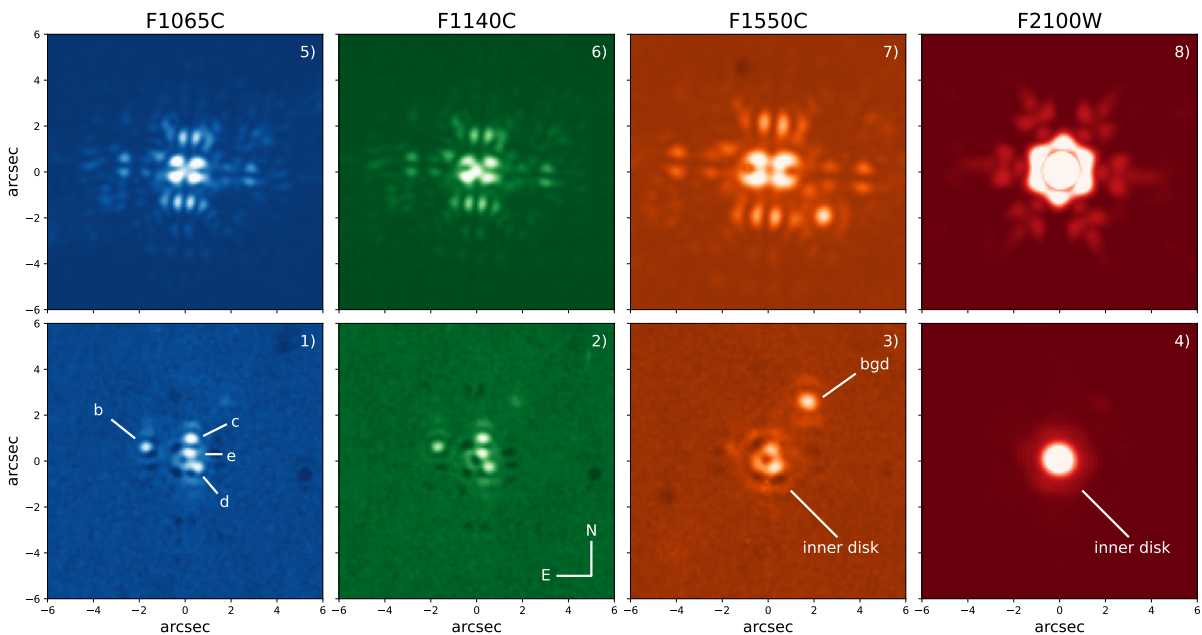


FIGURE 5.11 – Images coronagraphiques de HR 8799 dans les 4 filtres d’observations selon les coordonnées du détecteur (haut) et après soustraction optimisée d’une étoile référence avec le nord en haut de l’image et l’est à gauche (bas), figure extraite de Boccaletti et al. (subm).

### 3 Photométrie des planètes

Dans cette partie, je m'intéresse plus particulièrement au cas de HD 95086 b. L'extraction et la normalisation du flux des planètes HR 8799 bcde sont détaillées dans Boccaletti et al. (subm). Les méthodes utilisées sont toutefois similaires pour les deux systèmes.

#### 3.1 Extraction du flux

Deux méthodes sont utilisées pour extraire la photométrie des planètes. La position de la planète est d'abord déterminée avec le site web [whereistheplanet.com](http://whereistheplanet.com) (WANG et al., 2021a)<sup>4</sup> qui fournit une estimation de la position à la date de l'observation en se basant sur des observations précédentes.

**Photométrie d'ouverture.** Le flux de la planète est extrait directement dans une ouverture de la taille  $1.5 \times \lambda/D$  à la position de la planète directement pour chaque image. Dans le cas du système HR 8799, cette taille est jugée optimale pour intégrer tout le signal d'une planète sans être contaminé par une autre planète. Cependant, dans le cas de HD 95086, le signal extrait pour la planète semble contaminé par la contribution du disque interne, peu importe la taille d'ouverture – je discuterai cet aspect à la fin de cette partie.

**Injection négative de la planète.** La PSF de la planète est modélisée en utilisant `WebbPSF`<sup>5</sup> (PERRIN et al., 2014). Cet outil simule des images des sources ponctuelles avec le JWST en prenant en compte l'instrument, le filtre et le masque souhaité. Une PSF est simulée dans chaque filtre "F1065C" et "F1140C" avec les masques correspondants : "FQPM1065" et "FQPM1140C", et le masque de pupille "MASKFQPM". La position de la planète sur le masque coronographique est prise en compte en indiquant le décalage par rapport au centre du coronographe. Ce modèle est ensuite utilisé pour injecter une "fausse planète négative" dans les données (LAGRANGE et al., 2009). Cette méthode permet à la fois de mesurer la position et le flux extrait de la planète à partir d'une optimisation de la PSF simulée par rapport aux données. Les résidus entre les données et le modèle de PSF sont minimisés dans une région de  $1 \times \lambda/D$  à la position de la planète. Un masque de rayon de 4 pixels ( $\sim 0.44''$ , positionné au centre des coronographes) est ajouté pour que la contribution du disque interne ne perturbe pas la minimisation, et ainsi pour éviter de surestimer le flux de la planète. Nous utilisons l'algorithme de minimisation de fonction Nelder-Mead (GAO et al., 2012) avec la fonction python : `scipy.optimize.minimize`. Ainsi, plusieurs modèles sont générés en décalant le modèle de maximum  $\pm 1$  pixel et avec un flux compris entre 0 et 5 DN/s. Les *priors* (a priori sur chaque paramètre) sur les modèles de PSF correspondent à la position donnée par [whereistheplanet.com](http://whereistheplanet.com) et le flux est estimé arbitrairement à 1 DN/s. La position et le niveau de flux sont les paramètres libres minimisés entre le modèle et les données afin d'obtenir le meilleur ajustement du modèle. Le modèle de PSF est reconstruit avec les paramètres de flux et d'astrométrie qui minimise les résidus, et donc

4. Lien : [whereistheplanet.com](http://whereistheplanet.com).

5. `WebbPSF` : [webbpsf.readthedocs.io](http://webbpsf.readthedocs.io).



ajuste au mieux la PSF de la planète.

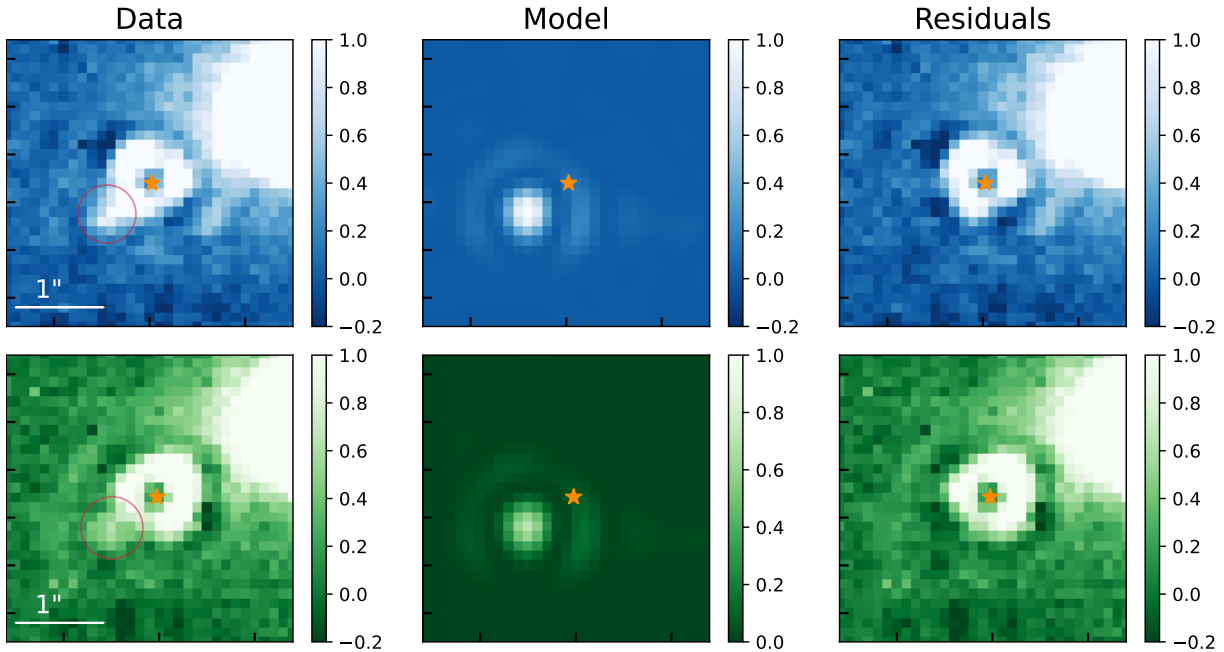


FIGURE 5.12 – Agrandissement autour de la planète dans l’image finale. Gauche : Données après soustraction de l’étoile de référence. Au milieu : Modèle de la PSF de la planète. Droite : Modèle des données résiduelles. Le centre des masques du coronographe est représenté par l’étoile orange. Les images en bleu correspondent au F1065C et les images en vert correspondent au F1140C.

La figure 5.12 montre un agrandissement de la figure 5.8 à la position de la planète (images de gauche) avec en bleu le F1065C et en vert le F1140C. Les images du milieu correspondent au modèle et celles de droite aux résidus après soustraction du modèle de la planète. Ces résidus confirment que la planète est bien soustraite et seul le disque interne est visible dans ces images. Le flux de la planète est ensuite mesuré sur la PSF du modèle dans une ouverture de  $1.5 \times \lambda/D$ .

Flux mesuré (DN/s)	F1065C	F1140C
Photométrie d’ouverture	30.59	25.30
Modèle PSF	14.57	10.48

TABLE 5.3 – Flux extrait pour la planète HD 95086 b en DN/s dans les deux filtres.

**Comparaison des méthodes.** Ces deux méthodes permettent d’obtenir deux séries de valeurs pour la photométrie de la planète (tableau 5.3). Les valeurs obtenues avec la photométrie d’ouverture sont systématiquement plus élevées que celles obtenues avec la méthode d’injection négative de la planète. En effet, le flux est surestimé à cause de la contribution du disque interne à la position de la planète, qui est prise en compte lorsque le flux est directement extrait sur l’image. Cet effet est moins critique pour la méthode d’injection d’une planète négative, car le disque peut être masqué pour évaluer le modèle de la planète. En effet, dans une ouverture de  $1.5 \times \lambda/D$ , nous intégrons du flux provenant du disque interne qui se superpose à la PSF de la

planète. Le même effet est observé avec un rayon d’ouverture plus petit, jusqu’à  $1 \times \lambda/D$ , car les signaux sont superposés. En conséquence, dans le cas de HD 95086 b, la seconde méthode est la plus fiable pour étudier la photométrie de la planète. Nous poursuivons l’étude uniquement avec les valeurs obtenues à partir de la modélisation de la planète.

### 3.2 Atténuation

L’étape suivante consiste à évaluer l’atténuation du coronographe à la position de la planète. Pour cela, deux PSFs sont simulées avec *WebbPSF* (dans la même configuration que pour la modélisation de la PSF de la planète) : une à la position de la planète et une autre plus éloignée à 10", qui ne sera pas affectée par l’atténuation du coronographe. Le flux est mesuré dans la même ouverture, et le rapport de flux permet d’obtenir une mesure de l’atténuation du flux à la position de la planète. Dans le cas de HD 96086 b, l’atténuation est de 0.607 dans le filtre F1065C et de 0.609 dans le filtre F1140C. Les valeurs de flux mesurées dans les images sont ensuite divisées par l’atténuation pour obtenir une valeur intrinsèque du flux émis par la planète en DN/s (tableau 5.4). Des valeurs similaires d’atténuation sont obtenues avec le modèle de diffraction de BOCCALETTI et al. (2015) calibré avec les données *commissioning* et utilisé pour l’analyse de HR 8799.

Flux (DN/s)	F1065C	F1140C
Modèle PSF	23.99	17.20

TABLE 5.4 – Valeurs finales du flux intrinsèque de la planète HD 95086 b après avoir pris en compte l’atténuation due aux coronographes.

### 3.3 Normalisation

Les observations coronographiques avec des instruments au sol reposent généralement sur l’observation de la PSF de l’étoile hors axe afin de mesurer le contraste de la planète par rapport à l’étoile. En tirant parti de la stabilité des télescopes spatiaux, la PSF est plus stable et peut être estimée sans nécessité d’une observation supplémentaire de l’étoile hors axe. En conséquence, nous pouvons soit utiliser des observations antérieures pour estimer le flux stellaire hors axe et mesurer un contraste, soit dériver directement un facteur de conversion des DN/s aux unités physiques.

#### Mesure d’un contraste :

Tout d’abord, la PSF stellaire hors axe peut être estimée en utilisant les données du *commissioning* ou des données simulées à partir de *WebbPSF*. Dans un premier temps, nous avons utilisé les données du *commissioning* pour obtenir un facteur de normalisation entre l’étoile observée pendant le *commissioning* (HD 15816 pour les filtres F1065C et F1140C, et HD 163113 pour le filtre F2300C) et HD 95086 A, et ainsi estimer la PSF hors axe.

1/ La première méthode consiste à mesurer le rapport de flux des images de TA (voir partie 2.1) entre HD 95086 A ( $I_{TA\_targ}$ ) et l'étoile du *commissioning* ( $I_{TA\_com}$ ). Ce rapport est appliqué à la PSF hors axe du *commissioning* ( $I_{PSF\_com}$ ) pour obtenir une estimation de la PSF hors axe de HD 95086 A ( $I_{PSF\_targ}^{TA}$ ). Le flux est intégré dans une ouverture  $A_k$  de 1" contenant  $k$  pixels. Cette méthode correspond à l'équation 5.2 (équation 1 de Boccaletti et al., subm).

$$I_{PSF\_targ}^{TA} = I_{PSF\_com} \times \frac{\sum_k A_k \cdot I_{TA\_targ}}{\sum_k A_k \cdot I_{TA\_com}} \quad (5.2)$$

Les inconvénients inhérents à l'observation de la TA sont discutés à la fin de cette section.

2/ La deuxième solution pour obtenir une normalisation est de mesurer le rapport des images coronographiques de HD 95086 A ( $I_{CORO\_targ}$ ) et de l'étoile du *commissioning* ( $I_{CORO\_com}$ ) dans le même filtre (F1065C, F1140C, ou F2300C). Dans les images coronographiques, le flux est plus étendu sur le champ de vue que dans le cas précédent. Le flux est intégré dans une ouverture de  $A_k = 5''$ . La PSF hors axe est mesurée selon l'équation 5.3 (équation 2 de Boccaletti et al., subm).

$$I_{PSF\_targ}^{CORO} = I_{PSF\_com} \times \frac{\sum_k A_k \cdot I_{CORO\_targ}}{\sum_k A_k \cdot I_{CORO\_com}} \quad (5.3)$$

Dans le cas du système HD 95086, les objets d'arrière-plans se superposent à l'image coronographique de l'étoile, alors cette méthode ne peut pas estimer correctement le flux de l'étoile. Par conséquent, nous ne l'utilisons pas pour ce système.

3/ La troisième méthode consiste à simuler une image coronographique avec *WebbPSF*. Cette image est injectée en négatif dans l'image coronographique que de HD 95086 A. Nous mesurons le facteur de flux qui minimise les résidus dans la figure de diffraction (en masquant les objets d'arrière-plan). La position de l'étoile est également un paramètre libre dans la fonction de minimisation. Une deuxième PSF est simulée hors axe, elle est rééchelonnée par le facteur mesuré qui minimise les résidus sur l'image coronographique. Le flux stellaire est extrait dans une ouverture de 1". Cette valeur est également utilisée pour mesurer un contraste avec la planète.

Ces trois méthodes nous permettent d'obtenir une estimation du signal de la PSF de l'étoile, et ainsi de mesurer le contraste avec le flux précédemment mesuré pour la planète. Les contrastes sont ensuite convertis en flux en supposant un modèle stellaire. Nous ajustons un modèle BT-Nextgen<sup>6</sup> (ALLARD et al., 2012b) à 7600 K sur les points photométriques réels de HD 95086 A (dans les filtres 2MASS : J, H, Ks et WISE : W1, W2 et W3) récupéré avec VizieR<sup>7</sup>. Les valeurs photométriques au-dessus de 10  $\mu\text{m}$  ne sont pas prises en compte pour ajuster le modèle de l'étoile, car ils sont susceptibles d'être affectés par la présence du disque. Nous effectuons une minimisation de  $\chi^2$  pour déterminer le décalage d'intensité globale entre le modèle et les

---

6. Librairie de spectres stellaires : [svo2.cab.inta-csic.es/theory](http://svo2.cab.inta-csic.es/theory).

7. VizieR : [vizier.cds.unistra.fr](http://vizier.cds.unistra.fr).

données photométriques réelles de l'étoile. Nous mesurons un facteur de correction de 0.99. La photométrie stellaire dans les filtres MIRI est obtenue avec VOSA<sup>8</sup> (BAYO et al., 2008). Les valeurs synthétiques sont remises à l'échelle du niveau de flux reçu en supposant la distance stellaire à 86.46 pc (GAIA COLLABORATION et al., 2023) et son rayon à  $R = 1.5 R_{Jup}$  (BOOTH et al., 2020). Elles sont multipliées par le facteur de correction et divisées par le contraste pour obtenir la photométrie de la planète b en unité physique. La figure 5.13 montre le spectre stellaire de HD 95086 A ainsi que les valeurs photométriques réelles et synthétiques dans les filtres de MIRI.

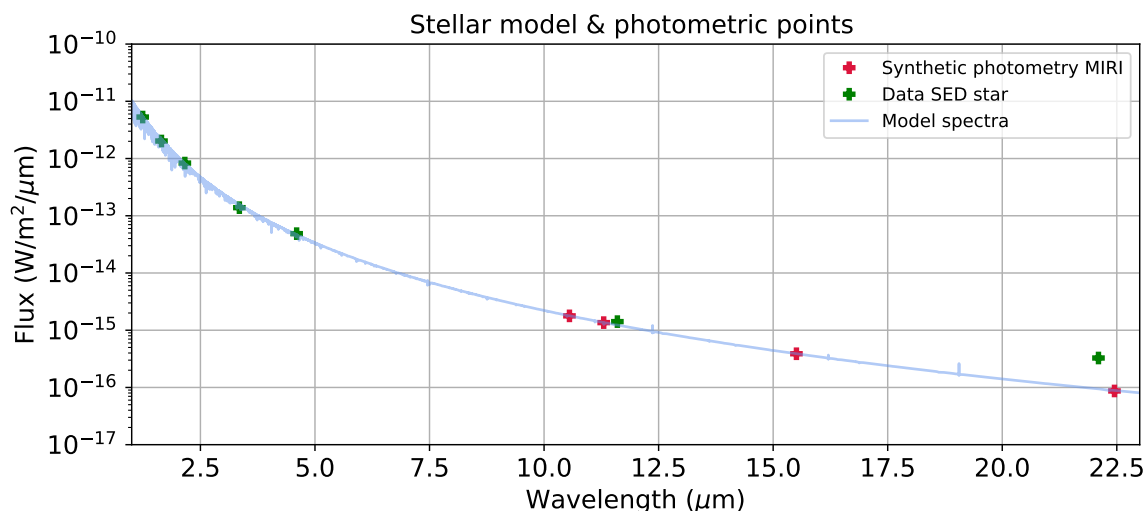


FIGURE 5.13 – Modèle BT-Nextgen remis à l'échelle de flux de HD 95086 A (bleu), valeurs photométriques réelles de l'étoile (vert) et photométrie synthétique dans les filtres MIRI (rouge).

### Mesure directe d'un facteur de conversion :

Une autre manière d'obtenir les flux en unité physique est d'utiliser directement une conversion de DN/s à  $W/m^2/\mu m$ . Comme il s'agit d'observations spatiales, la stabilité devrait nous permettre de dériver directement un facteur de conversion.

4/ En utilisant les données du *commissioning*, il est possible de dériver un facteur de conversion entre le flux théorique de l'étoile et le flux extrait des observations de la PSF hors axe. Nous utilisons un modèle théorique stellaire BT-Nextgen<sup>6</sup> à 4500 K pour HD 15816, et nous avons fixé la distance à 602 pc (GAIA COLLABORATION et al., 2023). Ce modèle est ajusté à la SED de l'étoile récupérée à partir de VizieR<sup>7</sup> dans les filtres 2MASS J, H, Ks et WISE W1, W2, W3. De nouveau, nous effectuons une minimisation du  $\chi^2$  entre le modèle et les données photométriques réelles et nous mesurons un facteur de correction de 2.54. La photométrie synthétique pour les filtres MIRI est extraite de VOSA<sup>8</sup> et multipliée par ce facteur de correction pour obtenir les valeurs de flux synthétique de l'étoile. Le flux de l'étoile est mesuré en DN/s dans les observations de la PSF hors axe dans une ouverture de 5". Le rapport entre le flux mesuré en DN/s et le

8. Librairie VOSA : [svo2.cab.inta-csic.es/theory/vosa](http://svo2.cab.inta-csic.es/theory/vosa)

flux synthétique permet d’obtenir un facteur de conversion de  $2.27 \times 10^{-20}$  dans le filtre F1065 et  $1.92 \times 10^{-20}$  dans le filtre F1140. Cette méthode donne des valeurs cohérentes avec les autres méthodes, mais nous notons toutefois que les valeurs obtenues sont plus faibles. Elle nécessite que les instruments gardent une grande stabilité au cours du temps.

5/ En utilisant la transmission du filtre FND et le modèle théorique stellaire, nous pouvons également obtenir un facteur de conversion de DN en unités physiques à partir des observations de TA. Cette méthode apparaissait efficace pour obtenir une conversion en unité physique juste avant l’observation de la cible, ce qui la rendrait plus fiable. Cependant, le FND est un filtre large et il faudrait contraindre précisément la pente du spectre de l’étoile pour obtenir la valeur théorique attendue. Cette pente peut également varier d’une étoile à l’autre, et selon la contribution du disque non résolue en IR. En conclusion, le flux risque d’être surestimé et la mesure du flux stellaire dans la FND ne peut pas être précise. En effet, nous remarquons que les tentatives de normalisation du flux de la planète à partir de calibration du flux stellaire dans la FND fournissent des valeurs variant significativement de celles obtenues avec les autres méthodes. De plus, nous pouvons noter que ces effets peuvent aussi biaiser les résultats avec la méthode 1/ basée aussi sur des observations de TA du *commissioning*. Pour l’instant, seul le FND a été validé pour la TA. Cependant, MIRI devrait permettre d’effectuer la TA avec les filtres F560W, F1000W et F1500W également qui sont plus étroits.

Les valeurs de flux obtenues pour HD 95086 b avec chaque méthode sont résumées dans le tableau 5.5 ci-dessous.

Méthode	Flux F1065C	Flux F1140C
1	$6.59 \times 10^{-19}$	$4.44 \times 10^{-19}$
2	$4.36 \times 10^{-19}$	$2.41 \times 10^{-19}$
3	$6.42 \times 10^{-19}$	$4.21 \times 10^{-19}$
4	$5.45 \times 10^{-19}$	$3.31 \times 10^{-19}$

TABLE 5.5 – Valeurs de flux mesurées pour la planète en  $W/m^2/\mu m$ . La méthode 2 n’est pas fiable pour HD 95086 b.

Les valeurs finales de flux mesurées pour la planète HD 95086 b sont résumées dans le tableau 5.6. Ces valeurs sont extraites du modèle PSF de la planète, et correspondent à une moyenne des trois méthodes de normalisation fiables. Les barres d’erreurs correspondent à la dispersion entre ces trois méthodes. Comme dans Boccaletti et al. (subm) pour les planètes du système HR 8799, nous trouvons que la normalisation en unités physiques est la principale source d’incertitude sur la photométrie de la planète. Les valeurs astrométriques correspondent au meilleur modèle pour ajuster la position de la planète. Ces valeurs sont en accord avec les études précédentes et l’estimation de [whereistheplanet.com](http://whereistheplanet.com).

La photométrie des planètes du système HR 8799 est résumée dans le tableau 5.7. Il s’agit

Filtres	$\Delta$ RA	$\Delta$ DEC	Flux ( $\text{W}/\text{m}^2/\mu\text{m}$ )
F1065C	0.401	-0.485	$(6.15 \pm 1.14) \times 10^{-19}$
F1140C	0.401	-0.485	$(3.98 \pm 1.13) \times 10^{-19}$

TABLE 5.6 – Astrométrie et photométrie de la planète HD 95086 b.

des valeurs moyennes et de la dispersion entre les deux méthodes d'extraction (photométrie d'ouverture et injection négative de la planète) et les méthodes 1/ et 2/ de normalisation des flux. L'atténuation du coronographe à chacune des positions des planètes et prise en compte.

Flux ( $\times 10^{-18} \text{ W}/\text{m}^2/\mu\text{m}$ )	Planète b	Planète c	Planète d	Planète e
F1065C	$3.02 \pm 0.12$	$6.15 \pm 0.81$	$6.38 \pm 1.40$	$9.41 \pm 2.21$
F1140C	$2.53 \pm 0.16$	$4.67 \pm 0.76$	$4.78 \pm 0.82$	$7.14 \pm 1.50$
F1500C	$8.43 \pm 0.18$	$< 4.77 \pm 0.76$	$< 4.64 \pm 0.95$	$< 8.11 \pm 3.02$

TABLE 5.7 – Photométrie des planètes du système HR 8799 (Boccaletti et al. *subm*).

## 4 Caractérisation atmosphérique

Une fois les valeurs photométriques de la planète mesurées, l'objectif est d'ajuster des modèles atmosphériques sur ces valeurs pour mesurer les paramètres de la planète. Dans cette partie, je m'intéresse à la caractérisation atmosphérique des quatre planètes du système HR 8799 et de la planète HD 95086 b. Il s'agit d'un début d'analyse, en particulier pour HD 95086 b, afin d'évaluer l'apport de l'IR moyen pour déterminer les propriétés des exoplanètes. À partir des modèles atmosphériques Exo-REM et ATMO, nous utilisons une simple minimisation du  $\chi^2$ , complétée par une analyse avec des méthodes bayésiennes pour le système HR 8799.

### 4.1 Modèles d'atmosphères

**Exo-REM** : La première grille de modèles atmosphériques utilisée est la grille Exo-REM détaillée dans le chapitre 3 (partie 3.1).

**ATMO** : Nous utilisons une seconde grille de modèles afin de comparer les résultats obtenus. Cette seconde grille correspond à des spectres du modèle 1D ATMO<sup>9</sup> (TREMBLIN et al., 2017). Les modèles ATMO considèrent que les nuages ne sont pas nécessaires pour reproduire les spectres des naines brunes, sauf pour la bande des silicates à  $10 \mu\text{m}$ . Le phénomène de *finger-ring convection* est proposé pour justifier les observations (TREMBLIN et al., 2016; TREMBLIN et al., 2019) : des processus de convection diabatique induisent une chimie hors équilibre des couples CO/CH<sub>4</sub> et N<sub>2</sub>/NH<sub>3</sub> qui peut réduire le gradient de température dans les atmosphères. Ce phénomène reproduit le rougissement des spectres qui est expliqué par la présence de nuages dans la plupart des modèles, comme Exo-REM (CHARNAY et al., 2018). La grille suppose une modification du gradient de température avec un indice adiabatique effectif  $\gamma$  (entre 1.01 et

9. Les grilles ATMO sont disponibles publiquement sur le site : [erc-atmo.eu](http://erc-atmo.eu).

1.05). Les niveaux sont compris entre 2 et 200 bars à  $\log g = 5.0$  et sont mis à l'échelle pour les autres gravités de surface selon  $\times 10^{\log g - 5}$ . La chimie hors équilibre est utilisée avec  $K_{zz} = 10^5$   $\text{cm}^2/\text{s}$  à  $\log g = 5.0$  et est mise à l'échelle pour les autres valeurs de gravités selon  $\times 10^{2(5 - \log g)}$ . La chimie prend en compte 277 espèces et la chimie hors équilibre est reproduite selon le modèle de VENOT et al. (2012). Les espèces sont incluses dans l'hypothèse d'une condensation locale, c'est-à-dire en l'absence de précipitations. Les sources d'opacité comprennent  $\text{H}_2$ - $\text{H}_2$ ,  $\text{H}_2$ -He,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{NH}_3$ , Na, K, Li, Rb, Cs, TiO, VO, FeH,  $\text{PH}_3$ ,  $\text{H}_2\text{S}$ , HCN,  $\text{C}_2\text{H}_2$ ,  $\text{SO}_2$ , Fe, and H-, ainsi que les opacités de diffusion Rayleigh pour  $\text{H}_2$ , He, CO,  $\text{N}_2$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{NH}_3$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{S}$ , et  $\text{SO}_2$ . Les modèles ATMO ont largement été utilisés pour l'étude des exoplanètes géantes à longues périodes, par exemple récemment dans les cas de VHS 1256 b (PETRUS et al., 2023) et 2M 1207 b (LUHMAN et al., 2023).

Paramètres	Exo-REM	ATMO
Température (K)	400 – 2000	800 – 3000
	Pas : 50	Pas : 100
Logg	3.0 – 5.0	2.5 – 5.5
	Pas : 0.5	Pas : 0.5
C/O	0.1 – 0.8	0.3, 0.55, 0.7
	Pas : 0.05	
Métallicité	-0.5 – 1	-0.6 – 0.6
	Pas 0.5	Pas : 0.3
$\gamma$	–	1.01, 1.03, 1.05

TABLE 5.8 – Paramètres des grilles de modèles utilisées.

Les deux grilles sont ajustées aux points de données. Les valeurs sont multipliées par le facteur  $F = (R_p/d)^2$  pour obtenir le flux reçu à partir des modèles, avec  $R_p$  le rayon supposé initialement équivalent à  $1 R_{Jup}$  et  $d = 40.87$  pc pour HR 8799 et  $d = 86.2$  pc pour HD 95086 (GAIA COLLABORATION et al., 2023). Différents résultats peuvent être attendus entre les deux modèles. Le traitement de la chimie est assez similaire, cependant, les nuages et la *fingering convection* se traduisent par des différences notables sur la structure thermique qui peut modifier la chimie. Par exemple, pour la même température, les concentrations de CO et  $\text{CH}_4$  seront différentes.

## 4.2 Méthodes d'analyse

**Minimisation du  $\chi^2$ .** Pour chaque modèle, on estime les valeurs photométriques correspondantes à chaque point de données, puis le  $\chi^2$  est mesuré de la même manière que dans la partie 6.1 du chapitre 3. L'équation 5.4 correspond au facteur d'ajustement global du flux, il est équivalent à  $(R_p/d)^2$  avec  $R_p$  le rayon de la planète et  $d$  la distance du système. Comme la distance est déjà prise en compte lorsque les grilles sont ajustées aux données, ce facteur correspond uniquement à  $R_p^2$  et permet de mesurer directement le rayon qui minimise le flux. Les distances

des systèmes sont connues avec une précision suffisante pour justifier que le paramètre  $d$  soit fixé. Le facteur  $F$  est évalué de manière à minimiser le  $\chi^2$  pour chaque modèle. Il correspond à la valeur de  $F$  pour laquelle  $d\chi^2/dF = 0$ . Avec  $S$  les points photométriques observés,  $\sigma_s$  l'incertitude correspondante, et  $M$  le modèle, on peut écrire :

$$F = \frac{\sum_N (S \times M) / \sigma_s^2}{\sum_N M^2 / \sigma_s^2} \quad (5.4)$$

et donc,

$$R = \sqrt{F}. \quad (5.5)$$

Enfin, le  $\chi^2$  vaut :

$$\chi^2 = \sum_{\lambda} \left( \frac{S - R^2 \times M}{\sigma_s} \right)^2. \quad (5.6)$$

Le  $\chi^2$  est mesuré pour tous les spectres de la grille de modèle, et le modèle pour lequel le  $\chi^2$  est minimal correspond à celui qui reproduit le mieux les données. L'incertitude sur le  $\chi^2$  à  $1\sigma$  correspond à un  $\Delta\chi^2 = 2.3, 3.5$  ou  $4.7$  avec respectivement 2, 3 ou 4 degrés de liberté (d'après les tables de valeurs de  $\chi^2$ ). Les modèles dans l'intervalle  $1\sigma$  sont ceux dont :  $\chi^2 < \chi_{min}^2 + \Delta\chi^2$ . En pratique, on évalue le  $\chi^2 - \chi_{min}^2$  dans chaque cas pour mesurer les modèles dont le  $\chi^2$  est dans cet intervalle.

**Méthode bayésienne.** Le *forward modeling* à partir de méthodes bayésiennes permet d'explorer plus finement les grilles de modèles, et d'obtenir des distributions postérieures pour chaque paramètre exploré. Pour cela, j'utilise le code **ForMoSA**<sup>10</sup> (*FORward MOdeling tool for Spectral Analysis*, PETRUS et al., 2020 ; PETRUS et al., 2021) en complément de l'analyse pour vérifier les résultats obtenus à partir du  $\chi^2$ . Le code **ForMoSA** est basé sur du *Nested sampling*, géré par le module Python **nestle**. Il prend en entrée un spectre observé avec les barres d'erreur associées et une grille de spectres synthétiques. En première étape, **ForMoSA** échantillonne les modèles pour qu'ils soient comparables aux données. Puis, la grille de spectres du modèle est interpolée sur la grille de longueur d'onde de l'observation et dégradée à la résolution spectrale de l'instrument qui a acquis les données. Les points de données sont supposés indépendants dans les spectres observés, et la vraisemblance est dérivée de la valeur de  $\chi^2$ . **ForMoSA** fournit les distributions postérieures pour chaque paramètre atmosphérique de la grille.

### 4.3 Caractérisation des planètes

#### 4.3.1 Planètes du système HR 8799

**Données et modèles.** Dans le cas de l'analyse des planètes HR 8799, nous nous intéressons uniquement aux points photométriques pour évaluer l'apport des données en IR moyen. Dans les deux grilles, le rapport C/O et la métallicité sont fixés aux valeurs solaires. En utilisant uniquement des points photométriques, nous ne nous attendons pas à avoir une précision nécessaire

10. **ForMoSA** : [pypi.org/project/ForMoSA](https://pypi.org/project/ForMoSA).



pour évaluer de manière fiable le rapport C/O et la métallicité. Nous parcourons deux sous-grilles : la grille ATMO avec 483 spectres modèles et la grille Exo-REM avec 165 modèles. En addition des points photométriques MIRI, nous utilisons les valeurs photométriques répertoriées dans BONNEFOY et al. (2016). Il s’agit d’une combinaison de valeurs provenant de plusieurs instruments répertoriés dans le tableau 5.9.

Instrument / Filtre	$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	Flux ( $\times 10^{-17}$ W/m <sup>2</sup> / $\mu\text{m}$ )				Refs
		Planète b	Planète c	Planète d	Planète e	
z – Subaru	1.02	1.80 $\pm$ 0.42	–	–	–	1
SPHERE – IRDIS J	1.245	3.86 $\pm$ 0.37	11.4 $\pm$ 1.61	11.5 $\pm$ 3.37	13.7 $\pm$ 2.50	2
SPHERE – H2	1.593	7.59 $\pm$ 0.99	18.9 $\pm$ 2.45	20.2 $\pm$ 3.08	22.3 $\pm$ 3.90	2
Keck – CH <sub>4,S</sub>	1.5923	6.14 $\pm$ 0.89	14.4 $\pm$ 2.76	17.7 $\pm$ 4.27	–	3
LBTAO/PICES – H	1.633	6.61 $\pm$ 0.75	15.5 $\pm$ 2.57	14.5 $\pm$ 2.65	19.97 $\pm$ 3.66	4
SPHERE – H3	1.667	8.51 $\pm$ 0.87	21.4 $\pm$ 2.42	20.0 $\pm$ 2.92	23.4 $\pm$ 4.27	2
Keck – CH <sub>4,L</sub>	1.6809	6.64 $\pm$ 1.01	16.5 $\pm$ 3.16	8.92 $\pm$ 1.70	–	3
Keck – He I B	2.0563	3.62 $\pm$ 0.30	–	–	–	5
SPHERE –K1	2.11	6.31 $\pm$ 0.47	15.3 $\pm$ 1.14	15.14 $\pm$ 1.23	16.29 $\pm$ 1.66	2
Keck – H <sub>2</sub> ( $\nu = 1 - 0$ )	2.1281	6.04 $\pm$ 0.44	–	–	–	5
Keck – NIRC2 Ks	2.146	6.23 $\pm$ 0.44	14.5 $\pm$ 1.12	14.80 $\pm$ 1.55	18.3 $\pm$ 3.86	3
Keck – NIRC2 Br $\gamma$	2.1686	6.36 $\pm$ 0.46	–	–	–	5
SPHERE – K2	2.251	5.83 $\pm$ 0.55	16.2 $\pm$ 1.44	16.51 $\pm$ 1.68	16.82 $\pm$ 1.83	2
LBTI/LMIRCam 1	3.04	–	8.08 $\pm$ 1.20	8.08 $\pm$ 1.60	–	6
LBTI/LMIRCam 2	3.16	–	6.76 $\pm$ 1.37	7.76 $\pm$ 0.77	–	6
Keck - H <sub>2</sub> ( $\nu = 2 - 1$ )	2.2622	4.82 $\pm$ 0.39	–	–	–	5
LBTAO/LMIRCam	3.31	2.63 $\pm$ 0.25	6.62 $\pm$ 0.70	7.95 $\pm$ 0.99	7.95 $\pm$ 1.40	4
LBTI/LMIRCam 3	3.31	–	6.78 $\pm$ 1.00	7.95 $\pm$ 0.77	–	6
LBTI/LMIRCam 4	3.46	–	8.70 $\pm$ 1.29	8.70 $\pm$ 1.46	–	6
LBTI/LMIRCam 5	3.59	–	9.05 $\pm$ 1.34	9.48 $\pm$ 1.22	–	6
Keck NIRC2 L’	3.776	2.83 $\pm$ 0.25	6.24 $\pm$ 0.48	7.24 $\pm$ 0.58	7.31 $\pm$ 0.77	7
LBTI/LMIRCam 6	3.78	–	7.35 $\pm$ 1.09	7.69 $\pm$ 0.99	–	6
NACO – M’	4.051	4.13 $\pm$ 0.63	9.03 $\pm$ 0.69	9.91 $\pm$ 1.20	11.37 $\pm$ 1.91	7
Keck – NIRC2 M’	4.67	0.77 $\pm$ 0.19	1.98 $\pm$ 0.27	2.81 $\pm$ 0.77	–	8

TABLE 5.9 – Photométrie en IR proche des planètes du système HR 8799. Références : (1) CURRIE et al., 2011, (2) ZURLO et al., 2016, (3) MAROIS et al., 2008, (4) SKEMER et al., 2012, (5) BARMAN et al., 2011a, (6) SKEMER et al., 2014, (7) CURRIE et al., 2014, (8) GALICHER et al., 2011.

**Minimisation du  $\chi^2$ .** Pour chaque modèle des grilles ATMO et Exo-REM, le  $\chi^2$  est mesuré. Les graphiques de la figure 5.14 présentent les meilleurs ajustements pour toutes les planètes du système. Toutes les valeurs sont répertoriées dans le tableau 5.10. Les points à 15.5  $\mu\text{m}$  correspondent à des limites supérieures du flux et ne sont pas prises en compte dans l’ajustement des modèles sur les données, excepté pour la planète b. La même analyse est réalisée en se concentrant uniquement sur les points photométriques en IR proche pour comparaison (lignes en pointillées sur les figures). Pour les planètes c, d, et e, les paramètres atmosphériques des modèles qui minimisent le  $\chi^2$  sont très similaires dans les deux cas : l’ajout des points en

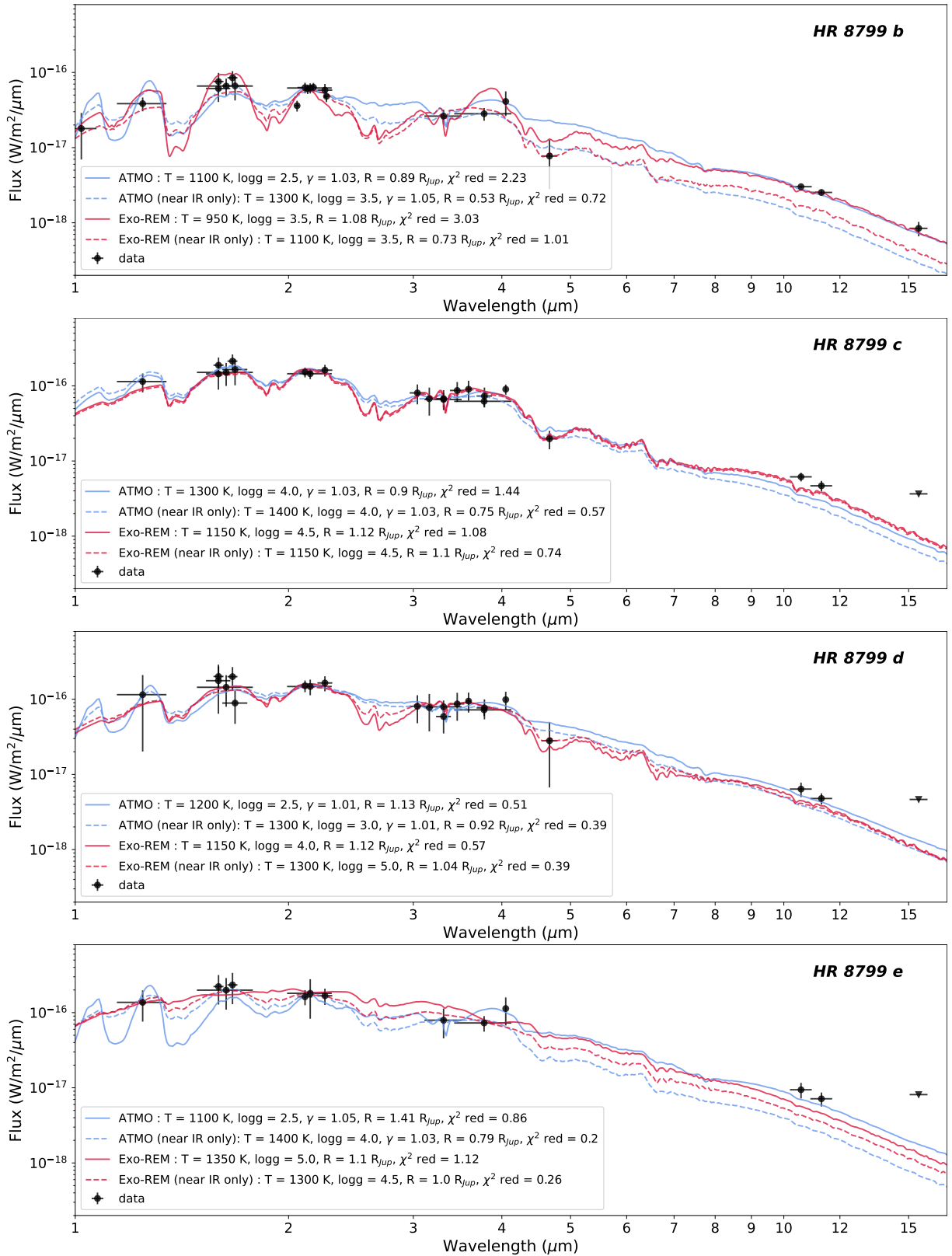


FIGURE 5.14 – Données photométriques des planètes HR 8799 superposées aux modèles Exo-REM (rouge) et ATMO (bleu) pour lesquels le  $\chi^2$  est minimal.

IR moyen n'aident pas à contraindre les paramètres des modèles atmosphériques. De plus, les modèles ne reproduisent pas parfaitement les flux mesurés à ces longueurs d'ondes. Cependant, dans le cas de la planète b, la température mesurée est plus faible et le rayon de la planète est plus élevé lorsque les valeurs mesurées avec MIRI sont prises en compte. Les points MIRI sont bien reproduits par le modèle et les rayons mesurés sont plus proches de ceux des modèles d'évolution. Les faibles valeurs de rayons ( $\sim 0.5 - 0.7 R_{Jup}$ ) ne sont physiquement pas réalistes pour des planètes géantes et massives (FORTNEY et al., 2007). Par conséquence, l'IR moyen permet de contraindre le rayon et la température de HR 8799 b avec une meilleure précision. De manière générale, pour toutes les planètes, les températures mesurées sont plus faibles et donc les valeurs de rayons plus élevés lorsque les données en IR moyen sont prises en compte. Cependant, les valeurs de rayon mesurées restent toujours plus faibles que celles attendues par les modèles d'évolution (en supposant les masses de 5–10  $M_{Jup}$  admises pour ces planètes). Par ailleurs, les valeurs de  $\log g$  sont parfois irréalistes pour des planètes géantes gazeuses. Les valeurs attendues sont de l'ordre de  $\log g \sim 4.0$ . Les masses peuvent être calculées telles que  $M_P = gR_P^2/G$  avec  $G$  la constant gravitationnelle. Cependant, dans ce cas, comme  $\log g$  n'est pas contraint les valeurs de masses ne peuvent être mesurées avec précision. En effet, il est compliqué de contraindre ce paramètre avec uniquement des points photométriques puisqu'il impacte la forme des raies spectrales plutôt que la forme globale de la SED.

Planètes	Modèle	$\chi^2$			
		T (K)	Logg	$\gamma$	$R_P$ ( $R_{Jup}$ )
HR 8788 b	Exo-REM	950	3.5	–	1.08
	ATMO	1100	2.5	1.03	0.89
HR 8788 c	Exo-REM	1150	4.5	–	1.12
	ATMO	1300	4.0	1.03	0.90
HR 8788 d	Exo-REM	1150	4.0	–	1.12
	ATMO	1200	2.5	1.01	1.13
HR 8788 e	Exo-REM	1350	5.0	–	1.1
	ATMO	1100	2.5	1.05	1.41

TABLE 5.10 – Valeurs des paramètres atmosphériques obtenues pour chaque planète du système HR 8799 par minimisation du  $\chi^2$  (avec les valeurs photométriques en IR proche et IR moyen).

**Incertitude sur ces résultats.** En mesurant le  $\Delta\chi^2$ , nous pouvons identifier le nombre de modèles dans l'intervalle  $\pm 1\sigma$ . Par exemple, pour la planète b, on retrouve 3 modèles de la grille ATMO dans cet intervalle dont leurs valeurs sont toutes entre  $T = 1000 - 1100$  K, avec une gravité de surface  $\log g = 2.5$ , le paramètre  $\gamma$  entre 1.01 et 1.05 et des valeurs de rayons entre 0.88 et 1.01  $R_{Jup}$  (dégénérées avec la température). Avec les modèles Exo-REM, seulement un modèle est dans cet intervalle. Cependant, sans prendre en compte les valeurs en IR moyen, 29 modèles pour ATMO et 5 avec ExoREM correspondent à  $\pm 1\sigma$  : l'ajout des valeurs MIRI réduit considérablement le nombre de modèles fiables. La même tendance est observée pour les autres planètes.

**Méthode bayésienne.** Nous poursuivons l'étude par une analyse bayésienne avec ForMoSA. Les *priors* pour chaque paramètre sont indiqués dans le tableau 5.11, il s'agit de distributions

uniformes bornées par les limites de la grille. Même si la grille ATMO contient des modèles à des températures supérieures 2000 K et Exo-REM inférieures 800 K, nous limitons l'analyse à l'intervalle joint entre les deux grilles. Le rayon est aussi défini avec un *prior* uniforme entre 0 et 3 et la distance du système est fixée. Le C/O et la métallicité sont fixés aux valeurs solaires. La procédure de *nestle sampling* est lancée avec 1000 points.

Paramètres	<i>Priors</i>
Température (K)	800 – 2000
Logg	2.5 – 5.5
$\gamma$ (ATMO uniquement)	1.01 – 1.05
Rayon ( $R_{Jup}$ )	0 – 3

TABLE 5.11 – *Priors* de chaque paramètre atmosphérique des grilles. Les distributions sont uniformes avec les limites indiquées dans le tableau.

Les résultats avec ForMoSA confirment les tendances observées en mesurant le  $\chi^2$ , même si l'analyse avec le  $\chi^2$  donne des rayons un peu plus élevés (et donc des températures plus faibles). Les valeurs obtenues pour chaque paramètre atmosphérique de chaque planète sont répertoriées dans le tableau 5.12 en ajustant les modèles sur tout le domaine spectral. Les masses dérivées sont ajoutées, quelques valeurs sont aberrantes puisque les valeurs de logg sont mal contraintes. Sinon, les valeurs sont globalement inférieures (dues aux rayons faibles mesurés) ou en accord avec les valeurs de masses mesurées précédemment pour ces planètes.

Planètes	Modèle	ForMoSA				
		T (K)	Logg	$\gamma$	R ( $R_{Jup}$ )	M ( $M_{Jup}$ )
HR 8788 b	Exo-REM	1002 <sup>+7</sup> <sub>-136</sub>	4.29 <sup>+0.08</sup> <sub>-0.80</sub>	–	0.92 <sup>+0.19</sup> <sub>-0.03</sub>	6.4 <sup>+3.15</sup> <sub>-5.54</sub>
	ATMO	1191 <sup>+27</sup> <sub>-24</sub>	2.89 <sup>+0.25</sup> <sub>-0.16</sub>	1.04 <sup>+0.01</sup> <sub>-0.01</sub>	0.68 <sup>+0.03</sup> <sub>-0.03</sub>	0.14 <sup>+0.05</sup> <sub>-0.03</sub>
HR 8788 c	Exo-REM	1269 <sup>+84</sup> <sub>-50</sub>	4.40 <sup>+0.23</sup> <sub>-0.25</sub>	–	0.88 <sup>+0.04</sup> <sub>-0.04</sub>	7.54 <sup>+2.42</sup> <sub>-2.57</sub>
	ATMO	1345 <sup>+42</sup> <sub>-34</sub>	4.25 <sup>+0.19</sup> <sub>-0.25</sub>	1.03 <sup>+0.01</sup> <sub>-0.01</sub>	0.82 <sup>+0.05</sup> <sub>-0.05</sub>	4.64 <sup>+1.45</sup> <sub>-1.72</sub>
HR 8788 d	Exo-REM	1210 <sup>+117</sup> <sub>-21</sub>	3.87 <sup>+0.54</sup> <sub>-0.32</sub>	–	0.94 <sup>+0.06</sup> <sub>-0.08</sub>	2.54 <sup>+1.7</sup> <sub>-1.24</sub>
	ATMO	1304 <sup>+41</sup> <sub>-40</sub>	2.78 <sup>+0.37</sup> <sub>-0.19</sub>	1.02 <sup>+0.01</sup> <sub>-0.01</sub>	0.91 <sup>+0.07</sup> <sub>-0.06</sub>	0.19 <sup>+0.1</sup> <sub>-0.06</sub>
HR 8788 e	Exo-REM	1340 <sup>+50</sup> <sub>-62</sub>	4.35 <sup>+0.65</sup> <sub>-0.92</sub>	–	0.91 <sup>+0.06</sup> <sub>-0.07</sub>	7.19 <sup>+5.62</sup> <sub>-7.72</sub>
	ATMO	1368 <sup>+90</sup> <sub>-84</sub>	3.68 <sup>+0.62</sup> <sub>-0.70</sub>	1.03 <sup>+0.01</sup> <sub>-0.01</sub>	0.85 <sup>+0.13</sup> <sub>-0.10</sub>	1.34 <sup>+1.24</sup> <sub>-1.25</sub>

TABLE 5.12 – Valeurs des paramètres atmosphériques obtenues pour chaque planète du système HR 8799 avec ForMoSA.

Un exemple est présenté sur la figure 5.15, il s'agit du meilleur ajustement obtenu avec la grille de modèle ATMO pour la planète HR 8799 b. Le *corner plot* (figure 5.16) présente la projection 2D de la matrice de covariance de la distribution des postérieurs pour l'ensemble des paramètres. La distribution de la métallicité et du rapport C/O sont uniformes et constantes, puisque ces deux paramètres sont fixes en entrée de ForMoSA.

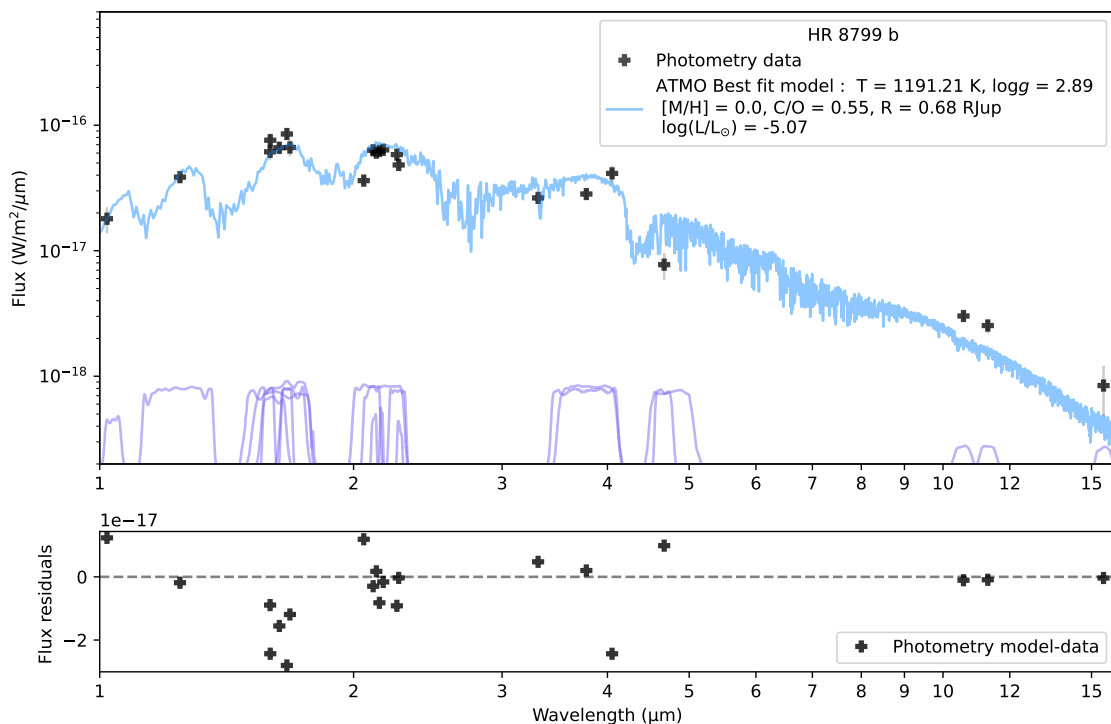


FIGURE 5.15 – Meilleur ajustement du modèle ATMO mesuré avec ForMoSA (bleu) avec les points photométriques de 1 à 15.5  $\mu m$  pour la planète HR 8799 b (noir). Les filtres photométriques sont représentés en violet.

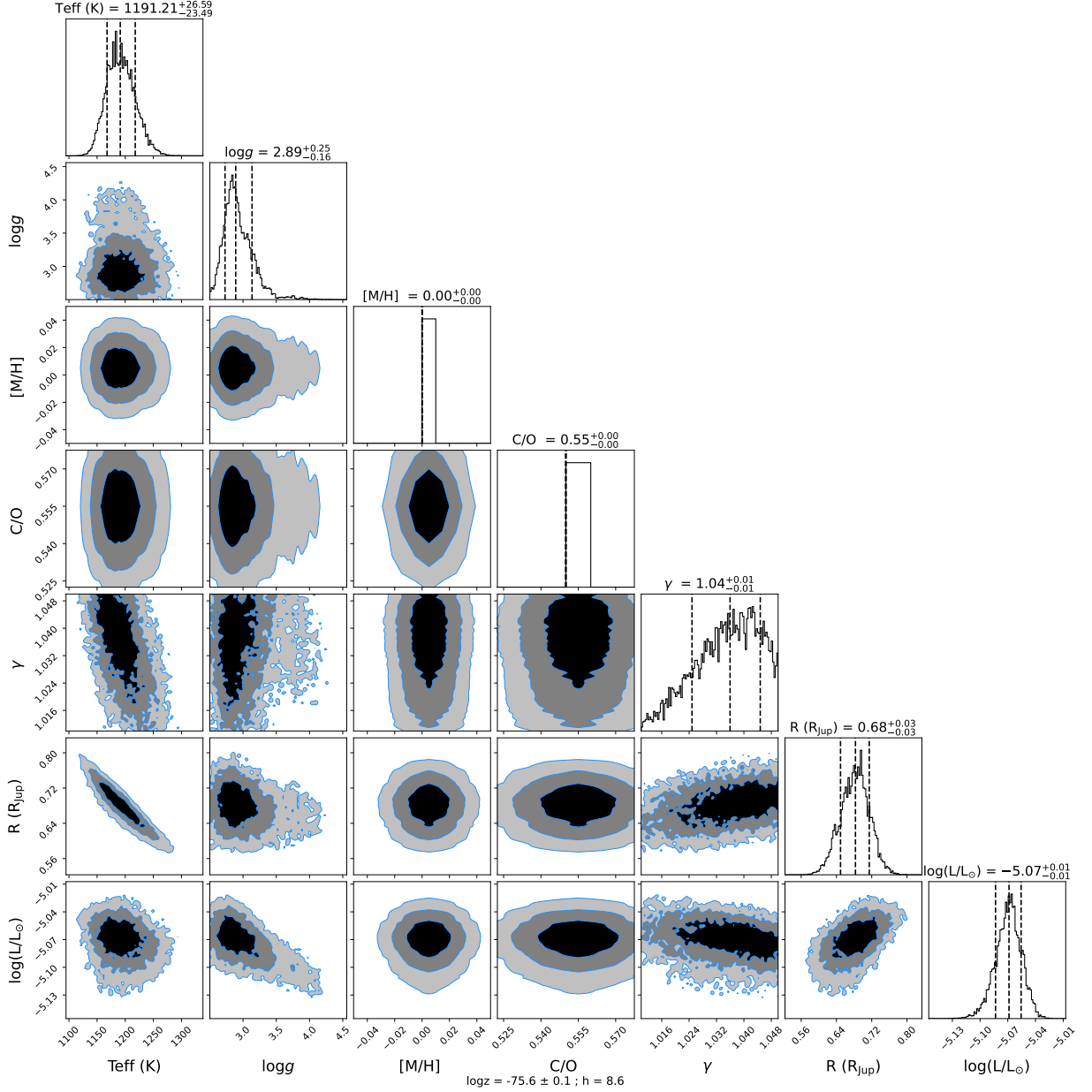


FIGURE 5.16 – Distribution postérieure de chaque paramètre atmosphérique obtenue avec ForMoSA à partir d’une grille de modèles ATMO pour la planète HR 8799 b.

### 4.3.2 HD 95086 b

**Données en IR proche.** La planète HD 95086 b est caractérisée en ajoutant les points photométriques en IR proche obtenus avec SPHERE dans la bande K et NACO dans la bande L (RAMEAU et al., 2013c ; RAMEAU et al., 2013b), ainsi que les spectres SPHERE/IFS (DESGRANGE et al., 2022) et Gemini/GPI (DE ROSA et al., 2016). Les valeurs de contrastes sont converties en unités de flux physiques en se basant sur le modèle stellaire théorique de HD 95086 A exactement comme dans la partie 3.3. L’étude à partir des données en IR proche met en évidence deux hypothèses pour expliquer les couleurs IR très rouge de la planète : une gamme de solutions à haute température (1400–1600 K) avec un CPD autour de la planète et une extinction impor-

tante  $A_v > 10$  mag ; ou une atmosphère de métallicité super-solaire avec des températures plus basses (800–1300 K) et une extinction faible à moyenne  $A_v < 10$  mag (DESGRANGE et al., 2022). L’ajout des valeurs photométriques en IR moyen devraient nous permettre de conclure sur les paramètres atmosphériques de HD 95086 b.

**Minimisation du  $\chi^2$ .** L’analyse est effectuée avec les deux modèles atmosphériques : Exo-REM et ATMO, toujours avec le rapport C/O fixé. Nous avons ajouté les spectres en proche IR à basse résolution, il est donc plus pertinent de garder la métallicité comme un paramètre libre (contrairement aux planètes du système HR 8799 pour lesquels nous avons que des points photométriques). La métallicité est un des paramètres qui diffèrent selon les deux hypothèses, il est donc intéressant de l’évaluer également. Nous parcourons deux sous-grilles de modèles : la grille ATMO avec 1449 spectres et la grille Exo-REM avec 660 spectres. L’analyse avec la minimisation du  $\chi^2$  est présentée sur la figure 5.17. Ces premiers résultats tendent vers des températures  $\sim 1000$ – $1100$  K et des métallicités super-solaires, dont les valeurs correspondent aux limites supérieures de la grille. De même que pour les planètes du système HR 8799, la gravité de surface n’est pas contrainte, les valeurs obtenues sont trop faibles et irréalistes. Avec uniquement les valeurs en IR proche, la température est beaucoup plus faible et le rayon est beaucoup plus élevé. Les points MIRI permettent déjà de converger vers des valeurs plus réalistes (d’après les modèles d’évolution) et vers l’une des deux hypothèses émises avec l’analyse en IR proche : celle avec la température plus faible et une métallicité super-solaire.

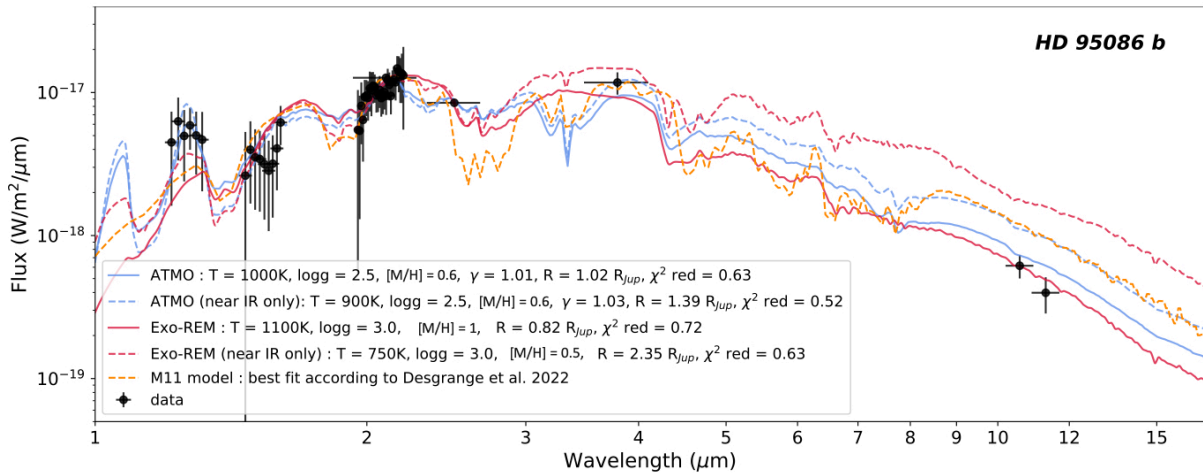


FIGURE 5.17 – Données photométriques et spectroscopiques de HD 95086 b (noir), modèles Exo-REM (rouge) et ATMO (bleu) pour lesquels le  $\chi^2$  est minimal. Le modèle M11 MADHUSUDHAN et al., 2011 (orange) correspond à un modèle sans atténuation, avec  $T = 800$  K,  $\log g = 4.0$ , et  $R = 1.6 R_{Jup}$ , et  $[M/H] = 1$ . Il est identifié comme un des modèles ajustant le mieux les données en IR proche dans DESGRANGE et al. (2022).

**Poursuite d’analyse.** L’analyse atmosphérique de HD 95086 b nécessite d’être poursuivie pour confirmer les valeurs de ces paramètres et converger définitivement vers l’une des hypothèses. Dans un premier temps, nous allons ajouter le facteur  $A_v$  pour prendre un compte l’éventuelle extinction due à de la poussière. Des modèles de CPD peuvent aussi être ajoutés, afin d’évaluer

si les données en IR moyen permettent de conclure sur l'éventuelle présence d'un CPD. Nous allons poursuivre cette analyse également avec ForMoSA pour obtenir une caractérisation plus précise et estimer les distributions postérieures sur les paramètres, ainsi que les dégénérescences éventuelles entre eux. L'étude des données en IR proche n'est pas suffisante pour déterminer où se trouvent les poussières, que ce soit dans la haute atmosphère (la métallicité super-solaire favorisant la formation de nuages) ou autour de la planète (forte extinction circumplanétaire). Par conséquent, un CPD, une métallicité super-solaire ou une contribution des deux pourraient justifier la forme du spectre (DESGRANGE et al., 2022). Comme les CPD sont brillants en IR moyen, alors que HD 85086 b est faible à ses longueurs d'onde, la présence d'un CPD semble peu probable. La faible luminosité à ces longueurs d'onde de la planète s'explique probablement plus par la présence de nuages, telles que des nuages de silicates. Enfin, il serait intéressant de tester différentes grilles de modèles. Nous remarquons déjà que les meilleurs ajustements avec plusieurs modèles dans DESGRANGE et al. (2022) diffèrent en infrarouge moyen. Leurs principales différences proviennent de la prescription des nuages, des opacités et de la poussière prise en compte.

## 5 Conclusion et perspectives

Dans ce chapitre, j'ai présenté l'analyse de deux systèmes exoplanétaires observées avec les coronographes de MIRI. Après avoir obtenu une réduction optimisée des images, le flux des planètes est extrait pour caractériser leur atmosphère. Ces premiers programmes d'observation nous permettent de dévoiler les systèmes imagés en IR moyen et de mettre en évidence les perspectives des observations à ces longueurs d'onde avec le JWST.

**Soustraction des résidus stellaires.** Dans un premier temps, nous remarquons que pour les systèmes contenant des planètes brillantes ou des disques internes, la combinaison linéaire et le PCA ne sont pas efficaces pour dévoiler les planètes. Ces méthodes ont tendance à surestimer le flux de l'étoile de référence en reconstruisant son image de manière optimisée. Il est donc nécessaire de masquer les différents objets avant d'estimer la référence, ou d'effectuer la minimisation dans une zone précise. Dans certains cas, utiliser une seule référence remise à l'échelle pour minimiser les différences entre les données et la référence donne un meilleur résultat que lorsqu'elles sont toutes utilisées. Pour les cibles qui n'ont pas de disques internes, ou d'objets qui viennent perturber l'estimation de la référence de manière générale, le PCA et la combinaison linéaire sont les méthodes les plus performantes (comme dans le cas du système HIP 65426). Les observations d'étoiles de références sont toutes publiques et disponibles sur MAST. Même si la plupart des programmes d'observation contiennent des observations d'une référence associée, la construction d'une librairie de références permettrait d'optimiser le choix des références selon les cibles. Néanmoins, les résultats sur HR 8799 ne présentent pas de meilleures réductions en utilisant une librairie avec les références disponibles (Boccaletti et al., *subm*) : ainsi, il serait nécessaire d'avoir une plus vaste librairie de références afin qu'elle apporte réellement une amélioration sur les résultats. Pour conclure, la méthode de soustraction la plus efficace dépend de



l'architecture des systèmes : il est nécessaire de tester plusieurs algorithmes, plusieurs formes et tailles de régions dans laquelle minimiser les résidus de la soustraction entre les données et l'image de l'étoile de référence. Les images MIRI sont les premières obtenues à ces longueurs d'onde : au cours des prochaines années, nous pouvons espérer atteindre une meilleure connaissance de l'instrument, obtenir plus d'observations d'étoiles pour construire une librairie variée, et surtout une avancée dans le développement des algorithmes pour soustraire les résidus stellaires tout en tenant compte des objets d'arrière-plan et disques brillants en IR moyen.

**Disque interne.** Les disques internes sont imagés pour la première fois, confirmant les prédictions à partir de l'étude de la SED des étoiles. Grâce à des simulations, nous avons pu confirmer que le disque interne de HR 8799 est responsable de l'émission observée près du centre du coronographe (Boccaletti et al., *subm*). Les disques de débris identifiés dans les images de HD 95086 seront analysés selon les mêmes méthodes. Ces observations apportent également des informations intéressantes pour la caractérisation des disques, et donc de l'architecture des systèmes dans leur globalité. Nous remarquons une asymétrie visible sur le disque interne de HD 95086. Deux hypothèses peuvent être émises : soit cette asymétrie est physique et réellement présente dans le disque, soit il s'agit d'un artefact dû à la réduction des données. Il est plus probable que la réduction de données soit à l'origine de l'asymétrie observée. En effet, on observe des variations de la forme du disque interne selon la méthode de soustraction (voire même, on peut obtenir une non-détection). L'émission du disque est visible à une séparation très proche du centre du coronographe à  $\sim 1 \lambda/D$ . À cette séparation, la diffraction est importante et impacte le RDI. Par ailleurs, la géométrie des disques internes n'a jamais été observée auparavant. Il faudrait pouvoir observer un échantillon plus large de disques internes pour mieux comprendre si les structures observées peuvent être physiques ou si elles dépendent uniquement des méthodes d'analyse des données. On peut s'attendre à ce qu'un objet massif, tel qu'une planète, perturbe gravitationnellement le disque, entraînant des asymétries visibles. Les effets dynamiques peuvent sculpter les parties internes ou externes des disques, comme cela est observé en IR proche avec SPHERE et sub-millimétrique avec ALMA et prouvé avec des modèles dynamiques de disques. À partir des observations MIRI, il est plus difficile de comparer les images à des modèles. Les signatures en IR moyen des perturbations gravitationnelles des planètes sur les disques internes n'ont jamais été observées à ces longueurs d'onde auparavant. De nouveau, MIRI ouvre une nouvelle fenêtre d'observation sur les systèmes planétaires. Dans la suite, il faudra évaluer, à partir de simulations, s'il est possible d'étudier ces aspects, comme les asymétries et la composition des disques internes, grâce à des observations MIRI.

**Caractérisation atmosphérique des planètes.** Le début de l'analyse atmosphérique à partir des premières observations avec MIRI montre que l'IR moyen n'apporte pas forcément de contraintes fortes en complément des données IR proche. Dans un premier temps, l'idée était uniquement d'apporter une manière indépendante de mesurer le rayon et la température pour que la caractérisation soit meilleure lorsque ces données sont combinées à celles en IR proche. Nous avons vu que dans le cas des planètes HR 8799 c, d et e, les valeurs de flux obtenues avec

MIRI n'apportent pas d'informations supplémentaires sur la caractérisation de ces planètes. Cependant, dans le cas de HR 8799 b et HD 95086 b, les valeurs photométriques de MIRI permettent de mieux contraindre le rayon et la température de la planète. Nous obtenons des valeurs pour les planètes du système HR 8799 globalement en accord avec les études précédentes concernant les propriétés des planètes de ce système. Les résultats préliminaires de l'analyse atmosphérique de HD 95086 b indiquent des valeurs en accord avec l'une de deux hypothèses présentées sur l'analyse des données en infrarouge proche. Les ajustements avec les modèles atmosphériques donnent parfois des résultats non-physiques ou en désaccord avec les modèles d'évolutions (valeurs de gravité de surfaces, valeurs de rayons faibles). Il est probable que les incertitudes sur les valeurs en IR proche soient trop optimistes et biaisent en partie cette analyse en ajoutant les valeurs en IR moyen. Les observations d'autres systèmes exoplanétaires avec MIRI permettront de vérifier ces tendances, en particulier l'impact des barres d'erreurs pour la comparaison de données photométriques multi-instruments. En conclusion, l'IR moyen apporte des estimations indépendantes de la température et du rayon d'une planète, mais la spectroscopie à ces longueurs d'onde sera nécessaire en complément pour contraindre précisément les paramètres atmosphériques.

**Poursuite des observations.** Comme présenté en introduction (partie 1.2), le programme GTO 1277 contient aussi des observations de GJ 504 et HD 106906. Ces systèmes ont été observés récemment, le 16 mai 2023 pour HD 106906 et le 4 juillet 2023 pour GJ 504. Les planètes détectées dans ces systèmes sont à larges séparations (2.5" et 7.1"), l'analyse est moins limitée par les méthodes de soustraction des résidus de la diffraction de l'étoile. Les flux des planètes peuvent être extraits avec une grande précision. Ces deux planètes ont des températures plus extrêmes : GJ 504 b est le compagnon imagé le plus froid ( $\sim 550$  K) et HD 106906 b est l'un des plus chauds ( $\sim 1800$  K). Ils permettent de couvrir un large domaine de température pour évaluer l'apport des données en IR moyen pour la caractérisation des exoplanètes. En particulier, les modèles prédisent la présence de  $\text{NH}_3$  dans l'atmosphère de GJ 504 b. Nous pourrions tester, pour la première fois, l'intérêt des coronographes de MIRI pour détecter et mesurer l'abondance du  $\text{NH}_3$  dans l'atmosphère d'une exoplanète. Le système HD 106906 contient également un large disque de débris : il s'agit du premier imagé avec les coronographes de MIRI.



# Conclusion et perspectives

Dans ma thèse, je me suis concentrée sur la préparation et l'analyse des premières observations d'exoplanètes en imagerie avec l'instrument MIRI à bord du JWST. La caractérisation en imagerie est accessible avec deux modes d'observation : les coronographes et le MRS. Les coronographes de MIRI ont été développés pour imager des exoplanètes moins massives et plus froides que celles accessibles aux instruments au sol, ainsi que pour la caractérisation en IR moyen des exoplanètes connues. Le MRS de MIRI n'avait pas été conçu pour la caractérisation des exoplanètes. Néanmoins, son large domaine spectral en IR moyen et ses capacités de spectro-imagerie le rendent particulièrement intéressant pour la caractérisation des atmosphères.

## Performances et limites du *molecular mapping* avec le MRS

Des méthodes récentes d'analyse développées sur des données des spectro-imageur au sol s'adaptent parfaitement au MRS. La méthode du *molecular mapping* permet de s'affranchir de la contamination stellaire pour révéler les exoplanètes sans que l'instrument soit équipé d'un coronographe. Comme le confirme notre étude MÂLIN et al. (2023), cette méthode est prometteuse pour détecter et caractériser des exoplanètes en corrélant les données avec des modèles atmosphériques. En particulier, nous avons montré que cette méthode est efficace pour détecter une exoplanète dont la séparation avec l'étoile est supérieure à 0.5" et la caractériser si elle est située au-delà de 1". Notre étude paramétrique montre que le type spectral stellaire (si l'étoile à une température supérieure à 3000 K) n'a que peu d'impact sur les performances, tandis que la température et la luminosité de la planète sont des facteurs limitants. De nombreuses molécules peuvent être détectées : H<sub>2</sub>O, CO, pour les planètes les plus chaudes, et également NH<sub>3</sub>, CH<sub>4</sub>, HCN, PH<sub>3</sub>, CO<sub>2</sub> pour les plus froides en dessous de 1000 K. Plusieurs de ces molécules sont uniquement accessibles à ces longueurs d'onde. L'IR moyen apporte une richesse pour la caractérisation : de nouvelles molécules peuvent être identifiées, la capacité de détecter plusieurs molécules en même temps permet de sonder le déséquilibre chimique. Enfin, l'étendue spectrale permet de mesurer la température et de sonder les structures atmosphériques avec une plus grande précision. Les planètes plus froides de types spectraux T et Y devraient présenter de nombreuses caractéristiques spectrales moléculaires accessibles à ces longueurs d'onde, tandis que les types L sont susceptibles d'avoir des nuages au niveau de la photosphère qui atténuent les caractéristiques spectrales moléculaires. Le *molecular mapping* avec le MRS est d'autant plus pertinent pour la caractérisation des planètes froides inférieures à 1500 K.

Les premières données disponibles avec le MRS ont montré la cohérence avec les simulations MIRISim, dans le cas où les hypothèses sur les objets simulées concordent avec les observations en IR moyen. Notre étude des données de VHS 1256 b s'est révélée prometteuse : le *molecular mapping* permet de suspecter la présence de NH<sub>3</sub> qui n'était pas identifiée par des méthodes standard d'analyse spectrale. L'étude en *molecular mapping* peut alors être complémentaire

d'une étude classique à partir d'un spectre extrait, grâce à la dimension spatiale. Les méthodes de corrélations sont favorables pour la détection de molécules faibles. Nous poursuivons actuellement cette analyse pour confirmer définitivement cette détection et essayer de contraindre l'abondance du  $\text{NH}_3$  à partir de méthodes de corrélation. Il s'agirait de la première détection de  $\text{NH}_3$  dans l'atmosphère d'un compagnon de masse planétaire. Cette détection pourrait également être confirmée en obtenant des données avec un S/N supérieur ou avec d'autres instruments (par exemple, JWST/NIRSpec en IR poche en combinaison avec MIRI et dans le futur ELT/METIS aura la capacité de valider cette détection). Dans le cas de molécules peu abondantes, des détections sont possibles, mais il est attendu qu'elles soient faibles. Pour cela, la qualité de la réduction de données est importante pour les détections de ces molécules. La combinaison de plusieurs bandes spectrales est idéale pour ces faibles détections, comme nous l'avons vu avec le  $\text{NH}_3$  de nouveau suspecté au-dessus de  $11.5 \mu\text{m}$  en combinant toutes les bandes de la channel 3.

Avec ces premières applications, nous avons confirmé que la présence de nuages dans les atmosphères s'avère masquer les détections en *molecular mapping*, comme dans le cas de VHS 1256 b aux longueurs d'onde de la bande d'absorption des silicates. Dans nos simulations, nous n'avons pas pris en compte l'extinction éventuelle due à la poussière ou à des CPDs. Néanmoins, leur présence atténue les signatures spectrales moléculaires à hautes fréquences utilisées dans la corrélation, comme cela avait déjà été démontré pour les protoplanètes du système PDS 70 (CUGNO et al., 2021). Le *molecular mapping* s'annonce moins performant pour les planètes les plus jeunes ( $< 10$  millions d'années), souvent entourées d'une atmosphère poussiéreuse et de disques circumplanétaires. Dans le cas des exoplanètes déjà connues, comme VHS 1256 b, la non-détection en *molecular mapping* peut être tournée en avantage puisqu'elle peut ainsi confirmer la présence de nuages.

Le *molecular mapping* est robuste pour détecter des molécules, mais ne permet pas d'extraire un spectre réel de l'exoplanète observée. Puisque les basses fréquences spectrales sont soustraites pour s'affranchir du flux de l'étoile, des informations sont perdues. Nous avons montré qu'il était difficile de contraindre les paramètres atmosphériques avec uniquement les hautes fréquences spectrales, confirmant les résultats des études précédentes basées sur cette méthode avec les instruments au sol (HOEIJMAKERS et al., 2018 ; PETRUS et al., 2021). Cependant, les paramètres dont les effets sont ancrés dans la forme relative des raies spectrales, comme les abondances relatives (donc le C/O), peuvent être mieux contraints que les autres paramètres. La caractérisation précise à partir des spectres hautes fréquences n'a pas été développée en détail dans cette thèse. Nous avons utilisé une simple méthode de minimisation du  $\chi^2$  entre les spectres d'une grille de modèles et les données. Cependant, il s'agit d'un aspect intéressant à étudier plus en détail : par exemple, des *retrievals* ou du *forward modelling* à partir de méthodes bayésiennes devraient permettre de mieux explorer les grilles atmosphériques, et de mesurer les précisions sur les paramètres atmosphériques mesurés. Les valeurs de corrélation pourraient aussi être utilisées directement dans les mesures de vraisemblance (en remplaçant la fonction de *loglikelihood* utilisée traditionnellement). De plus, cela permettrait de combiner les données à

haute fréquence avec les valeurs photométriques, comme celles obtenues avec les coronographes de MIRI ou avec des données provenant d'instruments au sol. En particulier, les meilleures cibles identifiées à étudier avec le MRS sont toutes observées avec les coronographes de MIRI dans les programmes GTO fournissant des informations photométriques sur les planètes en IR moyen.

La dépendance du *molecular mapping* aux modèles atmosphériques utilisées est importante. Nous avons utilisé uniquement le modèle Exo-REM dans notre étude. Cependant, la comparaison avec les résultats de PATAPIS et al. (2022) basés sur un autre modèle atmosphérique prouve cet aspect : les molécules estimées ne sont pas les mêmes qu'avec nos simulations. La caractérisation à partir des données coronographiques confirment que les paramètres mesurés dépendent des modèles utilisées : en effet, nous n'obtenons pas exactement les mêmes résultats avec Exo-REM et ATMO. Les pré-connaissances obtenues avec les données coronographiques en IR moyen apportent les premières contraintes sur l'atmosphère en IR moyen et ainsi aident à mieux préparer l'analyse en *molecular mapping*.

Le *molecular mapping* peut présenter des fausses détections à faible S/N. Pour cela, nous avons proposé une nouvelle méthode de calcul du S/N expérimentale basée sur les simulations de l'étude paramétrique. Bien qu'elle soit performante dans la plupart des cas, elle bénéficierait d'une étude analytique plus approfondie pour évaluer les variations spatiales de la tâche de corrélation. Dans le cas de VHS 1256 b, les corrélations résiduelles avec le bruit ont des valeurs plus élevées à la position de la planète, ce qui augmente artificiellement la valeur du S/N. Pour éviter ces artefacts, j'ai ajouté une étape pour évaluer les systématiques et les corriger spatialement. Par conséquent, dans le cas de détection avec un faible S/N, il est donc nécessaire de vérifier les fonctions de corrélation croisée en chaque spaxel et la pertinence de chaque détection en s'aidant d'un modèle pour l'interprétation du résultat. Nous avons noté que la forme et la taille de la tâche de corrélation varie d'une molécule à une autre, elle dépend aussi de la contamination stellaire qui peut biaiser l'astrométrie, et le niveau de bruit peut avoir un impact important, comme nous avons pu le voir dans le cas de VHS 1256 b.

La détection des disques internes en coronographie indiquent qu'ils seront aussi visibles aux longueurs d'onde du MRS. Il serait intéressant d'évaluer leur impact sur la détection des molécules dans les atmosphères des exoplanètes. Si leurs signaux spectraux sont bien différents, le *molecular mapping* sera toujours aussi performant. En revanche, il semble vraisemblable qu'ils aient un impact non négligeable et que la méthode nécessite d'être adaptée afin de prendre en compte leur contribution pour des futures analyses. Par ailleurs, de nombreux disques protoplanétaires et disques de débris ont été observés avec le MRS (programme *MIRI midInfrared Disk Survey* MINDS : GTO 1282, PI : T.Henning). Il est probable que des planètes, ou des protoplanètes, soient présentes dans ces systèmes. Il serait alors intéressant d'utiliser les méthodes de corrélation avec des modèles d'atmosphères pour évaluer s'il est possible de les détecter. Les systèmes contenant des disques de débris sont des cibles favorables pour la détection de planètes jeunes et géantes pour lesquelles le *molecular mapping* est efficace. Des méthodes plus sophisti-

quées, en soustrayant les PSF stellaires, et les contributions de disques (à partir de modèles de disque par exemple) combinées au *molecular mapping* devraient fournir un gain significatif en termes de détection, à conditions que les planètes aient des signatures spectrales moléculaires à hautes fréquences pour être visibles.

Les données provenant des spectro-imageurs sur des télescopes au sol peuvent aussi bénéficier du *molecular mapping*. Mis en service fin 2022, l'instrument ERIS sur le VLT est une amélioration de l'instrument SINFONI. Il est équipé de spectro-imageurs à moyenne résolution, ainsi, le *molecular mapping* peut être appliqué sur ces données pour caractériser des compagnons de masse planétaire. En particulier, un des premiers programmes (*Science Verification* 110.257P, PI : M. Bonnefoy) a observé 2M 0437 b, une des planètes les moins massives et parmi les plus jeunes imagées. Dans un futur proche, les instruments de l'ELT : METIS en IR moyen et HARMONI en IR proche vont pouvoir tirer parti de l'utilisation du *molecular mapping* à une échelle spatiale encore plus fine. Le spectro-imageur de METIS sera même équipé d'un coronographe. Les méthodes développées avec le MRS pourront être adaptées pour ces instruments. Toutefois, dans le cas de ces instruments, la contamination des telluriques due à l'atmosphère terrestre peut avoir un impact important et des étapes supplémentaires devront être ajoutées dans la méthode d'analyse.

Notre étude paramétrique, ainsi que nos simulations de systèmes connus, nous ont permis d'identifier les meilleures cibles pour une caractérisation efficace avec le MRS : nous avons obtenu du temps pour observer GJ 504 b pendant le cycle 2. Ce programme mettra en pratique le *molecular mapping*, mais nos objectifs sont multiples. Il s'agit aussi d'un cas d'étude idéal pour continuer le développement d'extraction spectrale à partir de données MRS. Notamment, nous prévoyons de tester l'apport du RDI grâce à l'observation d'une étoile de référence. La combinaison du RDI avec le *molecular mapping* devrait permettre d'atteindre des performances encore meilleures. En conclusion, même si le MRS n'avait pas été conçu pour étudier les exoplanètes, il est aujourd'hui le meilleur instrument disponible pour caractériser les planètes à longue période en IR moyen – et même des planètes transitantes : le programme GO 1633 (PI : D. Deming) a observé le Jupiter chaud HD 18933 b en série temporelle avec le MRS, démontrant de nouvelles capacités de ce mode d'observations !

### **Premiers résultats en coronographie avec MIRI**

Les coronographes de MIRI ont été conçus pour obtenir les premières images en IR moyen des exoplanètes afin de mieux les caractériser. Contrairement aux analyses en *molecular mapping* avec le MRS, les coronographes permettent d'obtenir directement l'émission thermique de la planète. Des points photométriques peuvent être obtenus à 3 longueurs d'ondes : 10.65  $\mu\text{m}$ , 11.40  $\mu\text{m}$  et 15.50  $\mu\text{m}$  pour les planètes  $> 0.3''$ , et éventuellement à 23  $\mu\text{m}$  pour des objets à très large séparation. Les premiers programmes effectués montrent à quel point les observations en infrarouge moyen diffèrent des observations en infrarouge proche, auxquelles les astronomes

ont été habituées, en particulier avec les instruments au sol. Les disques internes des systèmes sont brillants à ces longueurs d’ondes : leur contribution peut être dominante sur les images coronographiques, comme nous avons pu le voir sur les observations des systèmes HR 8799 et HD 95086. Dans ces cas, les méthodes différentielles standards ne sont pas performantes. Pour cela, nous avons optimisé les méthodes de réduction des données pour faire apparaître les planètes, et extraire leur flux dans les images. Une construction de librairie de PSFs apportera une diversité spatiale nécessaire pour des futures observations dont les étoiles de référence ne seront pas forcément observées. Puisqu’il s’agit d’observations spatiales, la stabilité devrait permettre d’obtenir des performances similaires avec ou sans observations de références contenues dans le programme d’observation. Le début de notre analyse de l’atmosphère des cinq planètes observées : HR 8799 b, c, d, e et HD 95086 b indiquent que l’infrarouge moyen semble permettre de mieux contraindre la température, et donc le rayon des planètes. La luminosité bolométrique pourra ainsi être mesurée avec plus de précision : la combinaison des données en IR proche avec celles de MIRI permet de couvrir  $\sim 97\%$  de l’émission des planètes géantes, telle que HIP 65426 b. Ainsi, nous avons montré qu’il est possible de commencer à restreindre les paramètres parmi les hypothèses identifiées avec les données en IR proche uniquement, comme pour HD 95086 b. Finalement, les valeurs photométriques ne semblent pas suffisantes pour caractériser en détail les atmosphères et la spectroscopie de ces planètes sera essentielle. Le MRS est ainsi un instrument pertinent pour une poursuite d’observations de ces planètes géantes, bien qu’elles ne soient pas toutes observables actuellement avec le MRS.

Les futures observations coronographiques d’exoplanètes bénéficieront d’une modélisation des disques internes imagées dans les systèmes. D’une part, pour les étudier plus en détail, et d’une autre, pour retirer leur contribution pour mieux étudier les exoplanètes contenues dans les systèmes comprenant des disques. Les limites de détection en coronographie ont été évaluées à partir de simulations, mais peu à partir des données sur le ciel. Une étude supplémentaire serait pertinente pour connaître avec précision les limites de contrastes et de séparation atteignables à chaque longueur d’onde. Quelques programmes d’observations promettent des détections de planètes et protoplanètes en imagerie : des planètes non accessibles avec des instruments au sol, détectées en vitesses radiales (par exemple, GO 2243, PI : E. Matthews, observations de  $\epsilon$  Ind b) ou supposées par la structure des disques (par exemple, le GO 3254, PI : M. Benisty, a pour objectif d’imager 4 candidats protoplanètes enfouies dans des disques protoplanétaires) Des planètes détectées avec les coronographes de MIRI pourront être des cibles pertinentes pour les étudier avec une plus grande résolution spectrale avec le MRS. Connaître les limites de détections permettrait d’identifier davantage de cibles potentielles. La détection de protoplanètes est particulièrement intéressante pour étudier la formation des jeunes systèmes planétaires.

En conclusion, ma thèse présente les prémices de l’imagerie directe des exoplanètes en IR moyen avec le JWST. Le MRS et les coronographes sont des instruments très complémentaires dont les performances sont très prometteuses pour dévoiler les compositions et propriétés des atmosphères des planètes géantes gazeuses à longues périodes.





# Annexes

## 1 Simulations et cartes de corrélations pour chaque système

Les figures suivantes représentent les cartes de corrélation pour chaque système simulées dans le chapitre 3 et détaillé dans la partie 5.

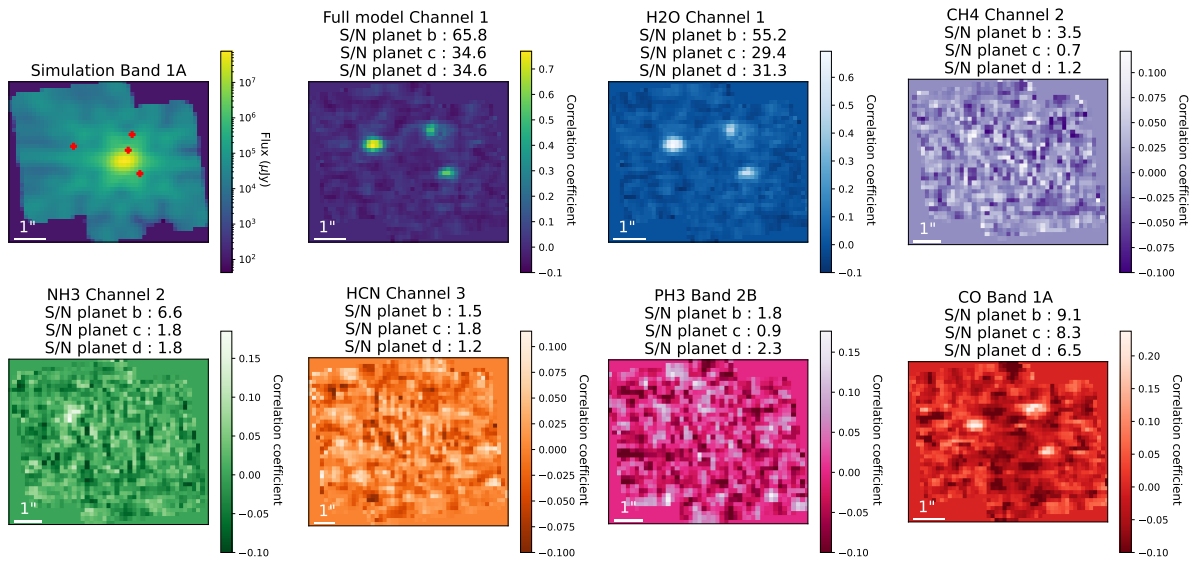


FIGURE 5.18 – Simulation et carte de corrélation du système HR 8799.

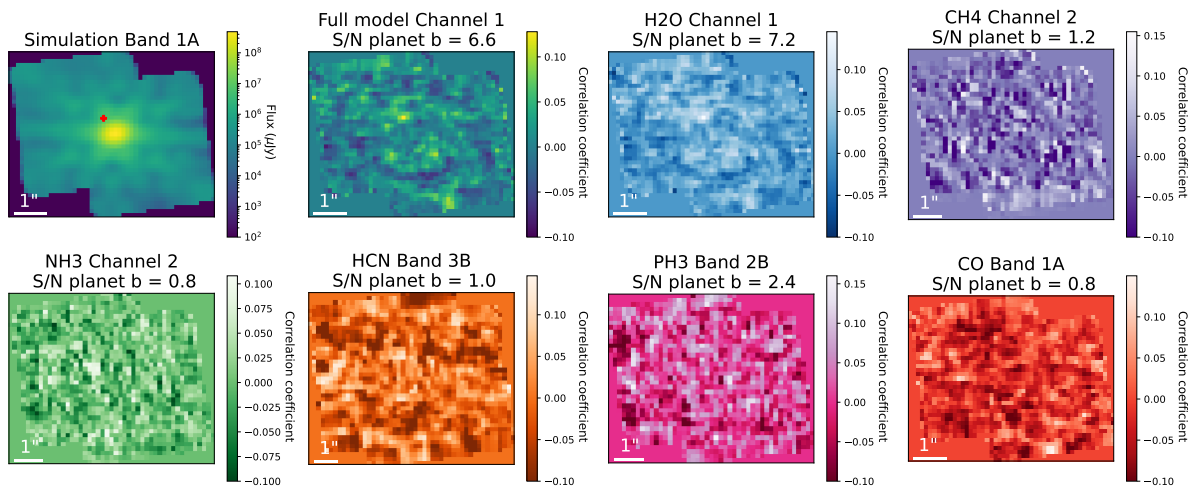


FIGURE 5.19 – Simulation et carte de corrélation du système  $\beta$  Pictoris.

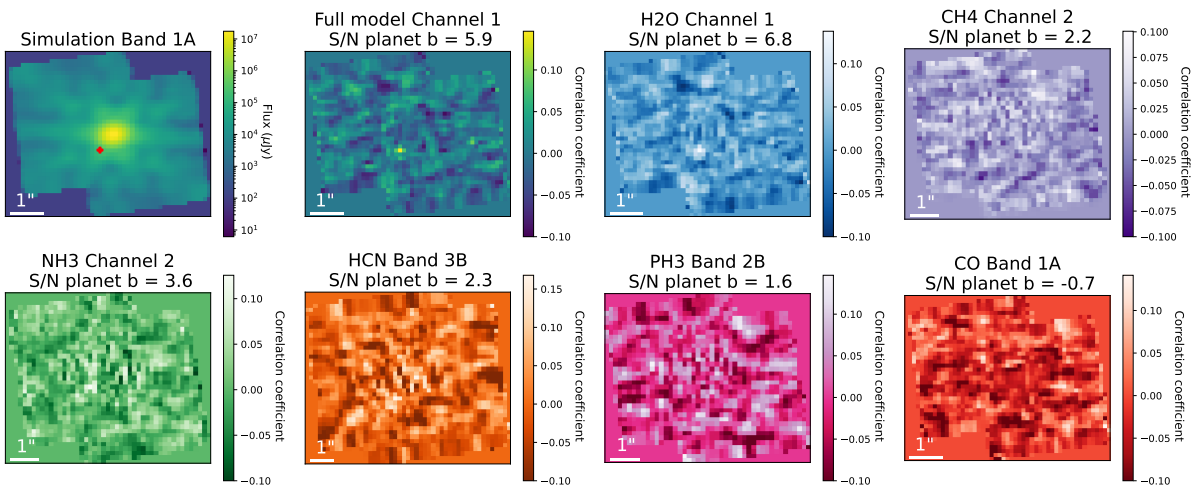


FIGURE 5.20 – Simulation et carte de corrélation du système HD 95086 à 800 K.

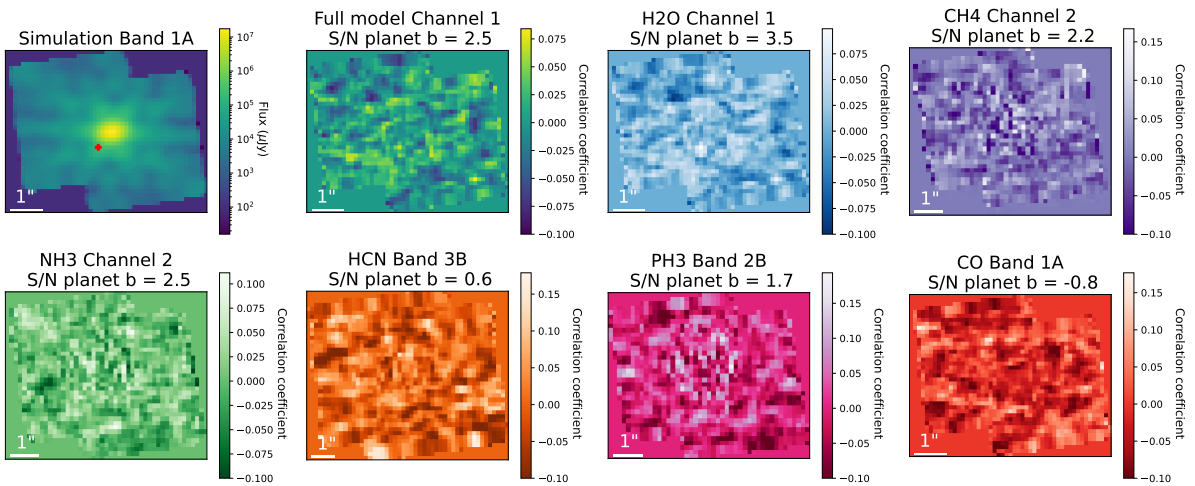


FIGURE 5.21 – Simulation et carte de corrélation du système HD 95086 à 1400 K.

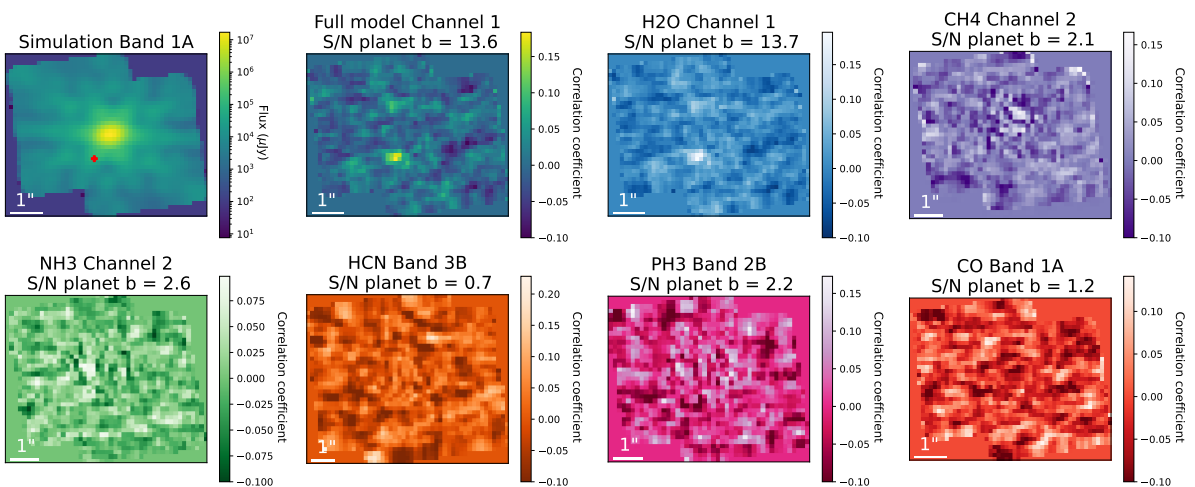


FIGURE 5.22 – Simulation et carte de corrélation du système HIP 65426.

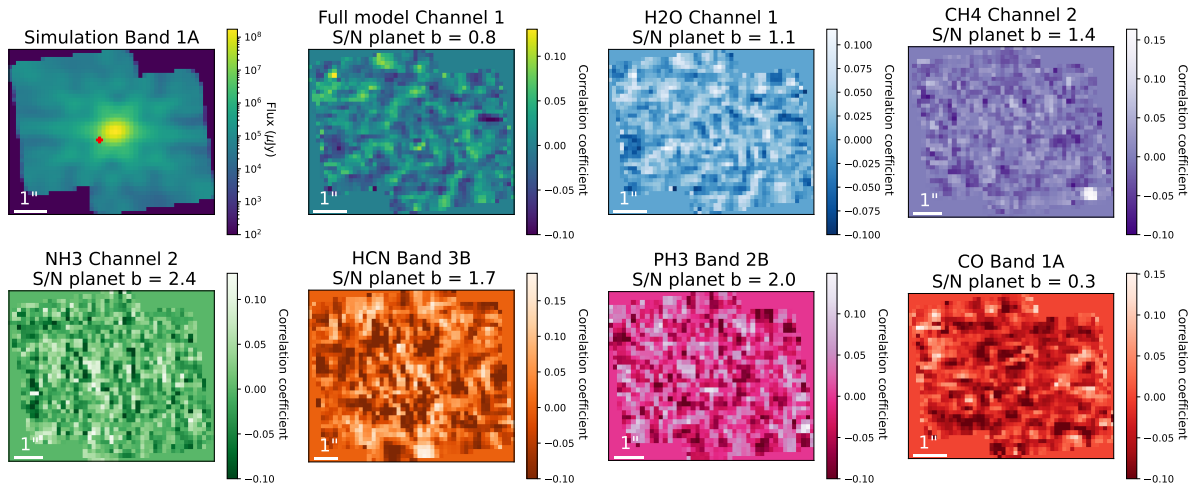


FIGURE 5.23 – Simulation et carte de corrélation du système 51 Eri.

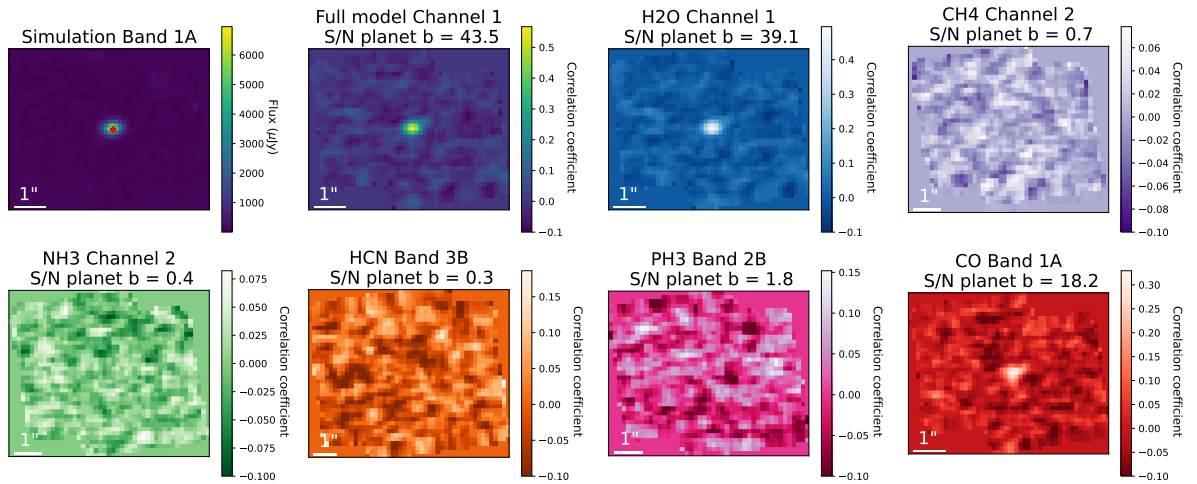


FIGURE 5.24 – Simulation et carte de corrélation du système HD 106906 b. L'image de la simulation présente la planète directement au milieu du champ de vu.

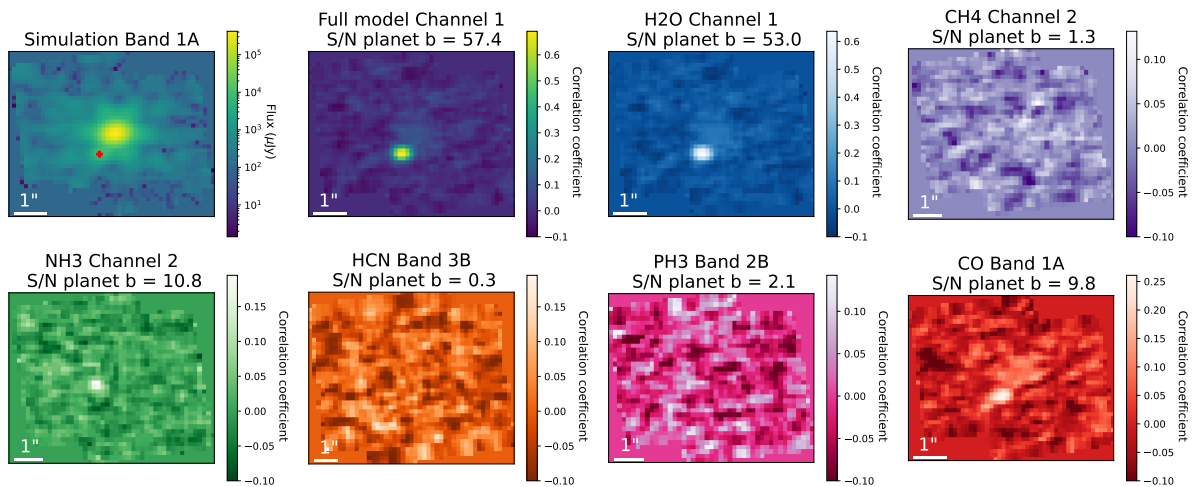


FIGURE 5.25 – Simulation et carte de corrélation du système 2M 1207 à 1000 K.

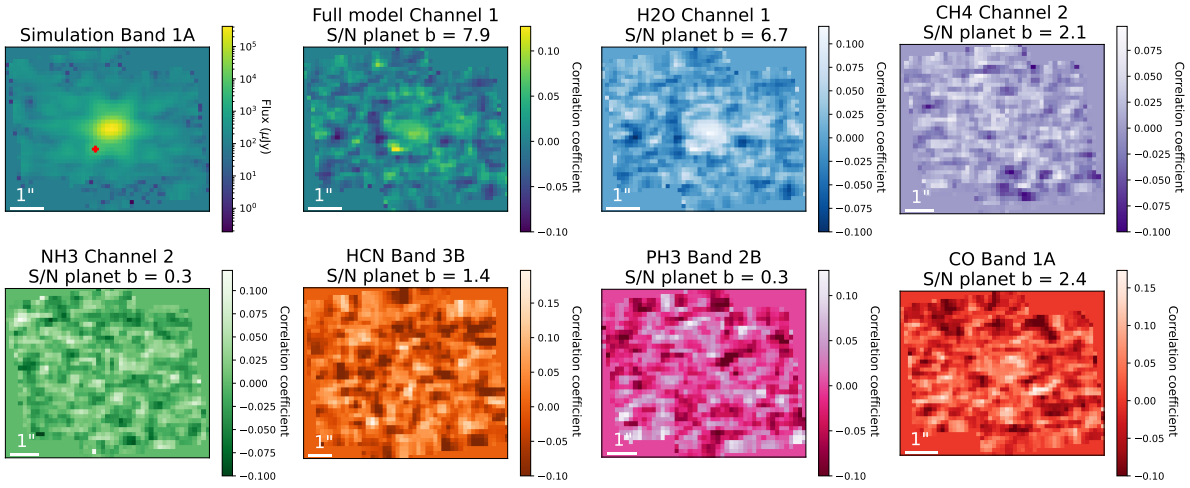


FIGURE 5.26 – Simulation et carte de corrélation du système 2M 1207 à 1600 K.

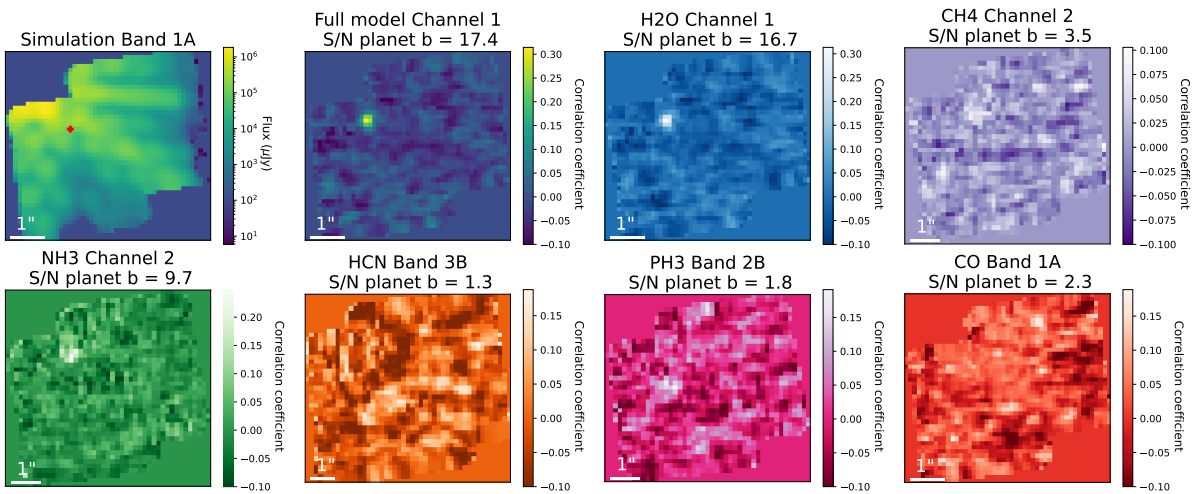


FIGURE 5.27 – Simulation et carte de corrélation du système GJ 758.

# Liste des figures

1.1	Illustration issue de « Entretiens sur la pluralité des mondes ». . . . .	18
1.2	<i>Hubble Deep Field</i> en comparaison au premier champ profond publié avec le JWST. . . . .	20
1.3	Illustration de différents objets : des étoiles aux planètes géantes. . . . .	22
1.4	Population d'exoplanètes : nombre d'exoplanètes détectées par an depuis 1992 et graphique représentant la masse en fonction du demi-grand axe. . . . .	24
1.5	Challenge de l'imagerie directe d'exoplanète. . . . .	26
1.6	Comparaison du flux solaire et des flux planétaires en fonction de la longueur d'onde. . . . .	28
1.7	Étapes de l'imagerie haut-contraste, à partir de données de l'instrument SPHERE sur le VLT. . . . .	29
1.8	Évolution de la coronographie. . . . .	31
1.9	Évolution de la luminosité des étoiles, des naines brunes et des planètes en fonction de l'âge des systèmes. . . . .	35
1.10	Les premières images d'exoplanètes. . . . .	36
1.11	Étude orbitale du système HR 8799. . . . .	39
1.12	Diagramme couleur–magnitude en infrarouge. . . . .	42
1.13	Exemple de spectres obtenus en proche IR pour des exoplanètes imagées. . . . .	44
1.14	Courbes de contrastes de plusieurs instruments dédiés à l'imagerie d'exoplanètes. . . . .	45
1.15	Schéma de l'évolution des atmosphères le long de la séquence L–T. . . . .	48
1.16	Courbes de condensation des nuages. . . . .	50
1.17	Résumé des étapes de la formation planétaire, illustré par des images de protoétoile et disques de JWST et SPHERE. . . . .	53
1.18	Évolution de la température et du rayon en fonction de l'âge des planètes. . . . .	55
1.19	Lien entre les propriétés atmosphériques des exoplanètes et leur formation. . . . .	57
2.1	Photo du lancement du JWST. . . . .	60
2.2	Présentation des différents composants du JWST. . . . .	61
2.3	Les modes d'observation disponibles à bord du JWST. . . . .	62
2.4	Sensibilité spectroscopique des instruments du JWST en comparaison à d'autres instruments. . . . .	65
2.5	L'instrument MIRI et sa roue à filtre. . . . .	65
2.6	Le champ de vue de MIRI. . . . .	66
2.7	Description du MRS. . . . .	68
2.8	Pouvoir de résolution spectrale du MRS. . . . .	69
2.9	Efficacité du MRS sur toute sa gamme spectrale. . . . .	69
2.10	Transmission des filtres coronographiques. . . . .	70
2.11	Coronographes à 4 quadrants. . . . .	71
2.12	Transmissions radiales des coronographes de MIRI en fonction de la séparation. . . . .	72

2.13	Contribution moléculaire en infrarouge moyen. . . . .	75
3.1	Cartes de corrélation obtenues avec le <i>molecular mapping</i> pour $\beta$ Pic b et HIP 65426 b. . . . .	81
3.2	Images des différentes étapes de MIRISim . . . . .	83
3.3	Ajustement de la rampe. Figure extraite et adaptée de DYREK et al. (2023). . . . .	85
3.4	Résumé du <i>Molecular mapping</i> appliqué aux données du MRS. . . . .	89
3.5	Fonction d'autocorrélation de plusieurs molécules. . . . .	89
3.6	Histogramme des valeurs des pixels dans la carte de corrélation. . . . .	90
3.7	Calcul du rapport S/N à partir des profils de tâche de corrélation. . . . .	92
3.8	Exemple sur une simulation avec une planète à 500 K et différentes molécules. . . . .	95
3.9	Exemple sur des simulations avec une planète à 1750 K et différentes séparations étoile-planète. . . . .	96
3.10	Profils azimutaux moyens de la tâche de corrélation. . . . .	96
3.11	S/N mesuré sur chaque système avec différentes températures de planète et d'étoile. . . . .	97
3.12	S/N mesuré en fonction de la séparation angulaire de l'étoile pour chaque température de la planète. . . . .	98
3.13	S/N obtenus à chaque séparation de l'étoile pour les différentes températures de la planète pour les molécules suivantes H <sub>2</sub> O, CO, CH <sub>4</sub> , HCN, NH <sub>3</sub> , PH <sub>3</sub> . . . . .	100
3.14	Abondance moléculaire dans les modèles Exo-REM. . . . .	100
3.15	Représentation de l'échantillon de planètes simulées. . . . .	102
3.16	Cartes de corrélation pour le système GJ 504. . . . .	106
3.17	Résultat du <i>Molecular mapping</i> pour GJ 504 b. . . . .	107
3.18	Spectres moléculaires Exo-REM de GJ 504 b. . . . .	108
3.19	Grille du coefficient de corrélation entre le spectre à la position de la planète et les modèles Exo-REM. . . . .	112
3.20	Grilles $\chi^2 - \chi_{min}^2$ pour tous les modèles. . . . .	114
3.21	Grilles $\chi^2 - \chi_{min}^2$ pour tous les modèles avec la gravité de surface fixée. . . . .	115
4.1	Contribution du fond de ciel. . . . .	128
4.2	Observations de VHS 1256 b. . . . .	129
4.3	Observations du système 2M 1207. . . . .	129
4.4	Cartes de corrélation de VHS 1256 b pour chaque bande du MRS de MIRI. . . . .	131
4.5	Carte de corrélations de VHS 1256 b avec le modèle atmosphérique complet et avec les spectres synthétique de H <sub>2</sub> O, CH <sub>4</sub> , NH <sub>3</sub> , HCN, PH <sub>3</sub> et CO. . . . .	132
4.6	Extension ERR du pipeline JWST. . . . .	133
4.7	Cartes de corrélation entre les données et un spectre avec uniquement la contribution du CIA. . . . .	134
4.8	Cartes de corrélation de VHS 1256 b après correction. . . . .	134
4.9	Valeurs de corrélation avec la grille de modèles. . . . .	135
4.10	Carte de $\chi^2$ avec le spectre haute fréquence. . . . .	136
4.11	Spectre extrait et comparaison avec celui obtenu dans l'ERS. . . . .	138
4.12	Carte de $\chi^2$ avec le spectre complet. . . . .	138
4.13	Spectre observé et meilleurs modèles Exo-REM. . . . .	139
4.14	Cartes de corrélation des données simulées avec MIRISim pour VHS 1256 b. . . . .	141
4.15	Spectres Exo-REM avec et sans nuages de silicates. . . . .	141
4.16	Fonction de corrélation croisée entre les données de VHS 1256 b à différentes positions et le NH <sub>3</sub> . . . . .	143
4.17	Comparaison du spectre de NH <sub>3</sub> avec le spectre du spaxel pour lequel la corrélation avec cette molécule à la plus élevée pour VHS 1256 b. . . . .	144
4.18	Carte de corrélation de VHS 1256 b avec le NH <sub>3</sub> en recombinaison des channels 2 et 3. . . . .	144

4.19	Cartes de corrélation du système 2M 1207 avec un modèle à 1000 K. . . . .	146
4.20	Cartes de corrélation du système 2M 1207 avec un modèle à 1600 K. . . . .	146
4.21	Valeurs de corrélation maximale pour chaque paire de paramètres de la grille pour 2M 1207 A. . . . .	147
4.22	Simulations du système 2M 1207. . . . .	148
4.23	Spectre modèle Exo-REM en comparaison au flux de 2M 1207 b. . . . .	149
4.24	Spectre extrait dans la bande 1A en comparaison à différents modèles. . . . .	150
4.25	Spectre extrait des cubes MRS pour 2M 1207 A. . . . .	151
4.26	Singularité du compagnon GJ 504 b. . . . .	152
4.27	VMR du NH <sub>3</sub> en fonction de la température effective pour plusieurs valeurs de gravité de surface, calculé avec Exo-REM. Les courbes correspondent à une métallicité solaire et celles en pointillées à une métallicité 3 fois solaire. VHS 1256 b à gauche et GJ 504 b à droite. . . . .	155
5.1	Courbes de contraste des coronographes de MIRI. . . . .	159
5.2	Images du compagnon HIP 65425 b observé avec MIRI à 11.40 et 15.50 $\mu\text{m}$ . . . . .	159
5.3	Effet du « <i>glowstick</i> » et soustraction du fond de ciel avec les coronographes de MIRI. . . . .	162
5.4	Soustraction d'une référence par combinaison linéaire pour HD 95086. . . . .	166
5.5	Soustraction d'une référence en PCA pour HD 95086. . . . .	166
5.6	Région dans laquelle les résidus sont minimisés pour HD 95086. . . . .	167
5.7	Soustraction d'une référence en combinaison linéaire avec un masque précis pour HD 95086. . . . .	168
5.8	Réduction finale des images coronographiques de HD 95086. . . . .	168
5.9	Système HR 8799 après soustraction d'une référence reconstruite par combinaison linéaire optimisée. . . . .	169
5.10	Soustraction d'une référence en PCA pour HR 8799. . . . .	170
5.11	Réduction finale des images coronographiques de HR 8799. . . . .	170
5.12	Modèle de la PSF de HD 95086 b. . . . .	172
5.13	Modèle stellaire correspondant à HD 95086 A. . . . .	175
5.14	Données photométriques des planètes HR 8799 superposées aux modèles Exo-REM et ATMO pour lesquels le $\chi^2$ est minimal. . . . .	181
5.15	Meilleur ajustement du modèle ATMO mesuré avec ForMoSA pour la planète HR 8799 b. . . . .	184
5.16	Distribution postérieure de chaque paramètre atmosphérique obtenue avec ForMoSA pour la planète HR 8799 b. . . . .	185
5.17	Données photométriques et spectroscopiques de HD 95086 b. . . . .	186
5.18	Simulation et carte de corrélation du système HR 8799. . . . .	197
5.19	Simulation et carte de corrélation du système $\beta$ Pictoris. . . . .	197
5.20	Simulation et carte de corrélation du système HD 95086 à 800 K. . . . .	198
5.21	Simulation et carte de corrélation du système HD 95086 à 1400 K. . . . .	198
5.22	Simulation et carte de corrélation du système HIP 65426. . . . .	198
5.23	Simulation et carte de corrélation du système 51 Eri. . . . .	199
5.24	Simulation et carte de corrélation du système HD 106906 b. L'image de la simulation présente la planète directement au milieu du champ de vu. . . . .	199
5.25	Simulation et carte de corrélation du système 2M 1207 à 1000 K. . . . .	199
5.26	Simulation et carte de corrélation du système 2M 1207 à 1600 K. . . . .	200
5.27	Simulation et carte de corrélation du système GJ 758. . . . .	200





# Liste des tableaux

2.1	Paramètres des modes d’observation de MIRI. . . . .	67
2.2	Paramètres du MRS dans chaque bande. . . . .	68
2.3	Propriétés des paires filtres–masques coronagraphiques de MIRI. . . . .	71
3.1	Paramètre de la grille de modèles Exo-REM. . . . .	87
3.2	Paramètres des étoiles pour chaque système. . . . .	102
3.3	Paramètres de la simulation pour chaque cible. . . . .	103
3.4	Paramètres des planètes simulées. . . . .	104
3.5	Suite des paramètres des planètes simulées. . . . .	104
3.6	Suite des paramètres des planètes simulées. . . . .	105
3.7	Valeurs de S/N mesurées sur les cartes de corrélation avec le modèle atmosphérique complet et pour chaque molécule. . . . .	111
4.1	Paramètres des observations MRS de VHS 1256 b et du système 2M 1207. . . . .	125
5.1	Paramètres des observations du système HR 8799. . . . .	163
5.2	Paramètres des observations du système HD 95086. . . . .	163
5.3	Flux extrait pour la planète HD 95086 b en DN/s. . . . .	172
5.4	Valeurs finales du flux intrinsèque de la planète HD 95086 b en DN/s. . . . .	173
5.5	Valeurs de flux mesurées pour HD 95086 b en $W/m^2/\mu m$ . . . . .	176
5.6	Astrométrie et photométrie de la planète HD 95086 b. . . . .	177
5.7	Photométrie des planètes du système HR 8799. . . . .	177
5.8	Paramètres des grilles de modèles utilisées. . . . .	178
5.9	Photométrie en IR proche des planètes du système HR 8799. . . . .	180
5.10	Valeurs des paramètres atmosphériques obtenues pour chaque planète avec le $\chi^2$ . . . . .	182
5.11	<i>Priors</i> de chaque paramètre atmosphérique des grilles. . . . .	183
5.12	Valeurs des paramètres atmosphériques obtenues pour chaque planète du système HR 8799 avec ForMoSA. . . . .	183



# Bibliographie

- ACKERMAN et MARLEY (2001). « Precipitating Condensation Clouds in Substellar Atmospheres ». *The Astrophysical Journal* 556.2, p. 872-884 (cf. p. 47).
- AHRER et al. (2023). « Identification of carbon dioxide in an exoplanet atmosphere ». *Nature* 614.7949, p. 649-652 (cf. p. 73).
- ALLARD et HOMEIER (2012a). « Atmospheres from very low-mass stars to extrasolar planets ». *EAS Publications Series* 57, p. 3-43 (cf. p. 47).
- ALLARD, HOMEIER et FREYTAG (2012b). « Models of Stars, Brown Dwarfs and Exoplanets ». *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 370.1968, p. 2765-2777 (cf. p. 87, 140, 174).
- ANGLADA-ESCUDÉ et al. (2016). « A terrestrial planet candidate in a temperate orbit around Proxima Centauri ». *Nature* 536.7617, p. 437-440 (cf. p. 37).
- APAI et al. (2013). « *HST* Spectral mapping of L/T transition brown dwarfs reveals cloud thickness variations ». *The Astrophysical Journal* 768.2, p. 121 (cf. p. 49).
- ARGYRIOU et al. (2020). « The nature of point source fringes in mid-infrared spectra acquired with the James Webb Space Telescope ». *Astronomy & Astrophysics* 641, A150 (cf. p. 126).
- ARGYRIOU et al. (2023). *JWST MIRI flight performance : The Medium-Resolution Spectrometer* (cf. p. 69).
- ASENSIO-TORRES et al. (2018). « SPOTS : The Search for Planets Orbiting Two Stars : III. Complete sample and statistical analysis ». *Astronomy & Astrophysics* 619, A43 (cf. p. 37).
- ASSAFIN et al. (2008). « Instrumental and digital coronagraphy for the observation of the Uranus satellites' upcoming mutual events ». *Planetary and Space Science* 56.14, p. 1882-1887 (cf. p. 30).
- BABA et MURAKAMI (2003). « A Method to Image Extrasolar Planets with Polarized Light ». *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 115.814, p. 1363-1366 (cf. p. 32).
- BABA, MURAKAMI, TATE, SATO et TAMURA (2005). « Objective spectrometer for exoplanets based on nulling polarization interferometry ». Sous la dir. de COULTER. San Diego, California, USA, p. 590512 (cf. p. 32).
- BABCOCK (1953). « The Possibility of Compensating Astronomical Seeing ». *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 65.386, p. 229 (cf. p. 29).
- BAILES, LYNE et SHEMAR (1991). « A planet orbiting the neutron star PSR1829-10 ». *Nature* 352.6333, p. 311-313 (cf. p. 19).
- BAILEY et al. (2013). « HD 106906 b : A planetary-mass companion outside a massive debris disk ». *The Astrophysical Journal* 780.1, p. L4 (cf. p. 35).
- BARAFFE, CHABRIER, BARMAN, ALLARD et HAUSCHILDT (2003). « Evolutionary models for cool brown dwarfs and extrasolar giant planets. The case of HD 209458 ». *Astronomy & Astrophysics* 402.2, p. 701-712 (cf. p. 55).
- BARANNE, QUELOZ et MAYOR (1996). « ELODIE :A spectrograph for radial velocity measurements ». *Astronomy & Astrophysics* 119, p. 373-390 (cf. p. 19).
- BARMAN, KONOPACKY, MACINTOSH et MAROIS (2015). « Simultaneous detection of water, methane, and carbon monoxide in the atmosphere of exoplanet HR8799b ». *The Astrophysical Journal* 804.1, p. 61 (cf. p. 43, 107).
- BARMAN, MACINTOSH, KONOPACKY et MAROIS (2011a). « Clouds and chemistry in the atmosphere of extrasolar planet H8799 b. » *The Astrophysical Journal* 733.1, p. 65 (cf. p. 42, 43, 180).
- (2011b). « The young planet-mass object 2M1207 b : a cool, cloudy, and methane-poor atmosphere ». *The Astrophysical Journal* 735.2, p. L39 (cf. p. 42, 105, 110, 147).

- BAUDINO et al. (2015). « Interpreting the photometry and spectroscopy of directly imaged planets : a new atmospheric model applied to  $\beta$  Pictoris b and SPHERE observations ». *Astronomy & Astrophysics* 582, A83 (cf. p. 86, 113).
- BAUDINO, TAYLOR, IRWIN et GARLAND (2019). « Toward the Analysis of JWST Exoplanet Spectra : the effective temperature in the context of direct imaging ». *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 490.2, p. 2086-2090 (cf. p. 75).
- BAUDOZ et al. (2006). « Feasibility of the Four-Quadrant Phase Mask in the Mid-Infrared on the *James Webb Space Telescope* ». *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 118.843, p. 765-773 (cf. p. 70).
- BAYO et al. (2008). « VOSA : virtual observatory SED analyzer : An application to the Collinder 69 open cluster ». *Astronomy & Astrophysics* 492.1, p. 277-287 (cf. p. 175).
- BEAULIEU et al. (2006). « Discovery of a cool planet of 5.5 Earth masses through gravitational microlensing ». *Nature* 439.7075, p. 437-440 (cf. p. 23).
- BEICHMAN et al. (2013). « THE COLDEST BROWN DWARF (OR FREE-FLOATING PLANET) ? : THE Y DWARF WISE 1828+2650 ». *The Astrophysical Journal* 764.1, p. 101 (cf. p. 21).
- BENISTY et al. (2021). « A Circumplanetary Disk around PDS70c ». *The Astrophysical Journal Letters* 916.1, p. L2 (cf. p. 155).
- BEUZIT, MOUILLET, LAGRANGE et PAUFIQUE (1997). « A stellar coronagraph for the COME-ON-PLUS adaptive optics system : I. Description and performance ». *Astronomy and Astrophysics Supplement Series* 125.1, p. 175-182 (cf. p. 30, 32).
- BEUZIT et al. (2019). « SPHERE : the exoplanet imager for the Very Large Telescope ». *Astronomy & Astrophysics* 631, A155 (cf. p. 36).
- BEUZIT et al. (2008). « SPHERE : a 'Planet Finder' instrument for the VLT ». Sous la dir. de McLEAN et CASALI. Marseille, France, p. 701418 (cf. p. 36).
- BIRKBY et al. (2013). « Detection of water absorption in the day side atmosphere of HD 189733 b using ground-based high-resolution spectroscopy at 3.2  $\mu\text{m}$  ». *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society : Letters* 436.1, p. L35-L39 (cf. p. 80).
- BLAIN, CHARNAY et BÉZARD (2021). « 1D atmospheric study of the temperate sub-Neptune K2-18b ». *Astronomy & Astrophysics* 646, A15 (cf. p. 86).
- BOCCALETTI et al. (2004). « The Four-Quadrant Phase Mask Coronagraph. IV. First Light at the Very Large Telescope ». *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 116.825, p. 1061-1071 (cf. p. 70).
- BOCCALETTI et al. (2015). « The Mid-Infrared Instrument for the James Webb Space Telescope, V : Predicted Performance of the MIRI Coronagraphs ». *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 127.953, p. 633-645 (cf. p. 66, 70-72, 119, 158, 173).
- BOCCALETTI et al. (2018). « Observations of fast-moving features in the debris disk of AU Mic on a three-year timescale : Confirmation and new discoveries ». *Astronomy & Astrophysics* 614, A52 (cf. p. 32).
- BOCCALETTI et al. (2020). « Possible evidence of ongoing planet formation in AB Aurigae : A showcase of the SPHERE/ALMA synergy ». *Astronomy & Astrophysics* 637, p. L5 (cf. p. 38).
- BOCCALETTI et al. (2022). *JWST/MIRI coronagraphic performances as measured on-sky* (cf. p. 74, 158, 159, 161).
- BOHN et al. (2020a). « The Young Suns Exoplanet Survey : Detection of a wide-orbit planetary-mass companion to a solar-type Sco-Cen member ». *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 492.1, p. 431-443 (cf. p. 37, 117).
- BOHN et al. (2020b). « Two Directly Imaged, Wide-orbit Giant Planets around the Young, Solar Analog TYC 8998-760-1 ». *The Astrophysical Journal* 898.1, p. L16 (cf. p. 37).
- BONAVITA et al. (2016). « SPOTS : The Search for Planets Orbiting Two Stars : II. First constraints on the frequency of sub-stellar companions on wide circumbinary orbits ». *Astronomy & Astrophysics* 593, A38 (cf. p. 37).
- BONNEFOY et al. (2013). « The near-infrared spectral energy distribution of Beta Pictoris b ». *Astronomy & Astrophysics* 555, A107 (cf. p. 43, 104).
- BONNEFOY et al. (2014). « Physical and orbital properties of Beta Pictoris b ». *Astronomy & Astrophysics* 567, p. L9 (cf. p. 43).
- BONNEFOY et al. (2016). « First light of the VLT planet finder SPHERE : IV. Physical and chemical properties of the planets around HR8799 ». *Astronomy & Astrophysics* 587, A58 (cf. p. 36, 180).

- BONNEFOY et al. (2018). « The GJ 504 system revisited : Combining interferometric, radial velocity, and high contrast imaging data ». *Astronomy & Astrophysics* 618, A63 (cf. p. 41, 86, 104, 105, 151, 152).
- BOOTH, BURGO et HAMBARYAN (2020). « The age of the carina young association and potential membership of HD 95086 ». *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 500.4, p. 5552-5560 (cf. p. 175).
- BOOTH et al. (2016). « Resolving the planetesimal belt of HR 8799 with ALMA ». *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society : Letters* 460.1, p. L10-L14 (cf. p. 38, 107, 160).
- BOOTH et al. (2019). « Deep ALMA search for CO gas in the HD 95086 debris disc ». *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 482.3, p. 3443-3452 (cf. p. 169).
- BOSS (1997). « Giant Planet Formation by Gravitational Instability ». *Science* 276.5320, p. 1836-1839 (cf. p. 53, 54).
- (2000). « Possible Rapid Gas Giant Planet Formation in the Solar Nebula and Other Protoplanetary Disks ». *The Astrophysical Journal* 536.2, p. L101-L104 (cf. p. 54).
- BOTTOM, WALLACE, BARTOS, SHELTON et SERABYN (2017). « Speckle suppression and companion detection using coherent differential imaging ». *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 464.3, p. 2937-2951 (cf. p. 32).
- BOUCHET et al. (2015). « The Mid-Infrared Instrument for the James Webb Space Telescope, III : MIRIM, The MIRI Imager ». *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 127.953, p. 612-622 (cf. p. 66).
- BOUWMAN et al. (2023). « Spectroscopic Time Series Performance of the Mid-infrared Instrument on the JWST ». *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 135.1045, p. 038002 (cf. p. 72).
- BOWLER, BLUNT et NIELSEN (2020). « Population-level Eccentricity Distributions of Imaged Exoplanets and Brown Dwarf Companions : Dynamical Evidence for Distinct Formation Channels ». *The Astronomical Journal* 159.2, p. 63 (cf. p. 24).
- BROWN, TRUJILLO et RABINOWITZ (2005). « Discovery of a Planetary-sized Object in the Scattered Kuiper Belt ». *The Astrophysical Journal* 635.1, p. L97-L100 (cf. p. 21).
- BRYAN, CHIANG, MORLEY, MACE et BOWLER (2021). « Obliquity Constraints on the Planetary-mass Companion HD 106906 b ». *The Astronomical Journal* 162.5, p. 217 (cf. p. 40).
- BURGASSER, KIRKPATRICK, LIEBERT et BURROWS (2003). « The Spectra of T Dwarfs. II. Red Optical Data ». *The Astrophysical Journal* 594.1, p. 510-524 (cf. p. 40).
- BURGASSER et al. (2002). « Evidence of Cloud Disruption in the L/T Dwarf Transition ». *The Astrophysical Journal* 571.2, p. L151-L154 (cf. p. 49).
- BURROWS et al. (1997). « A Nongray Theory of Extrasolar Giant Planets and Brown Dwarfs ». *The Astrophysical Journal* 491.2, p. 856-875 (cf. p. 34, 35).
- BURROWS, SUDARSKY et HUBENY (2006). « L and T Dwarf Models and the L to T Transition ». *The Astrophysical Journal* 640.2, p. 1063-1077 (cf. p. 47).
- BURROWS, SUDARSKY et LUNINE (2003). « Beyond the T Dwarfs : Theoretical Spectra, Colors, and Detectability of the Coolest Brown Dwarfs ». *The Astrophysical Journal* 596.1, p. 587-596 (cf. p. 40, 47, 49).
- CAMERON (1978). « Physics of the Primitive Solar Accretion Disk ». *The Moon and the Planets* 18.I, p. 5-40 (cf. p. 54).
- CAMPBELL, WALKER et YANG (1988). « A search for substellar companions to solar-type stars ». *The Astrophysical Journal* 331, p. 902 (cf. p. 19).
- CANTALLOUBE et al. (2015). « Direct exoplanet detection and characterization using the ANDROMEDA method : Performance on VLT/NaCo data ». *Astronomy & Astrophysics* 582, A89 (cf. p. 33).
- CANTALLOUBE et al. (2020). « Exoplanet Imaging Data Challenge : benchmarking the various image processing methods for exoplanet detection ». *Adaptive Optics Systems VII*, p. 321 (cf. p. 33).
- CARTER et al. (2023). « The JWST Early Release Science Program for Direct Observations of Exoplanetary Systems I : High-contrast Imaging of the Exoplanet HIP 65426 b from 2 to 16  $\mu\text{m}$  ». *The Astrophysical Journal Letters* (cf. p. 45, 73, 74, 158, 159, 164).
- CARTER et al. (2021). « Direct imaging of sub-Jupiter mass exoplanets with James Webb Space Telescope coronagraphy ». *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 501.2, p. 1999-2016 (cf. p. 74).
- CARTER et al. (2022). *The JWST Early Release Science Program for Direct Observations of Exoplanetary Systems I : High Contrast Imaging of the Exoplanet HIP 65426 b from 2-16  $\mu\text{m}$*  (cf. p. 159).

- CASSAN et al. (2012). « One or more bound planets per Milky Way star from microlensing observations ». *Nature* 481.7380, p. 167-169 (cf. p. 23).
- CAVARROC, BOCCALETTI, BAUDOZ, AMIAUX et REGAN (2008). « Target Acquisition for MIRI Coronagraphs ». *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 120.871, p. 1016-1027 (cf. p. 161).
- CHABRIER, BARAFFE, ALLARD et HAUSCHILDT (2000). « Evolutionary Models for Very Low-Mass Stars and Brown Dwarfs with Dusty Atmospheres ». *The Astrophysical Journal* 1, p. 464-472 (cf. p. 55).
- CHARBONNEAU, BROWN, NOYES et GILLILAND (2002). « Detection of an Extrasolar Planet Atmosphere ». *The Astrophysical Journal* 568.1, p. 377-384 (cf. p. 20, 42).
- CHARNAY et al. (2018). « A Self-consistent Cloud Model for Brown Dwarfs and Young Giant Exoplanets : Comparison with Photometric and Spectroscopic Observations ». *The Astrophysical Journal* 854.2, p. 172 (cf. p. 40, 41, 47, 86, 177).
- CHARNAY et DROSSART (2023). « Characterization and modelling of exoplanetary atmospheres ». *Comptes Rendus. Physique* 24.S2, p. 1-11 (cf. p. 46).
- CHAUVIN, DESIDERA, CHEETHAM, BONNEFOY et MEYER (2017a). « SHINE, The SPHERE infrared survey for exoplanets ». *SF2A-2017*. Paris, p. 331-335 (cf. p. 36).
- CHAUVIN et al. (2004). « A giant planet candidate near a young brown dwarf : Direct VLT/NACO observations using IR wavefront sensing ». *Astronomy & Astrophysics* 425.2, p. L29-L32 (cf. p. 20, 34, 36, 110, 155).
- CHAUVIN et al. (2005a). « A companion to AB Pic at the planet/brown dwarf boundary ». *Astronomy & Astrophysics* 438.3, p. L29-L32 (cf. p. 36).
- CHAUVIN et al. (2005b). « Giant planet companion to 2MASSW J1207334-393254 ». *Astronomy & Astrophysics* 438.2, p. L25-L28 (cf. p. 34).
- CHAUVIN et al. (2017b). « Discovery of a warm, dusty giant planet around HIP 65426 ». *Astronomy & Astrophysics* 605, p. L9 (cf. p. 37, 104, 109).
- CHAUVIN et al. (2018). « Investigating the young solar system analog HD 95086 : A combined HARPS and SPHERE exploration ». *Astronomy & Astrophysics* 617, A76 (cf. p. 108, 169).
- CHEETHAM et al. (2019). « Spectral and orbital characterisation of the directly imaged giant planet HIP 65426 b ». *Astronomy & Astrophysics* 622, A80 (cf. p. 159).
- CHEN et SZULÁGYI (2022). « Observability of forming planets and their circumplanetary discs – IV. With *JWST* and *ELT* ». *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 516.1, p. 506-528 (cf. p. 150).
- CLAMPIN et al. (2003). « *Hubble Space Telescope* ACS Coronagraphic Imaging of the Circumstellar Disk around HD 141569A ». *The Astronomical Journal* 126.1, p. 385-392 (cf. p. 31).
- CRIDLAND, DISHOECK, ALESSI et PUDRITZ (2020). « Connecting planet formation and astrochemistry : C/Os and N/Os of warm giant planets and Jupiter analogues ». *Astronomy & Astrophysics* 642, A229 (cf. p. 153).
- CROSSFIELD et al. (2014). « A global cloud map of the nearest known brown dwarf ». *Nature* 505.7485, p. 654-656 (cf. p. 49).
- CUGNO et al. (2021). « Molecular mapping of the PDS70 system : No molecular absorption signatures from the forming planet PDS70 b ». *Astronomy & Astrophysics* 653, A12 (cf. p. 81, 89, 116, 147, 155, 192).
- CUMMING, HELLED et VENTURINI (2018). « The primordial entropy of Jupiter ». *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 477.4, p. 4817-4823 (cf. p. 55).
- CURRIE et al. (2011). « A combined SUBARU/VLT/MMT 1-5  $\mu\text{m}$  study of planets orbiting HR 8799 : implications for atmospheric properties, masses, and formation ». *The Astrophysical Journal* 729.2, p. 128 (cf. p. 180).
- CURRIE et al. (2014). « Deep thermal infrared imaging of HR 8799 bcde : New atmospheric constraints and limits on a fifth planet ». *The Astrophysical Journal* 795.2, p. 133 (cf. p. 180).
- CURRIE et al. (2020). « SCEXAO/CHARIS Direct Imaging Discovery of a 20 au Separation, Low-mass Ratio Brown Dwarf Companion to an Accelerating Sun-like Star \* ». *The Astrophysical Journal Letters* 904.2, p. L25 (cf. p. 37).
- CURRIE et al. (2022). *Direct Imaging and Spectroscopy of Extrasolar Planets* (cf. p. 22, 25, 29, 38).
- CURRIE et al. (2023). « Direct imaging and astrometric detection of a gas giant planet orbiting an accelerating star ». *Science* 380.6641, p. 198-203 (cf. p. 40).
- CUSHING et al. (2006). « A *Spitzer* Infrared Spectrograph Spectral Sequence of M, L, and T Dwarfs ». *The Astrophysical Journal* 648.1, p. 614-628 (cf. p. 154).

- CUSHING et al. (2021). « An Improved Near-infrared Spectrum of the Archetype Y Dwarf WISEP J182831.08+265037.8 ». *The Astrophysical Journal* 920.1, p. 20 (cf. p. 76).
- D'ANGELO et LUBOW (2008). « Evolution of Migrating Planets Undergoing Gas Accretion ». *The Astrophysical Journal* 685.1, p. 560-583 (cf. p. 54).
- D'ORAZI et al. (2017). « A critical reassessment of the fundamental properties of GJ 504 : chemical composition and age ». *Astronomy & Astrophysics* 598, A19 (cf. p. 152).
- DAEMGEN et al. (2017). « High signal-to-noise spectral characterization of the planetary-mass object HD 106906 b ». *Astronomy & Astrophysics* 608, A71 (cf. p. 105, 109).
- DANIELSKI et al. (2018). « Atmospheric Characterization of Directly Imaged Exoplanets with JWST/MIRI ». *The Astronomical Journal* 156.6, p. 276 (cf. p. 74, 120).
- DE BUIZER et FISHER (2006). « T-ReCS and Michelle : The Mid-Infrared Spectroscopic Capabilities of the Gemini Observatory ». *High Resolution Infrared Spectroscopy in Astronomy*. Garching, Germany, p. 84-87 (cf. p. 64).
- DE FURIO et al. (2023). « JWST Observations of the Enigmatic Y-Dwarf WISE 1828+2650. I. Limits to a Binary Companion ». *The Astrophysical Journal* 948.2, p. 92 (cf. p. 76).
- DE ROSA et al. (2016). « Spectroscopic characterization of HD 95086 b with the gemini planet imager ». *The Astrophysical Journal* 824.2, p. 121 (cf. p. 185).
- DE ROSA et al. (2023). « Direct imaging discovery of a super-Jovian around the young Sun-like star AF Leporis ». *Astronomy & Astrophysics* 672, A94 (cf. p. 40).
- DELORME et al. (2017). « In-depth study of moderately young but extremely red, very dusty substellar companion HD 206893B ». *Astronomy & Astrophysics* 608, A79 (cf. p. 86).
- DEMING et al. (2013). « Infrared transmission spectroscopy of the exoplanets HD 209458b and XO-1b using the wide field camera-3 on the *Hubble Space Telescope* ». *The Astrophysical Journal* 774.2, p. 95 (cf. p. 49, 52).
- DESGRANGE et al. (2022). « In-depth direct imaging and spectroscopic characterization of the young Solar System analog HD 95086 ». *Astronomy & Astrophysics* 664, A139 (cf. p. 43, 44, 104, 108, 169, 185-187).
- DUPUY et al. (2022). « On the masses, age, and architecture of the VHS J12561257AB b system ». *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 519.2, p. 1688-1694 (cf. p. 124, 155).
- DYREK et al. (2023). « Transiting exoplanets with JWST MIRI : from simulations to observations ». *Astronomy and Astrophysics* (cf. p. 85, 202).
- FISCHER et VALENTI (2005). « The Planet-Metallicity Correlation ». *The Astrophysical Journal* 622.2, p. 1102-1117 (cf. p. 24).
- FITZPATRICK et MASSA (2007). « An Analysis of the Shapes of Interstellar Extinction Curves. V. The IR-through-UV Curve Morphology ». *The Astrophysical Journal* 663.1, p. 320-341 (cf. p. 147).
- FLASSEUR, DENIS, THIÉBAUT et LANGLOIS (2018). « Exoplanet detection in angular differential imaging by statistical learning of the nonstationary patch covariances : The PACO algorithm ». *Astronomy & Astrophysics* 618, A138 (cf. p. 33).
- (2020). « PACO ASDI : an algorithm for exoplanet detection and characterization in direct imaging with integral field spectrographs ». *Astronomy & Astrophysics* 637, A9 (cf. p. 33).
- FORTNEY, MARLEY et BARNES (2007). « Planetary Radii across Five Orders of Magnitude in Mass and Stellar Insolation : Application to Transits ». *The Astrophysical Journal* 659.2, p. 1661-1672 (cf. p. 182).
- FRANCE, LINSKY, BROWN, FRONING et BÉLAND (2010). « Metal depletion and warm h<sub>2</sub> in the brown dwarf 2M1207 accretion disk ». *The Astrophysical Journal* 715.1, p. 596-605 (cf. p. 150).
- FRANSON et al. (2023). *Astrometric Accelerations as Dynamical Beacons : A Giant Planet Imaged Inside the Debris Disk of the Young Star AF Lep* (cf. p. 40).
- FUHRMANN et CHINI (2015). « On the age of Gliese 504 ». *The Astrophysical Journal* 806.2, p. 163 (cf. p. 152).
- GAGNÉ, LAFRENIÈRE, DOYON, MALO et ARTIGAU (2014). « BANYAN. II. Very low mass and substellar candidate members to nearby, young kinematic groups with previously known signs of youth ». *The Astrophysical Journal* 783.2, p. 121 (cf. p. 42).
- GAIA COLLABORATION et al. (2016). « *Gaia* Data Release 1 : Summary of the astrometric, photometric, and survey properties ». *Astronomy & Astrophysics* 595, A2 (cf. p. 23, 102).
- GAIA COLLABORATION et al. (2023). « *Gaia* Data Release 3 : Summary of the content and survey properties ». *Astronomy & Astrophysics* 677.A1, 22p (cf. p. 130, 175, 178).



- GALICHER, MAROIS, MACINTOSH, BARMAN et KONOPACKY (2011). « Band imaging of the HR8799 planetary system using an innovative LOCI-based background subtraction technique. » *The Astrophysical Journal* 739.2, p. L41 (cf. p. 180).
- GALICHER, MAROIS, ZUCKERMAN et MACINTOSH (2013). « FOMALHAUT b : Independent analysis of the *Hubble Space Telescope* public archive data ». *The Astrophysical Journal* 769.1, p. 42 (cf. p. 35).
- GAO et HAN (2012). « Implementing the Nelder-Mead simplex algorithm with adaptive parameters ». *Computational Optimization and Applications* 51.1, p. 259-277 (cf. p. 171).
- GAO et al. (2023). *The Hazy and Metal-Rich Atmosphere of GJ 1214 b Constrained by Near and Mid-Infrared Transmission Spectroscopy* (cf. p. 73).
- GASMAN et al. (2023). « JWST MIRI/MRS in-flight absolute flux calibration and tailored fringe correction for unresolved sources ». *Astronomy & Astrophysics* 673, A102 (cf. p. 126).
- GASPAR et al. (2023). « Spatially resolved imaging of the inner Fomalhaut disk using JWST/MIRI ». *Nature Astronomy* (cf. p. 35).
- GAUZA et al. (2015). « Discovery of a young planetary mass companion to the nearby m dwarf VHS J125601.92-125723.9 ». *The Astrophysical Journal* 804.2, p. 96 (cf. p. 124).
- GILLON et al. (2017). « Seven temperate terrestrial planets around the nearby ultracool dwarf star TRAPPIST-1 ». *Nature* 542.7642, p. 456-460 (cf. p. 23).
- GLASSE et al. (2015). « The Mid-Infrared Instrument for the James Webb Space Telescope, IX : Predicted Sensitivity ». *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 127.953, p. 686-695 (cf. p. 67, 101).
- GLAUSER et al. (2010). « Simulation and image reconstruction of IFU-spectrometer data from JWST-MIRI ». Sous la dir. d'OSCHMANN, CLAMPIN et MACEWEN. San Diego, California, USA, 77313K (cf. p. 127).
- GOLDMAN, MARSAT, HENNING, CLEMENS et GREINER (2010). « A new benchmark T8-9 brown dwarf and a couple of new mid-T dwarfs from the UKIDSS DR5+ LAS : A new benchmark T8-9 brown dwarf ». *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, no-no (cf. p. 41).
- GOMES, LEVISON, TSIGANIS et MORBIDELLI (2005). « Origin of the cataclysmic Late Heavy Bombardment period of the terrestrial planets ». *Nature* 435.7041, p. 466-469 (cf. p. 54).
- GOMEZ GONZALEZ, ABSIL et VAN DROOGENBROECK (2018). « Supervised detection of exoplanets in high-contrast imaging sequences ». *Astronomy & Astrophysics* 613, A71 (cf. p. 33).
- GORDON et al. (2022). « The HITRAN2020 molecular spectroscopic database ». *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 277, p. 107949 (cf. p. 48).
- GRADY et al. (1999). « Hubble Space Telescope Space Telescope Imaging Spectrograph Coronagraphic Imaging of the Herbig AE star AB Aurigae ». *The Astrophysical Journal* 523.2, p. L151-L154 (cf. p. 31).
- GRANT et al. (2023). « MINDS. The Detection of  $^{13}\text{CO}_2$  with JWST-MIRI Indicates Abundant  $\text{CO}_2$  in a Protoplanetary Disk ». *The Astrophysical Journal Letters* 947.1, p. L6 (cf. p. 76).
- GREENE et al. (2023). *Thermal emission from the Earth-sized exoplanet TRAPPIST-1 b using JWST* (cf. p. 72).
- GUYON et al. (2010). « The Subaru coronagraphic extreme AO (SCEAO) system : wavefront control and detection of exoplanets with coherent light modulation in the focal plane ». Sous la dir. d'HART, HUBIN et WIZINOWICH. San Diego, California, USA, p. 773624 (cf. p. 37).
- HAFFERT et al. (2019). « Two accreting protoplanets around the young star PDS 70 ». *Nature Astronomy* 3.8, p. 749-754 (cf. p. 54).
- HAMMOND et al. (2023). « Confirmation and Keplerian motion of the gap-carving protoplanet HD 169142 b ». *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society : Letters* 522.1, p. L51-L55 (cf. p. 38).
- HATZES et RAUER (2015). « A definition for giant planets based on the mass–density relationship ». *The Astrophysical Journal* 810.2, p. L25 (cf. p. 21).
- HELLING et al. (2008). « A comparison of chemistry and dust cloud formation in ultracool dwarf model atmospheres ». *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 391.4, p. 1854-1873 (cf. p. 47).
- HINKLEY et al. (2023). « Direct discovery of the inner exoplanet in the HD 206893 system : Evidence for deuterium burning in a planetary-mass companion ». *Astronomy & Astrophysics* 671, p. L5 (cf. p. 40).
- HINKLEY et al. (2022). « The JWST Early Release Science Program for the Direct Imaging and Spectroscopy of Exoplanetary Systems ». *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 134.1039, p. 095003 (cf. p. 73, 124, 158).

- HINZ et al. (2010). « Thermal infrared MMTAO observations of the HR 8799 planetary system ». *The Astrophysical Journal* 716.1, p. 417-426 (cf. p. 107).
- HOCH et al. (2022). « Moderate-resolution K-band Spectroscopy of the Substellar Companion VHS 1256 b ». *The Astronomical Journal* 164.4, p. 155 (cf. p. 125, 137).
- HOEIJMAKERS et al. (2018). « Medium-resolution integral-field spectroscopy for high-contrast exoplanet imaging : Molecule maps of the Beta Pictoris system with SINFONI ». *Astronomy & Astrophysics* 617, A144 (cf. p. 81, 88, 90, 107, 116, 136, 155, 192).
- HOULLÉ et al. (2021). « Direct imaging and spectroscopy of exoplanets with the ELT/HARMONI high-contrast module ». *Astronomy & Astrophysics* 652, A67 (cf. p. 120).
- HUGHES, DUCHÊNE et MATTHEWS (2018). « Debris Disks : Structure, Composition, and Variability ». *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 56.1, p. 541-591 (cf. p. 53).
- IDA et LIN (2004a). « Toward a Deterministic Model of Planetary Formation. I. A Desert in the Mass and Semimajor Axis Distributions of Extrasolar Planets ». *The Astrophysical Journal* 604.1, p. 388-413 (cf. p. 54).
- IDA, LIN et NAGASAWA (2013). « Toward a deterministic model of planetary formation. VII. Eccentricity distribution of gas giants ». *The Astrophysical Journal* 775.1, p. 42 (cf. p. 55).
- IDA et LIN (2004b). « Toward a Deterministic Model of Planetary Formation. II. The Formation and Retention of Gas Giant Planets around Stars with a Range of Metallicities ». *The Astrophysical Journal* 616.1, p. 567-572 (cf. p. 54).
- JANSON, BERGFORS, GOTO, BRANDNER et LAFRENIÈRE (2010). « Spatially resolved spectroscopy of the exoplanet HR 8799 c ». *The Astrophysical Journal* 710.1, p. L35-L38 (cf. p. 107).
- JANSON et al. (2013). « Direct imaging detection of methane in the atmosphere of GJ504b ». *The Astrophysical Journal* 778.1, p. L4 (cf. p. 105).
- JANSON et al. (2019). « The B-Star Exoplanet Abundance Study : a co-moving 16–25  $M_{\text{JUP}}$  companion to the young binary system HIP 79098 ». *Astronomy & Astrophysics* 626, A99 (cf. p. 37).
- JANSON et al. (2021). « BEAST begins : sample characteristics and survey performance of the B-star Exoplanet Abundance Study ». *Astronomy & Astrophysics* 646, A164 (cf. p. 37).
- JOVANOVIĆ et al. (2015). « The Subaru Coronagraphic Extreme Adaptive Optics System : Enabling High-Contrast Imaging on Solar-System Scales ». *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 127.955, p. 890-910 (cf. p. 37).
- KALAS et al. (2008). « Optical Images of an Exosolar Planet 25 Light Years from Earth ». *Science* 322.5906, p. 1345-1348 (cf. p. 35).
- KASPER et al. (2017). « NEAR : Low-mass Planets in  $\alpha$  Cen with VISIR ». *Published in The Messenger vol. 169* pp. 16-20, 5 pages (cf. p. 37).
- KATAZA et al. (2000). « COMICS : the cooled mid-infrared camera and spectrometer for the Subaru telescope ». Sous la dir. d'YIE et MOORWOOD. Munich, Germany, p. 1144 (cf. p. 64).
- KEMPTON et al. (2023). « A reflective, metal-rich atmosphere for GJ 1214b from its JWST phase curve ». *Nature* (cf. p. 73).
- KENDREW et al. (2015). « The Mid-Infrared Instrument for the James Webb Space Telescope IV : The Low-Resolution Spectrometer ». *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 127.953, p. 623-632 (cf. p. 66).
- KEPLER et al. (2018). « Discovery of a planetary-mass companion within the gap of the transition disk around PDS 70 ». *Astronomy & Astrophysics* 617, A44 (cf. p. 37, 38, 155).
- KESSLER (2002). « The Infrared Space Observatory (ISO) mission ». *Advances in Space Research* 30.9, p. 1957-1965 (cf. p. 64).
- KIRKPATRICK, HENRY et IRWIN (1997). « Ultra-Cool M Dwarfs Discovered by QSO Surveys.I : The APM Objects ». *The Astronomical Journal* 113, p. 1421 (cf. p. 40).
- KIRKPATRICK et al. (1999). « Dwarfs Cooler than "M" : The Definition of Spectral Type "L" Using Discoveries from the 2 Micron All-Sky Survey (2MASS) ». *The Astrophysical Journal* 518.2, p. 802-833 (cf. p. 40).
- KITZMANN et HENG (2018). « Optical properties of potential condensates in exoplanetary atmospheres ». *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 475.1, p. 94-107 (cf. p. 75).
- KLAASSEN et al. (2020). « `mirisim` : a simulator for the Mid-Infrared Instrument on *JWST* ». *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 500.3, p. 2813-2821 (cf. p. 82, 83).

- KOHL et al. (1997). « First Results from the SOHO Ultraviolet Coronagraph Spectrometer ». *Solar Physics*. T. 175. 2. Dordrecht : Springer Netherlands, p. 613-644 (cf. p. 30).
- KOKUBO et IDA (1998). « Oligarchic Growth of Protoplanets ». *Icarus* 131.1, p. 171-178 (cf. p. 54).
- KONOPACKY, BARMAN, MACINTOSH et MAROIS (2013). « Detection of Carbon Monoxide and Water Absorption Lines in an Exoplanet Atmosphere ». *Science* 339.6126, p. 1398-1401 (cf. p. 43, 80, 104).
- KUZUHARA et al. (2013). « Direct imaging of a cold jovian exoplanet in orbit around the sun-like star GJ504. » *The Astrophysical Journal* 774.1, p. 11 (cf. p. 105, 152, 153).
- LABIANO et al. (2021). « Wavelength calibration and resolving power of the JWST MIRI Medium Resolution Spectrometer ». *Astronomy & Astrophysics* 656, A57 (cf. p. 68, 69).
- LABIANO-ORTEGA et al. (2016). « The MIRI Medium Resolution Spectrometer calibration pipeline ». *Observatory Operations : Strategies, Processes, and Systems VI*. Sous la dir. de PECK, BENN et SEAMAN. Edinburgh, United Kingdom : SPIE, p. 117 (cf. p. 84).
- LACOUR et al. (2019). « First direct detection of an exoplanet by optical interferometry ; Astrometry and K-band spectroscopy of HR8799 e ». *Astronomy & Astrophysics* 623, p. L11 (cf. p. 39, 43, 44).
- LAFRENIERE, MAROIS, DOYON, NADEAU et 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, p. 770-780 (cf. p. 33, 162, 165).
- LAFRENIÈRE, JAYAWARDHANA et KERKWIJK (2008). « Direct Imaging and Spectroscopy of a Planetary-Mass Candidate Companion to a Young Solar Analog ». *The Astrophysical Journal* 689.2, p. L153-L156 (cf. p. 35).
- LAGAGE, PEL, AUTHIER et BELORGEY (2004). « Successful Commissioning of VISIR : The Mid-Infrared VLT Instrument ». *The Messenger* 117, p. 12-16 (cf. p. 64).
- LAGRANGE et al. (2009). « A probable giant planet imaged in the  $\beta$  Pictoris disk : VLT/NaCo deep  $L'$  -band imaging ». *Astronomy & Astrophysics* 493.2, p. L21-L25 (cf. p. 31, 35, 171).
- LAGRANGE et al. (2010). « A Giant Planet Imaged in the Disk of the Young Star  $\beta$  Pictoris ». *Science* 329.5987, p. 57-59 (cf. p. 35, 107).
- LAGRANGE et al. (2019). « Post-conjunction detection of Beta Pictoris b with VLT/SPHERE ». *Astronomy & Astrophysics* 621, p. L8 (cf. p. 37).
- LAJOIE et al. (2016). « Small-grid dithers for the JWST coronagraphs ». *SPIE Proceedings*. Edinburgh, United Kingdom, 99045K (cf. p. 162).
- LAMBRECHTS et JOHANSEN (2012). « Rapid growth of gas-giant cores by pebble accretion ». *Astronomy & Astrophysics* 544, A32 (cf. p. 53).
- LANDMAN et al. (2023). *Trade-offs in high-contrast integral field spectroscopy for exoplanet detection and characterisation : Young gas giants in emission* (cf. p. 120).
- LANGLOIS et al. (2021). « The SPHERE infrared survey for exoplanets (SHINE) : II. Observations, data reduction and analysis, detection performances, and initial results ». *Astronomy & Astrophysics* 651, A71 (cf. p. 37).
- LATHAM, MAZEH, STEFANIK, MAYOR et BURKI (1989). « The unseen companion of HD114762 : a probable brown dwarf ». *Nature* 339.6219, p. 38-40 (cf. p. 19).
- LAUNHARDT et al. (2020). « ISPY-NACO Imaging Survey for Planets around Young stars : Survey description and results from the first 2.5 years of observations ». *Astronomy & Astrophysics* 635, A162 (cf. p. 37).
- LAVIE et al. (2017). « HELIOS-RETRIEVAL : An Open-source, Nested Sampling Atmospheric Retrieval Code ; Application to the HR 8799 Exoplanets and Inferred Constraints for Planet Formation ». *The Astronomical Journal* 154.3, p. 91 (cf. p. 50).
- LAW et al. (2023). « A 3D Drizzle Algorithm for JWST and Practical Application to the MIRI Medium Resolution Spectrometer ». *The Astronomical Journal* 166.2, p. 45 (cf. p. 67, 126).
- LECAVELIER DES ETANGS et LISSAUER (2022). « The IAU Working Definition of an Exoplanet ». *New Astronomy Reviews* 94, p. 101641 (cf. p. 22).
- LEEUEWEN (2007). « Validation of the new Hipparcos reduction ». *Astronomy & Astrophysics* 474.2, p. 653-664 (cf. p. 102).
- LEGGETT, TREMBLIN, ESPLIN, LUHMAN et MORLEY (2017). « The Y-type Brown Dwarfs : Estimates of Mass and Age from New Astrometry, Homogenized Photometry, and Near-infrared Spectroscopy ». *The Astrophysical Journal* 842.2, p. 118 (cf. p. 76).

- LENZEN, HOFMANN, BIZENBERGER et TUSCHE (1998). « CONICA : the high-resolution near-infrared camera for the ESO VLT ». Sous la dir. de FOWLER. Kona, HI, p. 606 (cf. p. 30).
- LIN, BODENHEIMER et RICHARDSON (1996). « Orbital migration of the planetary companion of 51 Pegasi to its present location ». *Nature* 380.6575, p. 606-607 (cf. p. 19).
- LINE, TESKE, BURNINGHAM, FORTNEY et MARLEY (2015). « Uniform atmospheric retrieval analysis of ultracool dwarfs. i. characterizing benchmarks, Gl 570D and HD 3651B ». *The Astrophysical Journal* 807.2, p. 183 (cf. p. 41).
- LUHMAN et al. (2007). « Discovery of Two T Dwarf Companions with the *Spitzer Space Telescope* ». *The Astrophysical Journal* 654.1, p. 570-579 (cf. p. 41).
- LUHMAN et al. (2023). *JWST/NIRSpec Observations of the Planetary Mass Companion TWA 27B* (cf. p. 150, 155, 178).
- LYOT (1932). « Étude de la couronne solaire en dehors des éclipses ». *Zeitschrift für Astrophysik* 5, p. 73 (cf. p. 30).
- (1939). « The study of the solar corona and prominences without eclipses (George Darwin Lecture, 1939) ». *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 99, p. 580 (cf. p. 30, 31, 69).
- MACINTOSH et al. (2015). « Discovery and spectroscopy of the young jovian planet 51 Eri b with the Gemini Planet Imager ». *Science* 350.6256, p. 64-67 (cf. p. 37, 41, 109).
- MACINTOSH et al. (2014). « First light of the Gemini Planet Imager ». *Proceedings of the National Academy of Sciences* 111.35, p. 12661-12666 (cf. p. 37).
- MADHUSUDHAN (2012). « C/O ratio as a dimension for characterizing exoplanetary atmospheres ». *The Astrophysical Journal* 758.1, p. 36 (cf. p. 49).
- (2019). « Exoplanetary Atmospheres : Key Insights, Challenges, and Prospects ». *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 57.1, p. 617-663 (cf. p. 43, 44).
- MADHUSUDHAN, AMIN et KENNEDY (2014). « Toward chemical constraints on hot jupiter migration ». *The Astrophysical Journal* 794.1, p. L12 (cf. p. 52).
- MADHUSUDHAN, BURROWS et CURRIE (2011). « Model atmospheres for massive gas giants with thick clouds : application to the HR 8799 planets and predictions for future detections ». *The Astrophysical Journal* 737.1, p. 34 (cf. p. 47, 186).
- MAIRE et al. (2016). « First light of the VLT planet finder SPHERE : II. The physical properties and the architecture of the young systems PZ Telescopii and HD 1160 revisited ». *Astronomy & Astrophysics* 587, A56 (cf. p. 36).
- MÂLIN, BOCCALETTI, CHARNAY, KIEFER et BÉZARD (2023). « Simulated performance of the molecular mapping for young giant exoplanets with the Medium-Resolution Spectrometer of JWST/MIRI ». *Astronomy & Astrophysics* 671, A109 (cf. p. 14, 73, 74, 82, 120, 153, 191).
- MANJAVACAS, KARALIDI, VOS, BILLER et LEW (2021). « Revealing the Vertical Cloud Structure of a Young Low-mass Brown Dwarf, an Analog to the  $\beta$ -Pictoris b Directly Imaged Exoplanet, through Keck I/MOSFIRE Spectrophotometric Variability ». *The Astronomical Journal* 162.5, p. 179 (cf. p. 75).
- MARLEY et ROBINSON (2015). « On the Cool Side : Modeling the Atmospheres of Brown Dwarfs and Giant Planets ». *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 53.1, p. 279-323 (cf. p. 49, 50).
- MARLEY, ACKERMAN, CUZZI et KITZMANN (2013). « Clouds and Hazes in Exoplanet Atmospheres ». *Comparative Climatology of Terrestrial Planets*. University of Arizona Press. Part III : Clouds and Hazes, Tucson, p. 367-392 (cf. p. 50).
- MAROIS et al. (2008). « Direct Imaging of Multiple Planets Orbiting the Star HR 8799 ». *Science* 322.5906, p. 1348-1352 (cf. p. 35, 106, 180).
- MAROIS, LAFRENIERE, DOYON, MACINTOSH et NADEAU (2006). « Angular Differential Imaging : A Powerful High-Contrast Imaging Technique ». *The Astrophysical Journal* 641.1, p. 556-564 (cf. p. 31).
- MAROIS, ZUCKERMAN, KONOPACKY, MACINTOSH et BARMAN (2010). « Images of a fourth planet orbiting HR 8799 ». *Nature* 468.7327, p. 1080-1083 (cf. p. 35, 36, 106).
- MAROIS et al. (2014). « GPI PSF subtraction with TLOCI : the next evolution in exoplanet/disk high-contrast imaging ». Montréal, Québec, Canada, 91480U (cf. p. 33).
- MAWET et al. (2009). « Optical Vectorial Vortex Coronagraphs using Liquid Crystal Polymers : theory, manufacturing and laboratory demonstration ». *Optics Express* 17.3, p. 1902 (cf. p. 31).
- MAYOR et QUELOZ (1995). « A Jupiter-mass companion to a solar-type star ». *Nature* 378, p. 355-359 (cf. p. 19).

- MERCER et STAMATELLOS (2020). « Planet formation around M dwarfs via disc instability : Fragmentation conditions and protoplanet properties ». *Astronomy & Astrophysics* 633, A116 (cf. p. 54).
- MESA et al. (2023). « AF Lep b : The lowest-mass planet detected by coupling astrometric and direct imaging data, » *Astronomy & Astrophysics* 672, A93 (cf. p. 40).
- MILES et al. (2023). « The JWST Early-release Science Program for Direct Observations of Exoplanetary Systems II : A 1 to 20  $\mu\text{m}$  Spectrum of the Planetary-mass Companion VHS 1256–1257 b ». *The Astrophysical Journal Letters* (cf. p. 73, 74, 124, 127, 130, 131, 133, 137, 138, 142, 152-154).
- MOLLIÈRE et SNELLEN (2019). « Detecting isotopologues in exoplanet atmospheres using ground-based high-dispersion spectroscopy ». *Astronomy & Astrophysics* 622, A139 (cf. p. 58).
- MOLLIÈRE et al. (2022). « Interpreting the Atmospheric Composition of Exoplanets : Sensitivity to Planet Formation Assumptions ». *The Astrophysical Journal* 934.1, p. 74 (cf. p. 57, 74).
- MORDASINI et al. (2012). « Characterization of exoplanets from their formation : II. The planetary mass-radius relationship ». *Astronomy & Astrophysics* 547, A112 (cf. p. 55).
- MORDASINI (2018). « Planetary Population Synthesis ». *Handbook of Exoplanets*. Cham : Springer International Publishing, p. 2425-2474 (cf. p. 55).
- MORGAN, KEENAN et KELLMAN (1943). « An atlas of stellar spectra, with an outline of spectral classification ». *Chicago, Ill., The University of Chicago press* (cf. p. 40).
- MORLEY et al. (2014). « Water clouds in y dwarfs and exoplanets ». *The Astrophysical Journal* 787.1, p. 78 (cf. p. 41).
- MORLEY et al. (2019). « Measuring the D/H Ratios of Exoplanets and Brown Dwarfs ». *The Astrophysical Journal* 882.2, p. L29 (cf. p. 58, 75).
- MOUILLET, LAGRANGE, BEUZIT et RENAUD (1997a). « A stellar coronagraph for the COME-ON-PLUS adaptive optics system : II. First astronomical results ». *Astronomy and Astrophysics* 324, p. 1083-1090 (cf. p. 30, 31).
- MOUILLET, LARWOOD, PAPALOIZOU et LAGRANGE (1997b). « A planet on an inclined orbit as an explanation of the warp in the beta Pictoris disc ». *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 292.4, p. 896-904 (cf. p. 31).
- MUKHERJEE et al. (2022). « Probing the Extent of Vertical Mixing in Brown Dwarf Atmospheres with Disequilibrium Chemistry ». *The Astrophysical Journal* 938.2, p. 107 (cf. p. 74, 118, 119).
- MÜLLER et al. (2018). « Orbital and atmospheric characterization of the planet within the gap of the PDS 70 transition disk ». *Astronomy & Astrophysics* 617, p. L2 (cf. p. 37, 54).
- MURAKAMI et al. (2007). « The Infrared Astronomical Mission AKARI ». *Publications of the Astronomical Society of Japan* 59.sp2, S369-S376 (cf. p. 64).
- NAKAJIMA et al. (1995). « Discovery of a cool brown dwarf ». *Nature* 378.6556, p. 463-465 (cf. p. 21, 34).
- NAUD et al. (2014). « Discovery of a wide planetary-mass companion to the young M3 star GU Psc ». *The Astrophysical Journal* 787.1, p. 5 (cf. p. 41).
- NAYAKSHIN (2017). « Dawes Review 7 : The Tidal Downsizing Hypothesis of Planet Formation ». *Publications of the Astronomical Society of Australia* 34, e002 (cf. p. 54).
- NELDER et MEAD (1965). « A simplex method for function minimization ». *The Computer Journal* 7, p. 308-313 (cf. p. 165).
- NEUGEBAUER et al. (1984). « The Infrared Astronomical Satellite (IRAS) mission. » *Astrophysical Journal* 278, p. L1-L6 (cf. p. 64).
- NIELSEN et al. (2019). « The Gemini Planet Imager Exoplanet Survey : Giant Planet and Brown Dwarf Demographics from 10 to 100 au ». *The Astronomical Journal* 158.1, p. 13 (cf. p. 24).
- NOWAK et al. (2020a). « Direct confirmation of the radial-velocity planet Beta Pictoris c ». *Astronomy & Astrophysics* 642, p. L2 (cf. p. 40, 107).
- NOWAK et al. (2020b). « Peering into the formation history of Beta Pictoris b with VLTI/GRAVITY long-baseline interferometry ». *Astronomy & Astrophysics* 633, A110 (cf. p. 39, 43).
- ÖBERG et WORDSWORTH (2019). « Jupiter’s Composition Suggests its Core Assembled Exterior to the N2 Snowline ». *The Astronomical Journal* 158.5, p. 194 (cf. p. 56).
- ÖBERG et BERGIN (2021). « Astrochemistry and compositions of planetary systems ». *Physics Reports* 893, p. 1-48 (cf. p. 56, 57).

- ÖBERG, MURRAY-CLAY et BERGIN (2011). « The effects of snowlines on C/O in planetary atmospheres ». *The Astrophysical Journal* 743.1, p. L16 (cf. p. 56).
- OHNO et FORTNEY (2022a). *Nitrogen as a Tracer of Giant Planet Formation. I. : A Universal Deep Adiabatic Profile and Semi-analytical Predictions of Disequilibrium Ammonia Abundances in Warm Exoplanetary Atmospheres* (cf. p. 57).
- (2022b). *Nitrogen as a Tracer of Giant Planet Formation. II. : Comprehensive Study of Nitrogen Photochemistry and Implications for Observing NH<sub>3</sub> and HCN in Transmission and Emission Spectra* (cf. p. 57).
- OPPENHEIMER, KULKARNI, MATTHEWS et KERKWIJK (1998). « The Spectrum of the Brown Dwarf Gliese 229B ». *The Astrophysical Journal* 502.2, p. 932-943 (cf. p. 40).
- OPPENHEIMER, KULKARNI, MATTHEWS et NAKAJIMA (1995). « Infrared Spectrum of the Cool Brown Dwarf Gl 229B ». *Science* 270.5241, p. 1478-1479 (cf. p. 34).
- ORMEL et KLAHR (2010). « The effect of gas drag on the growth of protoplanets : Analytical expressions for the accretion of small bodies in laminar disks ». *Astronomy and Astrophysics* 520, A43 (cf. p. 53).
- OWEN et ALVAREZ (2015). « UV Driven evaporation of close-in planets : energy-limited, recombination-limited, and photon-limited flows ». *The Astrophysical Journal* 816.1, p. 34 (cf. p. 54).
- OWEN, ERCOLANO et CLARKE (2017). « Erratum : Protoplanetary disc evolution and dispersal : the implications of X-ray photoevaporation ». *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 472.3, p. 2955-2955 (cf. p. 54).
- PALMA-BIFANI et al. (2022). *Peering into the Young Planetary System AB Pic. Atmosphere, Orbit, Obliquity & Second Planetary Candidate* (cf. p. 40, 43).
- PAPALOIOZOU et TERQUEM (1999). « Critical Protoplanetary Core Masses in Protoplanetary Disks and the Formation of Short-Period Giant Planets ». *The Astrophysical Journal* 521.2, p. 823-838 (cf. p. 54).
- PATAPIS et al. (2022). « Direct emission spectroscopy of exoplanets with the medium resolution imaging spectrometer on board JWST MIRI : I. Molecular mapping and sensitivity to instrumental effects ». *Astronomy & Astrophysics* 658, A72 (cf. p. 73, 74, 82, 89, 90, 119, 120, 153, 193).
- PATHAK et al. (2021). « High-contrast imaging at ten microns : A search for exoplanets around Eps Indi A, Eps Eri, Tau Ceti, Sirius A, and Sirius B ». *Astronomy & Astrophysics* 652, A121 (cf. p. 37).
- PATIENCE, KING, DE ROSA et MAROIS (2010). « The highest resolution near infrared spectrum of the imaged planetary mass companion 2M1207 b ». *Astronomy and Astrophysics* 517, A76 (cf. p. 105, 110).
- PERRIN et al. (2014). « Updated point spread function simulations for JWST with WebbPSF ». Montréal, Quebec, Canada, p. 91433X (cf. p. 171).
- PETIGURA et al. (2018). « The California- Kepler Survey. IV. Metal-rich Stars Host a Greater Diversity of Planets ». *The Astronomical Journal* 155.2, p. 89 (cf. p. 24).
- PETIT DIT DE LA ROCHE, HOEIJMAKERS et SNELLEN (2018). « Molecule mapping of HR8799b using OSIRIS on Keck : Strong detection of water and carbon monoxide, but no methane ». *Astronomy & Astrophysics* 616, A146 (cf. p. 81, 107).
- PETRUS et al. (2020). « A new take on the low-mass brown dwarf companions on wide orbits in Upper-Scorpius ». *Astronomy & Astrophysics* 633, A124 (cf. p. 179).
- PETRUS et al. (2021). « Medium-resolution spectrum of the exoplanet HIP 65426 b ». *Astronomy & Astrophysics* 648, A59 (cf. p. 43, 81, 86, 90, 91, 104, 109, 136, 137, 155, 179, 192).
- PETRUS et al. (2023). « X-SHYNE : X-shooter spectra of young exoplanet analogs : I. A medium-resolution 0.65–2.5  $\mu$  m one-shot spectrum of VHS 12561257 b ». *Astronomy & Astrophysics* 670, p. L9 (cf. p. 52, 125, 137, 178).
- PHILLIPS et al. (2020). « A new set of atmosphere and evolution models for cool T–Y brown dwarfs and giant exoplanets ». *Astronomy & Astrophysics* 637, A38 (cf. p. 47).
- PINTE et al. (2018). « Kinematic Evidence for an Embedded Protoplanet in a Circumstellar Disk ». *The Astrophysical Journal* 860.1, p. L13 (cf. p. 38).
- PINTE et al. (2020). « Nine Localized Deviations from Keplerian Rotation in the DSHARP Circumstellar Disks : Kinematic Evidence for Protoplanets Carving the Gaps ». *The Astrophysical Journal* 890.1, p. L9 (cf. p. 38).
- POLLACK et al. (1996). « Formation of the Giant Planets by Concurrent Accretion of Solids and Gas ». *Icarus* 124.1, p. 62-85 (cf. p. 53).
- PONT et al. (2013). « The prevalence of dust on the exoplanet HD 189733b from Hubble and Spitzer observations ». *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 432.4, p. 2917-2944 (cf. p. 49).

- POTIER et al. (2022). « Increasing the raw contrast of VLT/SPHERE with the dark hole technique : II. On-sky wavefront correction and coherent differential imaging ». *Astronomy & Astrophysics* 665, A136 (cf. p. 32).
- PUEYO (2016). « Detection and characterization of exoplanets using projections on Karhunen–Loeve eigenimages : forward modeling ». *The Astrophysical Journal* 824.2, p. 117 (cf. p. 33, 165).
- RACINE, WALKER, NADEAU, DOYON et MAROIS (1999). « Speckle Noise and the Detection of Faint Companions ». *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 111.759, p. 587-594 (cf. p. 32).
- RAMEAU et al. (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 ». *Astronomy & Astrophysics* 553, A60 (cf. p. 54).
- RAMEAU et al. (2013b). « Confirmation of the planet around HD95086 by direct imaging ». *The Astrophysical Journal* 779.2, p. L26 (cf. p. 35, 108, 169, 185).
- RAMEAU et al. (2013c). « Discovery of a probable 4-5 Jupiter-mass exoplanet to HD95086 by Direct Imaging ». *The Astrophysical Journal* 776.1, p. L17 (cf. p. 185).
- RAYMOND et al. (2012). « Debris disks as signposts of terrestrial planet formation : II. Dependence of exoplanet architectures on giant planet and disk properties ». *Astronomy & Astrophysics* 541, A11 (cf. p. 54).
- RAYMOND, ARMITAGE et GORELICK (2010). « Planet-planet scattering in planetesimal disks. II. Predictions for outer extrasolar planetary systems ». *The Astrophysical Journal* 711.2, p. 772-795 (cf. p. 54).
- READ, WYATT, MARINO et KENNEDY (2018). « Shaping HR8799’s outer dust belt with an unseen planet ». *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 475.4, p. 4953-4966 (cf. p. 38).
- REBOLO, OSORIO et MARTÍN (1995). « Discovery of a brown dwarf in the Pleiades star cluster ». *Nature* 377.6545, p. 129-131 (cf. p. 21).
- REN et al. (2021). « A Layered Debris Disk around M Star TWA 7 in Scattered Light ». *The Astrophysical Journal* 914.2, p. 95 (cf. p. 38).
- RIAUD et SCHNEIDER (2007). « Improving Earth-like planets’ detection with an ELT : the differential radial velocity experiment ». *Astronomy & Astrophysics* 469.1, p. 355-361 (cf. p. 80).
- RICH et al. (2016). « Thermal infrared imaging and atmospheric modeling of VHS J125601.92-125723.9 b : Evidence for moderately thick clouds and equilibrium carbon chemistry in a hierarchical triple system ». *The Astrophysical Journal* 830.2, p. 114 (cf. p. 124).
- RICKER et al. (2014). « Transiting Exoplanet Survey Satellite ». *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems* 1.1, p. 014003 (cf. p. 22).
- RIEKE et al. (2015). « The Mid-Infrared Instrument for the James Webb Space Telescope, I : Introduction ». *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 127.953, p. 584-594 (cf. p. 64).
- RIGBY et al. (2023). « The Science Performance of JWST as Characterized in Commissioning ». *PASP* 135.1046 (cf. p. 60, 65, 161).
- RODDIER et RODDIER (1997). « Stellar Coronagraph with Phase Mask ». *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 109, p. 815-820 (cf. p. 31).
- ROSENTHAL, GURWELL et HO (1996). « Efficient detection of brown dwarfs using methane-band imaging ». *Nature* 384, p. 243-244 (cf. p. 32).
- ROTHMAN et al. (2010). « HITEMP, the high-temperature molecular spectroscopic database ». *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 111.15, p. 2139-2150 (cf. p. 48).
- ROUAN, RIAUD, BOCCALETTI, CLÉNET et LABEYRIE (2000). « The Four-Quadrant Phase-Mask Coronagraph. I. Principle ». *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 112.777, p. 1479-1486 (cf. p. 31, 70, 71).
- ROUSSET, FONTANELLA, KERN, GIGAN et RIGAUT (1990). « First diffraction-limited astronomical images with adaptive optics ». *Astronomy and Astrophysics* 230.1, p. L29-L32 (cf. p. 30).
- ROUSSET et al. (2003). « NAOS, the first AO system of the VLT : on-sky performance ». Sous la dir. de WIZINOWICH et BONACCINI. Waikoloa, Hawai’i, United States, p. 140 (cf. p. 30).
- RUFFIO et al. (2017). « Improving and Assessing Planet Sensitivity of the GPI Exoplanet Survey with a Forward Model Matched Filter ». *The Astrophysical Journal* 842.1, p. 14 (cf. p. 33).
- RUFFIO et al. (2019). « Radial Velocity Measurements of HR 8799 b and c with Medium Resolution Spectroscopy ». *The Astronomical Journal* 158.5, p. 200 (cf. p. 81).
- RUFFIO et al. (2021). « Deep Exploration of the Planets HR 8799 b, c, and d with Moderate-resolution Spectroscopy ». *The Astronomical Journal* 162.6, p. 290 (cf. p. 107).

- SAMLAND et al. (2017). « Spectral and atmospheric characterization of 51 Eridani b using VLT/SPHERE ». *Astronomy & Astrophysics* 603, A57 (cf. p. 104, 109).
- SAMLAND et al. (2021). « TRAP : a temporal systematics model for improved direct detection of exoplanets at small angular separations ». *Astronomy & Astrophysics* 646, A24 (cf. p. 33).
- SCHLIEDER, LÉPINE et SIMON (2012). « Cool young stars in the northern hemisphere :  $\beta$  Pictoris and AB Doradus moving group candidates ». *The Astronomical Journal* 143.4, p. 80 (cf. p. 34).
- SCHNEIDER (2018). « Definition of Exoplanets and Brown Dwarfs ». *Handbook of Exoplanets*. Cham : Springer International Publishing, p. 611-616 (cf. p. 21).
- SEAGER et DEMING (2010). « Exoplanet Atmospheres ». *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 48.1, p. 631-672 (cf. p. 28).
- SHOWMAN, TAN et ZHANG (2019). « Atmospheric Circulation of Brown Dwarfs and Jupiter- and Saturn-like Planets : Zonal Jets, Long-term Variability, and QBO-type Oscillations ». *The Astrophysical Journal* 883.1, p. 4 (cf. p. 41).
- SKAF et al. (2023). « The  $\beta$  Pictoris system : Setting constraints on the planet and the disk structures at mid-IR wavelengths with NEAR ». *Astronomy & Astrophysics* 675, A35 (cf. p. 37).
- SKEMER et al. (2011). « Evidence against an edge-on disk around the extrasolar planet, 2MASS 1207 b and a new thick-cloud explanation for its underluminosity ». *The Astrophysical Journal* 732.2, p. 107 (cf. p. 147, 149).
- SKEMER et al. (2012). « First light LBT AO images of HR 8799 bcde at 1.6 and 3.3  $\mu\text{m}$  : New discrepancies between young planets and old brown dwarfs ». *The Astrophysical Journal* 753.1, p. 14 (cf. p. 180).
- SKEMER et al. (2014). « Directly imaged L-T transition exoplanets in the mid-infrared ». *The Astrophysical Journal* 792.1, p. 17 (cf. p. 180).
- SKEMER et al. (2016). « The LEECH exoplanet imaGING SURVEY : Characterization of the coldest directly imaged exoplanet, GJ 504 b, and evidence for superstellar metallicity ». *The Astrophysical Journal* 817.2, p. 166 (cf. p. 151).
- SKILING (2004). « Nested Sampling ». *AIP Conference Proceedings* 735, p. 395-405 (cf. p. 52).
- SMITH et TERRILE (1984). « A Circumstellar Disk around  $\beta$  Pictoris ». *Science* 226.4681, p. 1421-1424 (cf. p. 30, 31).
- SNELLEN et al. (2015). « Combining high-dispersion spectroscopy with high contrast imaging : Probing rocky planets around our nearest neighbors ». *Astronomy & Astrophysics* 576, A59 (cf. p. 81, 120).
- SNELLEN et BROWN (2018). « The mass of the young planet Beta Pictoris b through the astrometric motion of its host star ». *Nature Astronomy* 2, p. 883-886 (cf. p. 23).
- SNELLEN et al. (2014). « The fast spin-rotation of a young extra-solar planet ». *Nature* 509, p. 63-65 (cf. p. 43, 80).
- SNELLEN, KOK, MOOIJ et ALBRECHT (2010). « The orbital motion, absolute mass and high-altitude winds of exoplanet HD 209458b ». *Nature* 465.7301, p. 1049-1051 (cf. p. 80).
- SOMMER (2005). « Apodized Pupil Lyot Coronagraphs for Arbitrary Telescope Apertures ». *The Astrophysical Journal* 618.2, p. L161-L164 (cf. p. 31).
- SOMMER, PUEYO et LARKIN (2012). « Detection and characterization of exoplanets and disks using projections on Karhunen-Loeve eigenimages ». *The Astrophysical Journal* 755.2, p. L28 (cf. p. 33, 162, 165).
- SPARKS et FORD (2002). « Imaging Spectroscopy for Extrasolar Planet Detection ». *The Astrophysical Journal* 578.1, p. 543-564 (cf. p. 33, 80).
- SPIEGEL et BURROWS (2012). « Spectral and photometric diagnostics of giant planet formation scenarios ». *The Astrophysical Journal* 745.2, p. 174 (cf. p. 55).
- SPIEGEL, BURROWS et MILSOM (2011). « The deuterium-burning mass limit for brown dwarfs and giant planets ». *The Astrophysical Journal* 727.1, p. 57 (cf. p. 22).
- STEIGER et al. (2021). « SCExAO/MEC and CHARIS Discovery of a Low-mass, 6 au Separation Companion to HIP 109427 Using Stochastic Speckle Discrimination and High-contrast Spectroscopy ». *The Astronomical Journal* 162.2, p. 44 (cf. p. 37).
- STRUVE (1952). « Proposal for a project of high-precision stellar radial velocity work ». *The Observatory* 72, p. 199-200 (cf. p. 18).
- SU et al. (2009). « The debris disk around HR 8799 ». *The Astrophysical Journal* 705.1, p. 314-327 (cf. p. 76, 160).



- SU et al. (2015). « Debris distribution in HD 95086—a young analog of HR 8799 ». *The Astrophysical Journal* 799.2, p. 146 (cf. p. 38, 76, 160, 165, 169).
- SU et al. (2017). « ALMA 1.3 mm Map of the HD 95086 System ». *The Astronomical Journal* 154.6, p. 225 (cf. p. 160, 169).
- SUÁREZ et METCHEV (2022). « Ultracool dwarfs observed with the *Spitzer* infrared spectrograph. II. Emergence and sedimentation of silicate clouds in L dwarfs, and analysis of the full M5–T9 field dwarf spectroscopic sample ». *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, stac1205 (cf. p. 49).
- SUZUKI, KUDO et HASHIMOTO (2010). « Performance characterization of the HiCIAO instrument for the Subaru Telescope ». *SPIE Astronomical Telescopes + Instrumentation* 7735 (cf. p. 36).
- TABONE et al. (2023). *A rich hydrocarbon chemistry and high C to O ratio in the inner disk around a very low-mass star* (cf. p. 76, 150).
- TAMURA, SEEDS TEAM, USUDA, TAMURA et ISHII (2009). « Subaru Strategic Exploration of Exoplanets and Disks with HiCIAOAO188 (SEEDS) ». *AIP Conference Proceedings*. Kailua-Kona (Hawaii) : AIP, p. 11-16 (cf. p. 35).
- TANAKA, TAKEUCHI et WARD (2002). « Three-dimensional Interaction between a Planet and an Isothermal Gaseous Disk. I. Corotation and Lindblad Torques and Planet Migration ». *The Astrophysical Journal* 565.2, p. 1257-1274 (cf. p. 54).
- TELESCO et al. (2003). « CanariCam : a multimode mid-infrared camera for the Gran Telescopio CANARIAS ». Sous la dir. d'YVE et MOORWOOD. Waikoloa, Hawai'i, United States, p. 913 (cf. p. 64).
- TENNYSON et YURCHENKO (2012). « ExoMol : molecular line lists for exoplanet and other atmospheres : ExoMol : molecular line lists ». *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 425.1, p. 21-33 (cf. p. 48).
- TERQUEM et PAPALOIZOU (2007). « Migration and the Formation of Systems of Hot Super-Earths and Neptunes ». *The Astrophysical Journal* 654.2, p. 1110-1120 (cf. p. 54).
- THALMANN et al. (2009). « Discovery of the coldest imaged companion of a sun-like star ». *The Astrophysical Journal* 707.2, p. L123-L127 (cf. p. 110).
- THALMANN et al. (2014). « SPOTS : The Search for Planets Orbiting Two Stars : I. Survey description and first observations ». *Astronomy & Astrophysics* 572, A91 (cf. p. 37).
- THATTE et al. (2007). « Very high contrast integral field spectroscopy of AB Doradus C : 9-mag contrast at 0.2 arcsec without a coronagraph using spectral deconvolution† ». *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 378.4, p. 1229-1236 (cf. p. 34, 80).
- THOMPSON et al. (2023). « Deep Orbital Search for Additional Planets in the HR 8799 System ». *The Astronomical Journal* 165.1, p. 29 (cf. p. 39).
- TREMBLIN et al. (2015). « Fingering convection and cloudless models for cool brown dwarf atmospheres ». *The Astrophysical Journal* 804.1, p. L17 (cf. p. 47).
- TREMBLIN et al. (2016). « Cloudless atmospheres for l/t dwarfs and extrasolar giant planets ». *The Astrophysical Journal* 817.2, p. L19 (cf. p. 177).
- TREMBLIN et al. (2017). « Cloudless Atmospheres for Young Low-gravity Substellar Objects ». *The Astrophysical Journal* 850.1, p. 46 (cf. p. 177).
- TREMBLIN et al. (2019). « Thermo-compositional Diabatic Convection in the Atmospheres of Brown Dwarfs and in Earth's Atmosphere and Oceans ». *The Astrophysical Journal* 876.2, p. 144 (cf. p. 177).
- TSAI et al. (2022). *Direct Evidence of Photochemistry in an Exoplanet Atmosphere* (cf. p. 73).
- TSUJI (2002). « Dust in the Photospheric Environment : Unified Cloudy Models of M, L, and T Dwarfs ». *The Astrophysical Journal* 575.1, p. 264-290 (cf. p. 47).
- TURRINI et al. (2021). « Tracing the Formation History of Giant Planets in Protoplanetary Disks with Carbon, Oxygen, Nitrogen, and Sulfur ». *The Astrophysical Journal* 909.1, p. 40 (cf. p. 56).
- VENOT et al. (2012). « A chemical model for the atmosphere of hot Jupiters ». *Astronomy & Astrophysics* 546, A43 (cf. p. 178).
- VIGAN et al. (2016). « First light of the VLT planet finder SPHERE : I. Detection and characterization of the substellar companion GJ 758 B ». *Astronomy & Astrophysics* 587, A55 (cf. p. 36, 105, 110).
- VIGAN et al. (2021). « The SPHERE infrared survey for exoplanets (SHINE) : III. The demographics of young giant exoplanets below 300 au with SPHERE ». *Astronomy & Astrophysics* 651, A72 (cf. p. 24, 36, 54, 117).

- VILAS et SMITH (1987). « Coronagraph for astronomical imaging and spectrophotometry ». *Applied Optics* 26.4, p. 664 (cf. p. 30).
- VISSCHER, LODDERS et FEGLEY (2010). « ATMOSPHERIC CHEMISTRY IN GIANT PLANETS, BROWN DWARFS, AND LOW-MASS DWARF STARS. III. IRON, MAGNESIUM, AND SILICON ». *The Astrophysical Journal* 716.2, p. 1060-1075 (cf. p. 50, 87).
- WAGNER et al. (2021). « Imaging low-mass planets within the habitable zone of  $\alpha$  Centauri ». *Nature Communications* 12.1, p. 922 (cf. p. 37).
- WAGNER, APAI et KRATTER (2019). « On the Mass Function, Multiplicity, and Origins of Wide-orbit Giant Planets ». *The Astrophysical Journal* 877.1, p. 46 (cf. p. 24).
- WAGNER et al. (2023). « Direct images and spectroscopy of a giant protoplanet driving spiral arms in MWC 758 ». *Nature Astronomy* (cf. p. 38).
- WANG, KULIKAUSKAS et BLUNT (2021a). *whereistheplanet : Predicting positions of directly imaged companions*, (cf. p. 103, 171).
- WANG et al. (2018a). « Dynamical Constraints on the HR 8799 Planets with GPI ». *The Astronomical Journal* 156.5, p. 192 (cf. p. 37, 39).
- WANG et al. (2021b). « Detection and Bulk Properties of the HR 8799 Planets with High-resolution Spectroscopy ». *The Astronomical Journal* 162.4, p. 148 (cf. p. 43).
- WANG et al. (2018b). « Detecting Water in the Atmosphere of HR 8799 c with  $L$ -band High-dispersion Spectroscopy Aided by Adaptive Optics ». *The Astronomical Journal* 156.6, p. 272 (cf. p. 43).
- WELLS et al. (2015). « The Mid-Infrared Instrument for the James Webb Space Telescope, VI : The Medium Resolution Spectrometer ». *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 127.953, p. 646-664 (cf. p. 67, 68).
- WENGER et al. (2000). « The SIMBAD astronomical database : The CDS reference database for astronomical objects ». *Astronomy and Astrophysics Supplement Series* 143.1, p. 9-22 (cf. p. 103).
- WERNER, ROELLIG, LOW, RIEKE et RIEKE (2004). « The Spitzer Space Telescope Mission ». *The Astrophysical Journal Supplement Series* 154.I, p. 1-9 (cf. p. 64).
- WOLSZCZAN et FRAIL (1992). « A planetary system around the millisecond pulsar PSR1257 + 12 ». *Nature* 355.Issue 6356, p. 145-147 (cf. p. 19).
- WRIGHT et al. (2010). « The Wide-Field Infrared Survey Explorer (WISE) : Mission description and initial on-orbit performance ». *The Astronomical Journal* 140.6, p. 1868-1881 (cf. p. 40, 64).
- XUAN et al. (2018). « Characterizing the Performance of the NIRC2 Vortex Coronagraph at W. M. Keck Observatory ». *The Astronomical Journal* 156.4, p. 156 (cf. p. 32).
- YOUNDIN et GOODMAN (2005). « Streaming Instabilities in Protoplanetary Disks ». *The Astrophysical Journal* 620.1, p. 459-469 (cf. p. 53).
- ZAHNLE et MARLEY (2014). « Methane, Carbon Monoxide, and Ammonia in Brown Dwarfs and self-luminous Giant Planets ». *The Astrophysical Journal* 797.1, p. 41 (cf. p. 86, 118, 154).
- ZAPATA, HO et RODRÍGUEZ (2018). « A submillimeter background galaxy projected on the debris disk of HD95086 revealed by ALMA ». *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 476.4, p. 5382-5387 (cf. p. 169).
- ZHANG et al. (2021a). « The 13CO-rich atmosphere of a young accreting super-Jupiter ». *Nature* 595.7867, p. 370-372 (cf. p. 57).
- ZHANG et al. (2021b). « The Second Discovery from the COCONUTS Program : A Cold Wide-orbit Exoplanet around a Young Field M Dwarf at 10.9 pc ». *The Astrophysical Journal Letters* 916.2, p. L11 (cf. p. 41).
- ZIEBA et al. (2023). « No thick carbon dioxide atmosphere on the rocky exoplanet TRAPPIST-1 c ». *Nature* (cf. p. 72).
- ZURLO et al. (2016). « First light of the VLT planet finder SPHERE. III. New spectrophotometry and astrometry of the HR8799 exoplanetary system ». *Astronomy & Astrophysics* 587, A57 (cf. p. 36, 180).