HAL
open science

Préparation des observations d'atmosphères d'exoplanètes en transit avec le télescope spatial James Webb : prise en compte des systématiques instrumentales et étude de l'hypothèse " dark-planet "

Marine Martin-Lagarde

To cite this version:

Marine Martin-Lagarde. Préparation des observations d'atmosphères d'exoplanètes en transit avec le télescope spatial James Webb : prise en compte des systématiques instrumentales et étude de l'hypothèse " dark-planet ". Sciences de la Terre. Université Paris Cité, 2020. Français. NNT : 2020UNIP7185 . tel-03292104

HAL Id: tel-03292104

https://theses.hal.science/tel-03292104v1

Submitted on 20 Jul 2021

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

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

Thèse préparée
à l'Université de Paris
École doctorale STEP'UP - ED n°560
CEA-AIM - LDE3 - Équipe MIRI

Préparation des observations d'atmosphères d'exoplanètes en transit avec le télescope spatial James Webb :

Prise en compte des systématiques instrumentales et étude de l'hypothèse « dark-planet »

par Marine Martin-Lagarde

présentée et soutenue publiquement le
20 octobre 2020

Thèse de doctorat de Physique de l'Univers
dirigée par Pierre-Olivier Lagage

devant un jury composé de :

Sebastien Charnoz IPGP, Paris (France)	Président du Jury
Marc Ollivier IAS, Orsay (France)	Rapporteur
Claire Moutou IRAP, Toulouse (France)	Rapporteur
Giovanna Tinetti UCL, Londres (Royaume-Uni)	Examinatrice
Emeline Bolmont Université de Genève, Genève (Suisse)	Examinatrice
Pierre-Olivier Lagage CEA-AIM, Gif-sur-Yvette (France)	Directeur

Remerciements

Il va sans dire que la route qui mène au manuscrit que tu tiens, cher lecteur, n'était ni carrossable, ni une ligne droite. Elle a d'ailleurs souvent ressemblé à un chemin de terre tortueux, quand ce n'était pas simplement une broussaille. Il a donc été crucial d'être bien équipée, mais surtout formidablement entourée. Il est venu le temps de rendre hommage à ceux sans qui il n'existerait pas. Cet exercice m'a longuement tourmenté, tant il est impossible de rendre justice au soutien quotidien, parfois discret, mais infaillible et indispensable de tout ceux qui m'ont entouré pendant ces trois années, et en premier lieu l'équipe MIRI.

Merci Pierre-Olivier pour ta confiance et ton accompagnement. Merci d'avoir construit une équipe si équilibrée et d'y avoir encouragé les échanges et les collaborations. Merci pour cette porte toujours ouverte, ta patience et ton soutien en particulier pendant la rédaction de ce manuscrit.

Merci Christophe pour ces heures de code à quatre mains, à refaire le monde. Merci pour ton infinie patience (je suis finalement passée sur PyCharm, ça valait le coup). Merci de ta disponibilité infaillible et créative pour me tirer de mes embûches. Merci pour l'optimisme, les tutoriels et les cannelés.

Merci Giuseppe d'avoir été un colocataire de voyage et de bureau drôle et discret. Merci pour ton impulsion scientifique et ton exigence. Merci de m'avoir pris sous ton aile, et introduit dans la communauté. Et oui, tu as gagné.

Thank you, Dan, for all your motivational speeches, that lifted me in those moments. Thank you for your Britishness and the containment of my European-soup English. Merci pour nos conversations bicyclesques, dont les conseils qui m'ont permis de survivre aux aller-retours Paris/Saclay.

Merci Alain pour ton aide, et toutes nos discussions sur la recherche et ses rouages. Merci de ton accueil à l'Observatoire et de m'avoir confié les clefs de ton bureau.

Renatus gratias ago vos pro socius scientiam. Merci pour ta chaleur, tes conversations absurdes et impromptues. Merci pour toutes tes attentions (et pardonne mon latin).

Merci Patrice pour ces belles discussions, et tous ces trajets en voiture.

Enfin, merci à Camilla et Raphaël pour vos sourires, votre aide et votre soutien successifs pendant ces trois ans.

Vos bureaux ont été des refuges où j'ai toujours trouvé un soutien inconditionnel, de la bienveillance et un accompagnement. Je ne compte plus les fois où j'y suis entrée avec un problème, et ressortie avec deux solutions. Merci à vous tous pour ça. Votre disponibilité, en particulier pendant ces derniers mois si particuliers, a été décisive, et m'a permis d'aborder la fin de ma thèse dans les meilleures conditions possibles, malgré les difficultés sanitaires.

J'ai également une pensée pour Achrène qui prend le relai d'une partie de mes travaux. Merci à toi pour la fraîcheur que tu as apporté à l'équipe, pour ton sérieux et ta motivation. Je te souhaite bonne route en te sachant parfaitement entourée.

Plus largement, merci aux équipes du CEA-Saclay et aux chercheurs du Laboratoire de Dynamique des Étoiles, Exoplanètes et de leur Environnement, pour leur accueil et leur accompagnement. Je tiens ici à saluer les doctorants du Département d'Astrophysique pour leur soutien. En particulier Nicolas, merci pour nos discussions autour d'un thé ou dans le RER et notre binômage pour l'organisation de la conférence Elbereth. Je salue également Jérémy, Lisa, Aurélie, Mansour, Raphaël, Quentin et tous les autres.

Merci Michel, pour tes apports, plus sporadiques mais toujours pertinents, en particulier sur les derniers mois de ma thèse.

Merci Émeric et Sébastien, d'avoir accepté de suivre mon travail pendant ces trois ans. Merci Émeric pour ta disponibilité, ta bienveillance et ton ouverture à chacun de nos nombreux échanges. Merci Sébastien d'avoir accepté de présider mon jury

Merci également à Claire, Marc, Giovanna et Émeline d'avoir accepté d'évaluer mes travaux, et particulièrement à Claire et Marc d'en avoir été les rapporteurs. Merci pour vos commentaires constructifs qui ont rendu ce manuscrit plus complet et plus lisible.

Merci au consortium ExoplANETS-A, avec lequel j'ai travaillé tout au long de ma thèse, pour leur accueil chaleureux, leur apport dans ces travaux, mais également pour y avoir donné un sens, puisque c'est eux qui en sont les premiers destinataires.

Je tiens également à rendre hommage et à remercier les concepteur du langage Python et particulièrement des packages `astropy` et `numpy` que j'ai abondamment utilisé dans mes développements. Ces outils *open source*, parmi d'autres, sont souvent au cœur des travaux, et sont mis à disposition de tous par une communauté active et engagée.

J'ai eu le privilège de partager ma passion pour la science, l'astronomie et les planètes au Palais de la Découverte pendant ma thèse. Merci aux équipes d'Universcience et à l'unité d'astronomie d'avoir rendu possible ce rêve de petite fille, et de m'avoir permis de rendre un peu de ce que ce lieu m'a apporté. Plus particulièrement, merci à Aurélie, Ludovic et Véronique de m'avoir fait confiance et de m'avoir accompagné pendant la préparation de la Semaine des Jeunes Chercheurs. Merci à Pierre pour tes bulles, à Lucile pour tes cellules, à Laetitia pour tes tortues, à Alexis pour ton caméléon et à Audrey pour ton volcan. Merci aux visiteurs du Palais pour leur enthousiasme et leur curiosité rafraîchissante (et pour les questions mignonnes). J'espère que ce lieu précieux rouvrira et qu'il pourra continuer à émerveiller petits et grands pendant encore de longues années.

Il y a la thèse, et il y a tout le reste. Je tiens à remercier ici mes premiers soutiens, maman, papa, de vous être battus, parfois contre vents et marées pour me permettre d'arriver là. Merci de m'avoir soutenu et accompagné pendant mes (très) longues études. À mes frères Antoine, Guillaume et Victor, merci d'être vous. Merci Florian pour la vie, l'univers et tout le reste.

Merci au gouvernement français et au virus SARS-COV-2 de m'avoir éliminé toute distraction en confinant tout le monde pendant ma rédaction de thèse. Je tiens à remercier la communauté *SpaceGeek* et les membres association SpaceUp France de leur enthousiasme à tout épreuve, de leur soutien et de leur bienveillance depuis bien des années. Merci Mathilde, Isabelle, Jules, Carole, Olivier, Guilhem, Matheo, Arnaud, Zacharie, Charles, et tous les autres.

Ces remerciements sont déjà trop longs, et j'ai sûrement honteusement oublié des gens importants, que je prie de m'excuser. Merci à tous et finalement merci à toi, lecteur, puisses-tu trouver ici ce que tu cherches.

Abstract

Français

Depuis la première détection en 1995, plus de 4000 exoplanètes ont été découvertes. Pendant ces 25 dernières années, les instruments se sont grandement améliorés, dévoilant l'ubiquité et la diversité des exoplanètes. Leur étude, principalement focalisée sur la détection, a amorcé un tournant vers la caractérisation de l'atmosphère des exoplanètes. Avec les nouveaux télescopes spatiaux comme le JWST ou ARIEL, une connaissance plus détaillée de ces planètes, et en particulier de leur atmosphère, va être possible. La précision attendue des signaux (jusqu'à ~ 10 ppm) et la large gamme de longueurs d'ondes couverte ouvrent de nouveaux défis, notamment en traitement de données pour différencier les signaux provenant de la planète et de son atmosphère, de ceux venant d'autres sources, et en particulier des bruits systématiques et des dérives instrumentales.

Dans cette thèse, nous avons mis au point un simulateur de données d'observations d'exoplanètes en transit avec l'instrument MIRI du JWST, qui prend en compte les effets de dérives du détecteur mesurés en laboratoire et qui sont bien souvent supérieurs au signal recherché. Pour cela :

1. Nous avons développé un nouvel outil, `exonoodle`, permettant de générer des séries temporelles de spectres d'un système exoplanétaire en transit. Ce programme calcule, avec une précision < 1 ppm, la contribution de l'étoile et de la planète au spectre observé, à un temps donné. Un bouclage efficace sur le temps et des options de parallélisation permettent alors d'obtenir une série temporelle sur tout ou partie de l'orbite de la planète autour de son étoile. Ce code est *open source* et est soumis pour publication au Journal of Open Source Software.

2. Nous utilisons ensuite le simulateur instrumental `MIRISim`. Ce simulateur n'ayant pas été conçu pour simuler des observations demandant une précision spectrophotométrique aussi fine que celle nécessaire lors des observations de transit d'exoplanètes, il ne prend pas en compte certaines dérives du détecteur. Ces

dérives ne sont pas négligeables pour réaliser des simulations réalistes d'observations en séries temporelles d'exoplanètes en transit.

3. Nous avons donc conçu et développé un post-traitement des images simulées en réintroduisant des dérives. En s'appuyant sur les campagnes de tests sur le détecteur, nous avons identifié trois effets importants dans le cadre des observations d'exoplanètes en transit : la dérive de la réponse (*response drift*), la dissipation du recuit (*anneal recovery*) et la dissipation des phases d'attente (*idle recovery*).

Ces jeux de données réalistes vont être utilisés pour le data challenge du programme Early Release Science du JWST dédié aux exoplanètes en transit et font l'objet d'un délivrable du projet Européen ExoplANETS-A.

Lors des traitements de données de transit, l'hypothèse de « dark planet » est communément faite ; c'est-à-dire que l'on suppose que l'émission/réflexion de la planète peut être négligée. Nous avons entrepris de tester la validité de cette hypothèse à l'ère du JWST. En utilisant le code `exonoodle`, nous avons généré les courbes de lumières spectrales du système étoile-planète sur une fenêtre de transit pour un échantillon représentatif de 17 exoplanètes, nous avons montré que l'hypothèse n'est pas valable pour 5 de ces 17 exoplanètes. Nous avons mis en évidence deux effets ; un premier effet dit « self blend » (déjà identifié par Kipping & Tinetti (2010)) qui conduit à trouver une profondeur de transit plus faible que réelle et un deuxième effet dit « phase blend », qui conduit au contraire à une profondeur plus forte que réelle. Nous avons dérivé une expression analytique de ces effets qui permet de prédire leur importance pour chacun des systèmes étoile-exoplanète. Cette étude fait l'objet d'un article accepté dans The Astronomical Journal.

Mots-clefs Exoplanètes, James Webb, JWST, Infrarouge, Traitement de données, Simulation de données, Exoplanètes en transit, Détecteurs infrarouges

English

Since the first exoplanet detection in 1995, more than 4000 exoplanets have been discovered. During the past 25 years, instruments have greatly improved, unravelling the ubiquity and diversity of exoplanets. The focus of their study, at first mainly on detection, is drifting towards exoplanets' atmosphere characterisation. With new space missions such as JWST and ARIEL, more precise knowledge of these planets, and particularly of their atmosphere will be possible. Both the expected precision of the signals (up to $\sim$ 10 ppm) and the broad wavelength range covered open new challenges for data processing, to detrend signals generated by the planet and its atmosphere from those of other sources and in particular systematic noises and instrumental drifts.

In this thesis, we developed a simulator for transiting exoplanet data with JWST-MIRI, taking into account the detector drifts measured in laboratory, and that are often more intense than the expected signal from the source. For that :

1. We started by developing a new tool, `exonoodle`, allowing to generate spectral time-series of a transiting exoplanetary system. This program computes, with a precision < 1 ppm, the contribution of the star and the planet to the observed spectrum, at a given time. An efficient time loop and parallelisation options make it possible to obtain a time-series over the whole or portion of the planet orbit around the star. This code is open-source and submitted to the Journal of Open-Source Software.
2. Next, we use the instrument simulator `MIRISim`. This simulator was not designed to simulate observations demanding such sharp spectro-photometric precision as needed for exoplanetary transit observations and does not model some of the detector drifts. These effects are not negligible to achieve realistic simulations of time-series observations (TSOs) of transiting exoplanets.
3. Therefore, we developed a post-treatment of the simulated images, to introduce these systematic effects. Based on the data from ground test campaigns conducted on the detector, we identified three critical effects for these observations that were not adequately covered by `MIRISim` when used for TSOs : The response drift, the idle drift and the anneal recovery.

These realistic synthetic data-sets will be used for the data challenge of the Early Release Science program of the JWST, dedicated to transiting exoplanets. They are a deliverable of the European project ExoplANETS-A.

We then used exonoodle to test the validity of the so-called "dark-planet" hypothesis in light of the JWST. During the analysis of transiting data, it is common to consider a "dark-planet"; meaning to neglect any emission or reflection from the planet. We tested the validity of this hypothesis in light of the JWST. Using the code `exonoodle`, we generated spectral light-curves of the star-planet system on a transit window for a representative sample of 17 exoplanets. We showed that the hypothesis is not valid for 5 of these 17 planets. We have highlighted two effects : the first so-called *self-blend* (already identified by Kipping & Tinetti (2010)) that lead to finding a transit depth smaller than expected, and a second one, we named *phase-blend*, leading, on the contrary, to a depth larger than expected. We derived an analytical expression of these effects, allowing us to predict their importance for each of the star-planet systems. This study is accepted for publication in the Astronomical Journal.

Keywords Exoplanets, James Webb, JWST, Infrared, Data treatment, Data simulation, Transiting exoplanets, Infrared detectors

Table des matières

Remerciements **i**

Abstract **v**

1 Les exoplanètes et leur détection **1**
1.1 Les transits dans la détection des exoplanètes 2
1.1.1 La méthode des transits 2
1.1.2 Complémentarité entre transits et vitesses radiales 3
1.2 Les détections d'exoplanètes aujourd'hui 5
1.2.1 Les populations d'exoplanètes 5
1.2.2 L'étude statistique des exoplanètes 7
1.3 Prospective pour la détection 8
1.3.1 Les observatoires au sol 8
1.3.2 Les observatoires spatiaux 9

2 Caractérisation de l'atmosphère des exoplanètes en transit **13**
2.1 Les observations spatiales 15
2.1.1 Les transits primaires 15
2.1.2 Les éclipses 20
2.1.3 Les courbes de phase 20
2.2 Les observations au sol 23
2.3 Difficultés associées aux observations d'atmosphères 24
2.3.1 La faible amplitude des signaux 24
2.3.2 La stabilité des instruments 26
2.3.3 Le traitement des données 27

3 Perspectives pour la caractérisation d'atmosphères et défis associés **29**
3.1 Pour aller plus loin 29
3.2 Le James Webb Space Telescope 34
3.2.1 Un observatoire généraliste 34
3.2.2 Utilisation pour les exoplanètes 36
3.2.3 Les observations prévues avec le JWST 37
3.2.4 Focus sur MIRI-LRS 40

3.3 ARIEL . . . 42
3.3.1 La stratégie d'observation . . . 42
3.3.2 Les instruments . . . 43
3.3.3 Complémentarité avec le JWST . . . 43
3.4 Défis associés aux futures observations . . . 44

4 `ExoNoodle` : Générateur de séries temporelles de spectres d'exoplanètes en transit 47
4.1 Comparaison avec l'existant . . . 48
4.1.1 Les modèles de transits . . . 48
4.1.2 Les modèles de courbe de phase . . . 50
4.1.3 Les modèles de spectres en transmission . . . 50
4.1.4 Les spécificités d'`ExoNoodle` . . . 51
4.2 Les contributions . . . 51
4.2.1 L'étoile . . . 52
4.2.2 La planète . . . 53
4.2.3 Les paramètres orbitaux . . . 53
4.3 Architecture . . . 54
4.4 Détails de calcul . . . 57
4.4.1 Spectre compilé . . . 57
4.4.2 Expressions usuelles . . . 58
4.4.3 Calcul des échelles du système . . . 60
4.4.4 Fonctions des phases du système . . . 63
4.4.5 L'assombrissement Centre-Bord . . . 64
4.5 Exemples d'utilisation . . . 65
4.5.1 Les spectres . . . 65
4.5.2 Courbe de lumière . . . 67
4.6 Comparaison avec `PYLIGHTCURVE` . . . 68
4.7 Projet en *open source* . . . 68

5 Simulations de données MIRI/LRS 71
5.1 MIRISim . . . 72
5.1.1 Utilisation . . . 72
5.1.2 Architecture . . . 73
5.1.3 Données simulées . . . 74
5.1.4 Les effets détecteurs implémentés . . . 76
5.1.5 Limitations dans le cadre des exoplanètes . . . 77
5.2 Caractérisation des détecteurs . . . 78
5.2.1 Définitions . . . 78
5.2.2 Modélisation des effets . . . 80
5.3 Introduction des systématiques . . . 87
5.3.1 Conditions de simulation . . . 87

5.3.2 Algorithmique 88
5.4 Résultats 90
5.4.1 Temps de dissipation des systématiques instrumentales 90
5.4.2 Les observations synthétiques 93
5.5 Utilisation des données simulées 96
5.5.1 Le data challenge JWST - ERS 96
5.5.2 CASCADe 96

6 Conditions de validation de l'hypothèse 'dark-planet' 99
6.1 Etude analytique 101
6.1.1 Formulation analytique 101
6.1.2 Dépendance aux différentes caractéristiques du système 104
6.2 Expérience avec des courbes de lumières simulées 104
6.2.1 La sélection des planètes 105
6.2.2 Générer les courbes de lumière 106
6.2.3 Méthode d'ajustement des courbes synthétiques 107
6.2.4 Discussion sur la dispersion statistique due au bruit 109
6.3 Etude comparative des simulations avec le modèle analytique 110
6.3.1 Comparaison des résultats 110
6.3.2 Exploration de la variation en ε 111
6.3.3 Corrélations avec des paramètres du système 112
6.3.4 Correction à l'aide d'un continuum polynomial 114
6.4 Discussion 116

7 Conclusions et perspectives 117

A Publications et Conférences 121

B `ExoNoodle` 123

C Caractéristiques complètes des planètes de l'étude de l'hypothèse *dark-planet* 125

Glossaire des notations 129

Glossaire des acronymes 133

Bibliographie 141

Chapitre 1

Les exoplanètes et leur détection

If it looks like a duck, and quacks like a duck, we have at least to consider the possibility that we have a small aquatic bird of the family anatidae on our hands.

Douglas Adams, *Dirk Gently's Holistic Detective Agency* (1987)

La question de l'unicité de la Terre a traversé les siècles, voyant s'opposer des visions très différentes. En effet, pendant l'antiquité et jusqu'à la renaissance, cette question relève avant tout de la philosophie et de la théologie, cherchant la place de l'Homme dans l'univers. Les théories formulées vont de la pluralité des mondes et l'univers infini au placement de la Terre au centre d'un univers fini. La religion catholique plaçant l'Homme au centre de la création, c'est le géocentrisme qui domine en Europe pendant de nombreux siècles. La renaissance marque alors le début d'un bouleversement scientifique et culturel, et voit se fissurer le modèle géocentrique (N. Copernic, N. de Cues et G. Bruno) et l'idée de perfection des sphères célestes (T. Brahé). Ces débuts de l'astronomie moderne voient apparaître les premières formulations théoriques pour décrire l'univers (Kepler). L'apparition de la lunette au 17e siècle (Galilée) initie une révolution dans l'observation astronomique et finit d'imposer le modèle héliocentrique. L'étude du mouvement et de la forme des corps célestes s'affine, et de concert avec des études théoriques, on découvre de nouvelles planètes dans le système solaire. L'autre question naturelle est alors : Existe-t-il des systèmes planétaires autour d'autres étoiles ?

La recherche d'exoplanètes débute dans les années 1940 avec des techniques d'astrométrie [1], sans succès. C'est du côté de l'étude des pulsars [2] que viendra la découverte

1. L'astrométrie consiste à mesurer le déplacement des objets astronomiques, les uns par rapport aux autres.
2. Les pulsars sont des étoiles à neutrons en rotation très rapide et très régulière sur elles-mêmes.

des deux premières exoplanètes en 1992 autour du pulsar PSR1257+12 (Wolszczan & Frail, 1992).

Grâce au progrès de la spectroscopie dans les années 80 et 90, les mesures de vitesses radiales des étoiles portent leurs fruits. À partir de mesures menées à l'Observatoire de Haute Provence, Mayor & Queloz (1995) ont découvert la première planète autour d'une étoile autre que le Soleil : *51 Pegasi b* ; le prix Nobel de physique leur a été attribué en 2019 pour cette découverte. Les découvertes, principalement des planètes géantes, vont alors s'enchaîner. Il faut attendre 2009 pour découvrir la première exoplanète tellurique grâce au télescope CoRoT (Léger et al., 2009; Queloz et al., 2009).

Les détections progressent de façon exponentielle. En 2014, la barre des 1000 exoplanètes découvertes est atteinte. Aujourd'hui, plus de 4100 exoplanètes ont été confirmées. Ces avancées spectaculaires ont été en partie possibles grâce au télescope spatial Kepler (NASA), en service de 2009 à 2018 et qui, à lui seul, est à l'origine de plus de 2600 découvertes. Il est alors possible, depuis quelques années, d'étudier les exoplanètes et leurs caractéristiques d'un point de vue statistique (Foreman-Mackey et al., 2016; Fulton et al., 2017; Clanton & Gaudi, 2014; Tremaine & Dong, 2012).

1.1 Les transits dans la détection des exoplanètes

La détection d'exoplanètes se fait principalement en détectant des variations dans les observations de l'étoile hôte. Un point commun à beaucoup de méthodes de détection est l'extrême prédictibilité des signaux, les mouvements orbitaux étant extrêmement réguliers. Les méthodes les plus couramment utilisées sont la méthode des transits (détaillée Section 1.1.1) et la méthode des vitesses radiales (voir Section 1.1.2). Les autres méthodes (astrométrie, imagerie directe, variation du moment de transit (TTV), microlentille gravitationnelle, etc.) permettent d'explorer des parties de l'espace des paramètres qui sont moins accessibles aux deux premières méthodes.

Pour caractériser une planète, il est très intéressant de combiner plusieurs méthodes, notamment la méthode des transits et la méthode des vitesses radiales (voir Section 1.1.2)

1.1.1 La méthode des transits

La méthode de détection par photométrie de transit dans le visible est, depuis 2014 [3], la méthode ayant permis le plus grand nombre de découvertes d'exoplanètes. Elle consiste à mesurer l'évolution de l'intensité lumineuse d'une étoile au cours du temps.

3. Confirmation massive de KOIs (Kepler Objects of Interest) de la mission Kepler (NASA) dédiée à la détection de planètes par photométrie de transit (Burke et al., 2014).

Si des diminutions d'intensité sont mesurées, toujours avec la même profondeur de l'ordre du pourcent ou moins et de façon très périodique, il est probable que ce soit dû à la présence d'une planète. Cette planète traversant la ligne de visée de l'observateur, occulte une partie de la lumière émise par son étoile, c'est ce qu'on appelle un transit. Le premier transit planétaire a été mesuré en 2000 pour HD209458-b (découverte par la méthode des vitesses radiales) par Charbonneau et al. (2000) et Henry et al. (2000). La première planète découverte par ce biais est OGLE-TR56-b (Udalski et al., 2002).

Cette méthode se base sur le masquage d'une portion de l'étoile par la planète. On mesure ce qu'on appelle la profondeur de transit ; c'est à dire de combien de pourcents la luminosité de l'étoile diminue. La variation relative du flux de l'étoile pendant le transit $\Delta F/F$ est égale au rapport de surface entre le disque apparent de l'étoile (rayon $R_\star$) et celui de la planète (de rayon $R_{\text{planète}}$) :

$$\frac{\Delta F}{F} = \left(\frac{R_{\text{planète}}}{R_\star}\right)^2, \tag{1.1}$$

ce qui permet facilement d'estimer le rayon de la planète si on connaît le rayon de l'étoile. Cette chute d'intensité est d'autant plus grande que le rayon de la planète est grand. Ainsi le passage de Jupiter devant le Soleil donnerait une profondeur de transit de $\Delta F/F \sim 1\,\%$, et celui de la Terre de $\Delta F/F \sim 0{,}0083\,\%$.

Cependant, cette mesure ne fonctionne que si la planète croise la ligne de visée entre l'étoile et l'observateur. Cela nécessite donc de voir le système étoile-planète sur la tranche. On peut alors exprimer la probabilité p d'observer un transit en regardant un système exoplanétaire quelconque par :

$$p = \frac{R_\star}{a}, \tag{1.2}$$

avec a le demi-grand axe de l'orbite de la planète. Plus la planète est proche de son étoile, et plus elle a de chances de passer devant. Par exemple, la probalilité de transit pour une planète à une distance de 0,01 AU de son étoile de rayon 1 $R_\odot$ [4] est de $p = 0{,}1$. À une distance de 1 AU, elle chute à $p = 5 \times 10^{-3}$. Les probabilités de détections sont donc assez faibles de manière générale.

1.1.2 Complémentarité entre transits et vitesses radiales

La méthode des vitesses radiales consiste à mesurer par effet Doppler [5] la vitesse radiale de l'étoile, à l'aide d'un spectromètre à haute résolution. Celle-ci s'éloigne ou

4. $R_\odot$: Rayon du Soleil
5. **L'effet Doppler** : Lorsque l'émetteur d'une onde (mécanique, électromagnérique, acoustique ou autre) se déplace, la fréquence de l'onde est reçue avec un décalage en fréquence directement lié à la vitesse de déplacement de l'émetteur par rapport au récepteur.

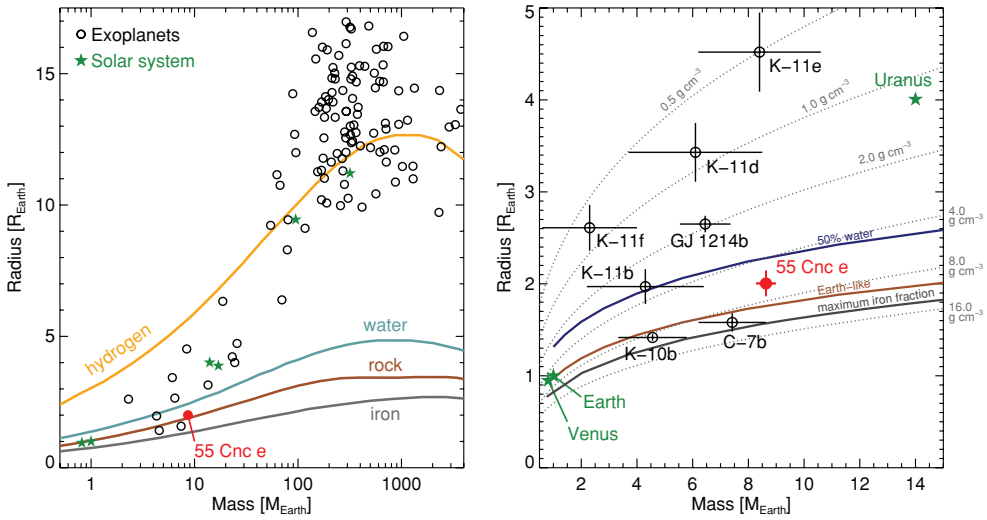


FIGURE 1.1 – Masses et rayons d'exoplanètes en transit. Les cercles représentent des exoplanètes connues (55Cnc-e en rouge, les autres en noir). Les étoiles vertes représentent les planètes du système solaire. *À gauche* - Une vue large incluant les relations masse/rayon pour des planètes composées d'hydrogène pur (H, en jaune), de glace d'eau (H_2O, en bleu clair), de roche (perovskite $MgSiO_3$, en marron) et de fer (Fe, en gris). *À droite* - Zoom sur les *super-terres*, incluant des lignes iso-densité (pointillés) et quelques modèles : « monde océan » (en bleu), similaire à la Terre (en marron), et avec un manteau riche en fer (en gris). (Winn et al., 2011)

se rapproche de nous à une vitesse *systémique* [6] constante. Selon la 1ère loi de Newton [7], si des variations autour de cette vitesse sont mesurées, cela indique une perturbation du système. Si cette perturbation est sinusoïdale et de l'ordre de quelques dizaines de m/s, il est probable que ce soit la signature d'une planète, orbitant autour de cette étoile et décalant le centre de gravité du système étoile-planète de telle sorte que le mouvement de l'étoile soit perceptible. La périodicité du mouvement permet de retrouver la distance entre la planète et l'étoile à l'aide des lois de Kepler. L'amplitude de la variation de vitesse de l'étoile renseigne sur la masse de la planète. Les vitesses mesurées par cette méthode étant projetées sur la ligne de visée, la composante de vitesse projetée sur le fond de ciel n'est pas accessible, et l'information d'amplitude du mouvement (donc la masse de la planète) est partielle. On mesure $M_{\text{planète}} \cdot \sin(i)$ avec i l'inclinaison du plan de l'orbite avec le plan perpendiculaire à l'axe de visée.

6. Les étoiles bougent par rapport à nous. On appelle vitesse systémique de l'étoile sa vitesse moyenne par rapport au Soleil.

7. **Première loi de Newton** ou principe de l'inertie (initialement formulé par Galilée) : Dans un référentiel galiléen, un corps à l'équilibre est soit au repos, soit animé d'un mouvement rectiligne et uniforme (vitesse de déplacement constante)

Il est alors intéressant de combiner la méthode des vitesses radiales avec la méthode des transits. En effet, voir le transit d'une planète, en plus de permettre de mesurer son rayon, donne accès à l'inclinaison de l'orbite du système et permet de lever la dégénérescence sur la masse de la planète. Ces deux méthodes combinées donnent donc la masse et le rayon de la planète, l'inclinaison et la période orbitale du système. A partir de la masse et du rayon, on peut alors en déduire la densité moyenne de la planète et donner des contraintes sur sa composition interne (voir Figure 1.1 - Winn et al. (2011)).

1.2 Les détections d'exoplanètes aujourd'hui

On montre sur la Figure 1.2 les planètes confirmées en fonction de leur méthode de détection. Aujourd'hui, plus de 4100 exoplanètes ont été découvertes, autour de plus de 3000 étoiles [8]. Les découvertes sporadiques de la fin des années 90 ont été remplacés par des grandes campagnes de *surveys*, publiant les découvertes de planètes par dizaines.

1.2.1 Les populations d'exoplanètes

La Figure 1.2 présente les planètes confirmées, représentées en fonction de leur masse, de leur période orbitale et de leur méthode de détection. On peut tout d'abord remarquer la grande diversité des exoplanètes détectées. Les masses des planètes s'étalent entre la masse de la Terre (0,003 M_{Jup} [9]) et 24 M_{Jup}. Les périodes orbitales vont de 0,1 j à 5×10^4 j.

Les méthodes d'observations présentées ci-dessus ont des biais, visibles sur la Figure 1.2. Tout d'abord, la plupart des planètes observées sont des planètes proches de leur étoile. On note que 73 % des planètes confirmées ont une période orbitale inférieure ou égale à 50 j, et 44 % inférieure à 10 j [10]. En effet, la détection nécessite dans beaucoup de cas d'observer le système sur plusieurs orbites, pour assurer que les signatures observées sont bien dues à une planète. Dans le cas des vitesses radiales, les télescopes ne sont pas pointés en permanence sur un objet, mais font généralement des mesures sporadiques qui seront ensuite rassemblées, et qu'on essayera de replier sur une période. Si aucune ne fonctionne, le signal ne contient pas de périodicité et donc pas de planète. Si les transits peuvent également être mesurés avec des mesures sporadiques, la plupart du temps les télescopes sondent une région précise du ciel en suivant un grand nombre d'étoiles simultanément. Dans les deux cas, si les périodes sont trop longues, il est difficile de conclure en des temps raisonnables.

8. D'après les informations du catalogue exoplanet.eu, au 31 mars 2020 : exoplanet.eu
9. M_{Jup} : Masse de Jupiter
10. Données de la base de données exoplanet.eu, sur un total de 4127 planètes. 1803 planètes à $T \leqslant 10$ j, 3026 planètes à $T \leqslant 50$ j

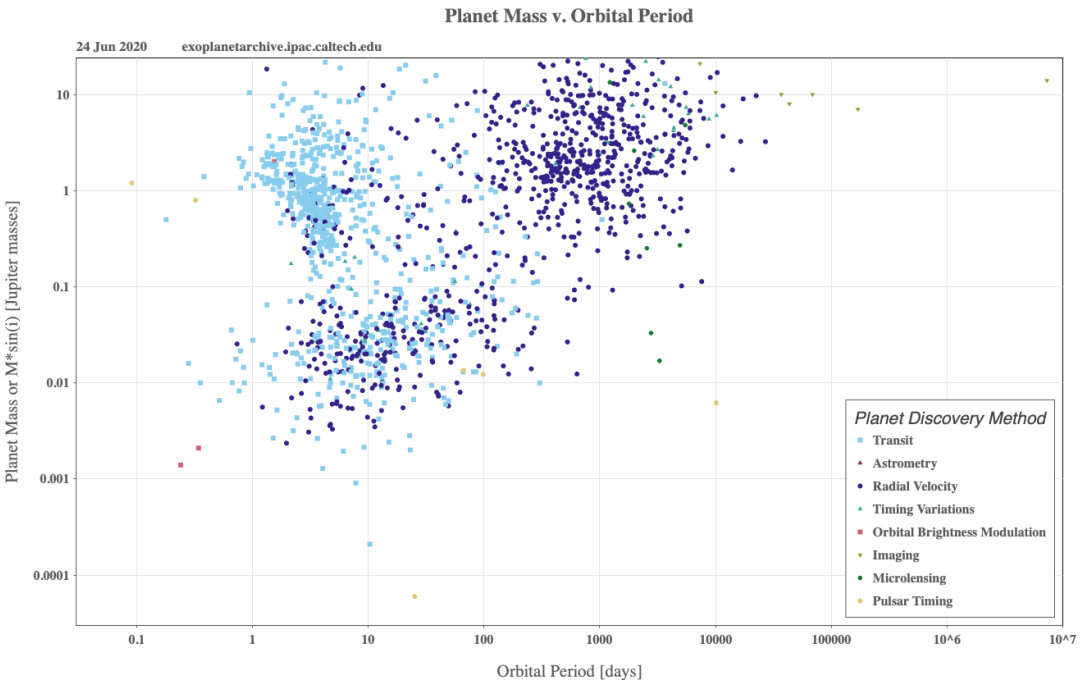


FIGURE 1.2 – Représentation de toutes les planètes détectées, réparties en fonction de leur masse et de leur période orbitale. Les couleurs représentent les différentes méthodes de détection utilisées. (Source : https://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu)

On peut remarquer que les planètes sont de type très divers, et les systèmes peuvent être très différents des configurations rencontrées dans le système solaire. On trouve parmi les planètes des *jupiter-chauds*, des *jupiters enflés*, des *super-terres*, etc. Les systèmes observés sont parfois très compacts avec des périodes orbitales très courtes, comme le système autour de TRAPPIST-1 (Gillon et al., 2017). Il est également possible d'observer des planètes autour d'étoiles binaires (Thalmann et al., 2014).

Il est important de noter que, du fait des nombreux biais de détection, et malgré la diversité des méthodes de détections, la distribution présentée sur la Figure 1.2 n'est pas représentative de la population réelle de planètes dans la galaxie. Il est cependant possible d'analyser la population des exoplanètes détectées pour différencier les effets dus aux biais de détection, de ceux dus à la réelle répartition des exoplanètes (voir Section 1.2.2). A ce titre, le *désert des neptune-chauds*, lacune entre les *jupiter-chauds* et les *super-terres*, est réel (Mazeh et al., 2016). Il serait possiblement la conséquence de l'effet de la migration des planètes vers l'étoile dans le disque, et/ou de l'érosion de leur atmosphère par l'étoile jeune (Bourrier et al., 2018).

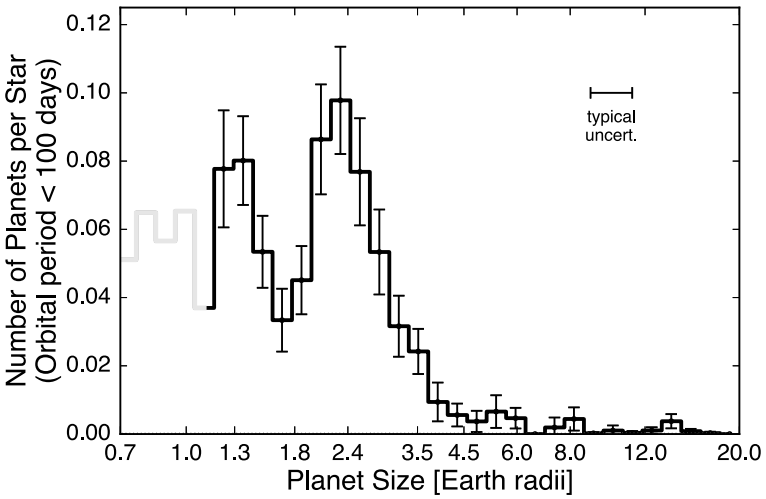


FIGURE 1.3 – Histogramme des rayons des KOIs ayant une période orbitale de moins de 100 j. La partie de la courbe en dessous de 1,14 $R_\oplus$ n'est pas prise en compte car trop peu de planètes sont présentes pour donner une statistique fiable. (Fulton et al., 2017)

En pratique, la grande majorité des exoplanètes connues ont été détectées dans un rayon de 2000 parsecs [11] autour de notre système solaire. Notre galaxie, la Voie Lactée a un diamètre de $3{,}24 \times 10^4$ pc. Nous avons donc sondé le voisinage proche de notre soleil dans la galaxie, et sommes loin de l'avoir sondé en profondeur.

1.2.2 L'étude statistique des exoplanètes

Le nombre d'exoplanètes détectées représente aujourd'hui un échantillon suffisant pour les étudier en tant que population statistique. Il est alors possible d'ajuster les effectifs pour corriger des biais dus aux méthodes de détection. En premier lieu, ces méthodes favorisent fortement les planètes géantes générant des signaux de plus grande amplitude. De la même façon, elles favorisent les planètes à courte période, qui permettent d'observer le système sur plusieurs orbites. En quantifiant ces biais statistiques, il apparaît que les planètes géantes sont plus rares que les planètes telluriques (Buchhave et al., 2012). Les planètes à longue période sont également plus nombreuses (Foreman-Mackey et al., 2016).

Des études statistiques ont également été menées grâces aux nombreuses détections de candidats Kepler [12] (Kepler Objects of Interest (KOIs)). Bien que ces objets ne soient

11. Le parsec est une unité de longueur, définie comme $1\,\mathrm{pc} = \frac{648000}{\pi}$ AU utilisée en astronomie. Elle équivaut à environ 3,25 années-lumière. Le parsec était initialement la distance à laquelle une Unité Astronomique était visible avec une séparation d'une seconde d'arc.

12. Lorsqu'un observatoire détecte un signal pouvant être dû à une exoplanète, avant confirmation, la planète potentielle est appelée *candidat* ou *Object of Interest*.

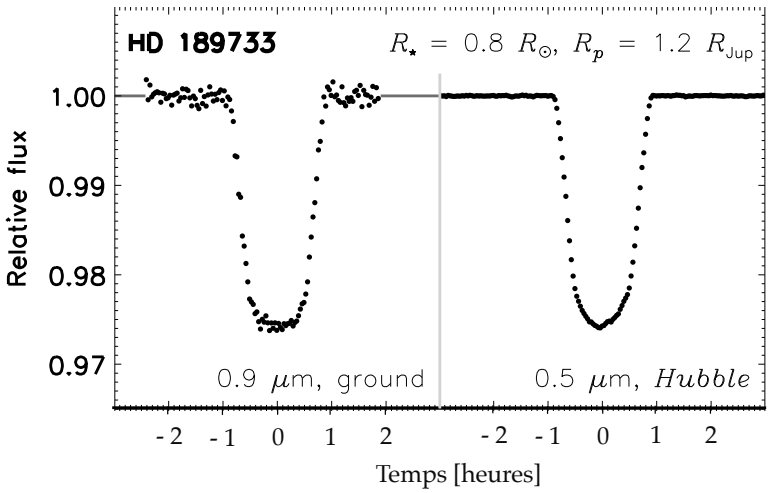


FIGURE 1.4 – Comparaison entre des mesures d'un transit photométrique au sol et dans l'espace (par Hubble), sur HD189733-b (Winn, 2010)

pas des planètes confirmées, ils sont un outil précieux pour étudier la statistique des exoplanètes, et en particulier des planètes *super-terres*. En étudiant ces objets, Fulton et al. (2017) ont mis en évidence que la distribution en taille des petites planètes n'était pas homogène et présentait deux populations distinctes, l'une autour de 1,3 $R_\oplus$ (*super-terres*) et l'autre autour de 2,4 $R_\oplus$ (*mini-neptunes*). Les planètes de taille intermédiaire entre 1,5 $R_\oplus$ et 2,0 $R_\oplus$ sont rares, le fossé entre ces deux populations est appelé *Fulton gap* (voir Figure 1.3). Des mécanismes de formation des planètes (capacité des planètes à accréter et conserver une enveloppe gazeuse (Lee et al., 2014; Lee & Chiang, 2016)) ou des processus d'évolution (photo-évaporation (Owen & Wu, 2013), soufflage par des impacts (Inamdar & Schlichting, 2016), etc.) sont proposés pour expliquer cette dichotomie.

1.3 Prospective pour la détection

Plusieurs grands observatoires, au sol ou dans l'espace, participent à l'étude des exoplanètes. Les contraintes et avantages des missions au sol ou dans l'espace sont très différentes, et les synergies entre ces différents modes d'observations sont indispensables.

1.3.1 Les observatoires au sol

Les observatoires au sol ont moins de contraintes de masse et d'encombrement que les missions spatiales. De ce fait, la spectrométrie à très haute résolution nécessaire à la mesure des vitesses radiales est conduite avec des instrumentations au sol tels que Elodie (1ère détection d'exoplanète, décomissionné en 2006) et Sophie (évo-

lution du spectromètre Elodie, actuellement en fonctionnement) à l'OHP, ou encore HARPS et HARPS-Nord, respectivement installés à la Silla au Chili (Observatoire Européen Austral - ESO) et à La Palma aux Îles Canaries, pour n'en citer que quelques uns. Il est également possible, au sol, de conduire des *surveys* automatiques en photométrie de transit. En particulier, WASP-South et WASP-North sont les observatoires les plus prolifiques en terme de détections depuis le sol, avec plus de 150 planètes découvertes. Les deux instruments consistent en deux séries de caméras portées par une monture qui balaye le ciel en relevant la photométrie des étoiles. Il existe près d'une cinquantaine d'observatoires et instruments au sol en photométrie et en spectrométrie, tous enrichissant les mesures (CARMENES, GPI, KELT, SPHERE, TRAPPIST, SPIRou, etc.). La tendance est à observer de plus en plus en infrarouge, dans les bandes où les perturbations de l'atmosphère de la Terre (émission ou absorption) ne sont pas trop fortes. Lorsqu'une planète est découverte, il est nécessaire d'effectuer un suivi des observations avec plusieurs instruments pour confirmer la détection. Beaucoup de ces instruments sont dédiés à ces observations de suivi.

1.3.2 Les observatoires spatiaux

Observer depuis l'espace pour l'étude de l'atmosphère des exoplanètes, permet de s'affranchir de celle de la Terre. En effet, l'atmosphère terrestre est opaque à certaines longueurs d'onde en particulier dans l'infrarouge. Dans les régions spectrales que l'atmosphère terrestre n'arrête pas, la chaleur de la Terre perturbe les observations en infrarouge. L'atmosphère contient également des espèces chimiques qu'on veut détecter ailleurs. Si elle n'est pas opaque, elle perturbe donc les mesures spectroscopiques. De plus, l'atmosphère terrestre n'est pas stable, et les mouvements de masse d'air entrainent des distorsions de la Fonction d'Étalement du Point (PSF - Point Spread Function). L'accès à l'espace permet donc à l'instrumentation d'être plus stable, sans être perturbée par la Terre et son atmosphère (voir Figure 1.4). En particulier, sans atmosphère, l'alternance jour/nuit et les aléas météorologiques n'existent pas et il devient possible d'observer dès que la source est dans le champ de vue du télescope. Les opérations, commandées à distance en avance, rendent alors l'observatoire très versatile.

Les télescopes scientifiques étant des pièces uniques repoussant les limites techniques, les temps de développement sont généralement longs (typiquement une dizaine d'années ; plus dans certains cas comme pour le James Webb Space Telescope (JWST)), et la construction est complexe. Cette exigence vient en partie du fait que les limites en masse et en gabarit sont importantes, puisque le télescope en entier doit rentrer dans un lanceur spatial et résister au lancement et à l'environnement spatial. Cela contraint également le type d'instrument utilisé dans l'espace ; par exemple, les spectromètres à haute résolution sont, à ce jour, trop encombrants pour être embarqués à bord d'un satellite ; ces observations sont alors uniquement menées depuis le sol. De plus, la fiabilité nécessaire aux équipements est essentielle puisqu'une fois dans

l'espace, les télescopes ne peuvent pas être réparés [13]. Si des corrections du logiciel de bord sont possibles à distance, tout le matériel envoyé dans l'espace est « définitif », et toute défaillance matérielle l'est aussi.

CoRoT [2007 - 2014] La première mission spatiale dédiée notamment à la détection et à l'étude des exoplanètes est la mission française CoRoT (CNES - ESA), en service entre 2007 et 2014. La mission est équipée d'un télescope de 27 cm de diamètre qui observe ses cibles en lumière visible. En pratique, la trentaine de planètes découvertes par CoRoT est principalement composée de *jupiters chauds* ou au moins de planètes gazeuses, exception faite de Corot-7b qui est la première planète tellurique découverte en dehors du système solaire, en 2009.

Kepler [2009 - 2018] Le satellite Kepler (NASA) est un satellite emblématique de la recherche des exoplanètes. Ce satellite, actif entre 2009 et 2018, est celui qui a découvert le plus d'exoplanètes. Avec 2700 détections, il a, à lui seul, découvert 67 % des exoplanètes connues, dans un champ de vue fixe. L'instrument a été conçu pour chercher des planètes telluriques dans la zone habitable des étoiles [14]. Parmi les planètes découvertes par Kepler, 9 orbitent dans la zone habitable de leur étoile.

TESS [2018 -] La mission TESS (NASA) est une nouvelle mission américaine, entrée en service en 2018. Son but scientifique est de sonder les étoiles brillantes proches du système solaire, pour détecter des transits planétaires. Le satellite balaye avec ses multiples cameras 85 % du ciel. Un des objectifs de la mission TESS est de trouver des sources qui se prêtent bien à une caractérisation de leur atmosphère par les futures missions comme le JWST.

CHEOPS [2019 -] Le satellite CHEOPS (ESA - Cosmic Vision S1) est une mission spatiale européenne, menée par une équipe suisse, dont un des objectifs est mesurer le rayon des exoplanètes découvertes par la méthode des vitesses radiales, et de préciser des mesures déjà obtenues par d'autres instruments. Avec ces rayons ajustés, les mesures de densité des planètes seront plus précises. La mission a été lancée en 2019 pour effectuer des mesures dans le visible pendant les trois prochaines années au moins.

13. À l'exception du télescope Hubble, en orbite moyenne autour de la Terre, qui a bénéficié de missions périodiques de réparation par la navette spatiale américaine. Une première en 1993 pour corriger un défaut optique et changer les panneaux solaires, d'autres en 1997, 1999, 2002 et 2009 pour réparer, améliorer et ajouter des instruments scientifiques, et réhausser son orbite.

14. La zone habitable d'une étoile est une zone autour de l'étoile à l'intérieur de laquelle il est thermodynamiquement possible que de l'eau se trouve à l'état liquide en surface d'une planète. Elle est délimitée à l'intérieur par la limite à laquelle l'eau à l'équilibre se trouve sous forme de gaz. La limite extérieure de la zone habitable est la ligne de glace, à partir de laquelle l'eau est considérée comme une roche, à l'état solide à l'équilibre thermodynamique. C'est donc une propriété de l'étoile.

PLATO [*2028* -] La mission PLATO (ESA - Cosmic Vision M3) est une mission prévue pour 2028, dont le but principal est de détecter des planètes de type terrestre autour d'étoiles comme le Soleil. Le but de cette mission est également d'étudier les paramètres stellaires pour affiner nos connaissances des systèmes. Plus la précision sur les paramètres est bonne, et mieux il est possible d'estimer les caractéristiques indirectes comme la densité de la planète, son âge ou son état d'évolution. Ces connaissances permettent d'anticiper les observations en utilisant au mieux les capacités des observatoires à notre disposition.

Chapitre 2

Caractérisation de l'atmosphère des exoplanètes en transit

C'est la première fois qu'on me traite d'atmosphère ! Si j'suis une atmosphère, t'es un drôle de bled ! [...] Atmosphère... atmosphère ! Est-ce que j'ai une gueule d'atmosphère ? Puisque c'est ça vas-y tout seul à La Varenne... Bonne pêche et bonne atmosphère !

Henri Jeanson, *Hotel du Nord, par Arletty* (1938)

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, la détection des exoplanètes a ouvert un nouveau champ d'études en posant de nombreuses questions, notamment sur l'origine de leur diversité. C'est à travers l'étude de leur atmosphère que l'on va pouvoir aller plus loin. La première détection d'une atmosphère d'exoplanète a été celle de HD209458-b (Charbonneau et al., 2002), la même planète qui avait fait l'objet de la première détection d'un transit planétaire deux ans auparavant par la même équipe (Charbonneau et al., 2000). L'étude de l'atmosphère des exoplanètes demande des observations détaillées ainsi qu'une compréhension théorique des atmosphères planétaires. Depuis 2002, le domaine est prometteur et sort petit à petit des tâtonnements et illusions des débuts pour parvenir progressivement à des conclusions robustes et des méthodes d'observation et de traitement de plus en plus fiables (voir Table 2.1).

L'observation des exoplanètes a commencé au sol et, depuis la première détection (Mayor & Queloz, 1995), la synergie et la complémentarité entre télescopes au sol et télescopes spatiaux a permis les avancées décrites ici. Les télescopes spatiaux HST et Spitzer, bien que n'ayant pas été conçu pour les observations d'exoplanètes, ont permis les premières observations de leur atmosphère. Les observatoires au sol et en particulier la coronographie et la spectroscopie à haute résolution ont également ouvert de nouvelles techniques d'observation. Nous proposons ici de présenter les différentes mé-

Science	Illusion	En cours		Réalité	Commentaire
Polarisation	×		⇒		Amplitude faible, très difficile
CH_4 / CO_2 sur des planètes en transit	×		⇒⇒⇒		Spectroscopie avec le JWST
Inversion de température	×		⇒		Peut-être trop optiquement fin
Planètes de carbone	×		⇒⇒		Spectroscopie avec le JWST
Absorption atomique dans des géantes en transit				×	Hubble et télescopes au sol
Vapeur d'H_2O dans des géantes en transit				×	Beaucoup de mesures HST/Wide Field Camera 3 (WFC3)
Vapeur d'H_2O dans des telluriques en transit		×	⇒⇒		Peut-être avec HST, et avec JWST
H_2O et CO dans des Jupiters chauds				×	Déconvolution Doppler, mesures au sol.
H_2O et CO en imagerie directe				×	Optique adaptative au sol et HST
Redistribution de chaleur dans les planètes synchrones				×	Courbes de phase Spitzer, et JWST dans le futur
Albédo géométrique des géantes en transit				×	MOST et Kepler
Albédo de Bond des géantes en transit				×	Spitzer et JWST
Couverture de nuages des géantes en transit		×	⇒		JWST et TESS ?
Albédo de Bond de telluriques en transit		×	⇒		Manque de luminosité
Abondances		×	⇒⇒		spectroscopie d'éclipse JWST

TABLE 2.1 – Tableau illustrant les différents sujets de recherche pour les atmosphères d'exoplanètes et leurs états d'avancement (encore illusoire, en cours de façon réaliste, une réponse a été apportée). Table tirée et traduite de Deming & Seager (2017)

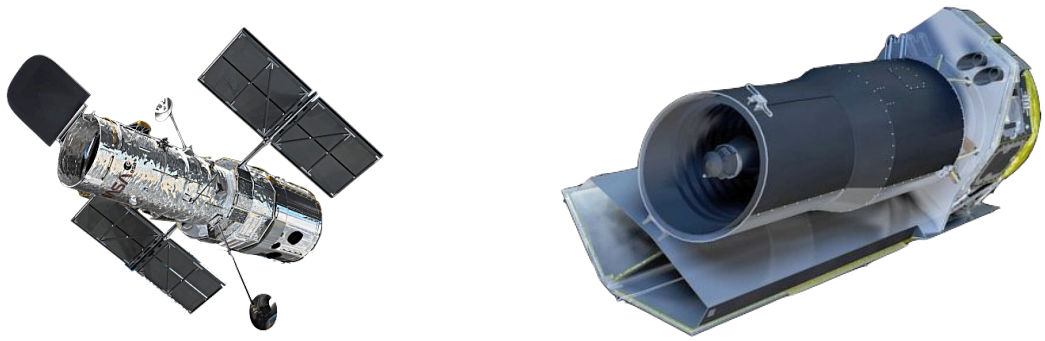


FIGURE 2.1 – *À gauche* : Hubble Space Telescope (HST) - NASA. *À droite* : Spitzer - NASA.

thodes d'observation donnant accès aux atmosphères d'exoplanètes, en nous focalisant sur les exoplanètes en transit.

Il est important de noter que, contrairement à l'imagerie, on ne résout pas spatialement l'étoile de la planète lors d'un transit. On parle alors de méthodes en *lumière combinée*. On ne peut faire la distinction entre l'étoile et la planète que parce que certains signaux changent au cours du temps. On peut alors reconnaître ceux qui sont synchronisés avec ce qu'on connaît de l'orbite de la planète.

2.1 Les observations spatiales

Les missions spatiales ont toujours joué un rôle crucial pour l'étude des exoplanètes, de la découverte à leur caractérisation. S'il existe plusieurs télescopes spatiaux dédiés à la détection des exoplanètes (voir Section 1.3.2), il n'y a pas encore de mission en opération dédiée à la caractérisation de l'atmosphère des exoplanètes (voir Chapitre 3). Les mesures de ce type menées jusqu'à ce jour dans l'espace l'ont été grâce à des observatoires généralistes, à savoir Hubble et Spitzer (Figure 2.1).

Les observations concernant les atmosphères d'exoplanètes menées depuis l'espace sont donc principalement de la spectroscopie basse résolution ou photométrie de planètes en transit. On peut noter que pour les transits comme pour les courbes de phase, toutes les mesures sont effectuées en comparaison du flux de l'étoile, on dit qu'elles sont *auto-calibrées* en flux. Il est cependant possible de mesurer directement le flux de l'étoile seule dans le cas d'une observation couvrant l'éclipse.

2.1.1 Les transits primaires

On a présenté Section 1.1.1 la détection des exoplanètes par la méthode des transits. La spectroscopie de transit consiste à faire le même genre d'observation, en utilisant

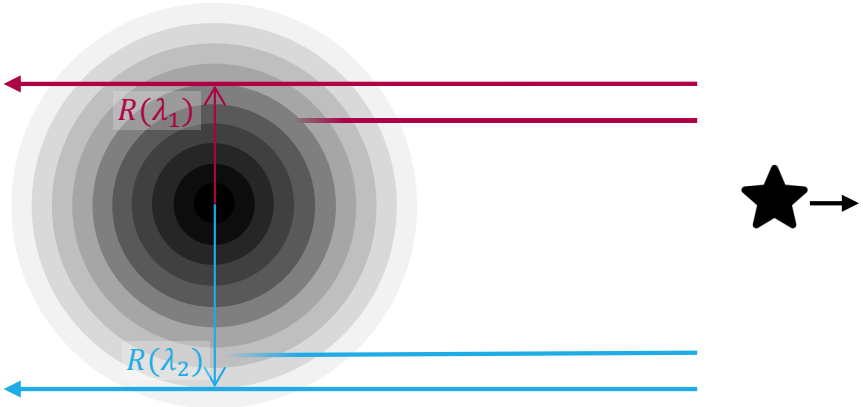


FIGURE 2.2 – Schéma représentant l'absorption de la lumière en fonction de la longueur d'onde, et la différence de rayon apparent de la planète. Ici, les flèches de couleur (venant de l'étoile, à droite) représentent de la lumière dans deux longueurs d'onde différentes, absorbées à des altitudes différentes dans l'atmosphère de la planète (à gauche), et montrant chacune un rayon $R_{\text{planète}}(\lambda)$ différent.

plusieurs longueurs d'onde.

L'idée est qu'un photon à une longueur d'onde donnée passe aux limbes de l'atmosphère (voir Figure 2.2). Si l'énergie d'un photon est proche de l'énergie d'excitation d'une molécule composant l'atmosphère traversée, il y a des chances qu'il soit absorbé. Dans ces longueurs d'ondes, la planète apparaît plus grosse, puisque les molécules de l'atmosphère arrêtent la lumière de l'étoile. Cette technique sonde la région des limbes de la planète où se situe le terminateur ; on sonde alors la région de transition entre le côté jour et le côté nuit de la planète. On compare alors le spectre de l'étoile sans planète devant, au spectre de l'étoile modifié par le spectre en transmission de la planète pendant le transit. Les principales détections de signatures moléculaires sont observées dans l'infrarouge (Deming et al. (2013), voir Tableau 3.1). L'étude des transits est un bon outil pour sonder la composition des atmosphères de planètes extra-solaires. De plus, plus la hauteur d'échelle de l'atmosphère est grande, et plus la couronne de l'atmosphère de la planète sera large.

Les abondances La composition de l'atmosphère, c'est à dire l'abondance des éléments chimiques qui la composent, est une problématique essentielle de la caractérisation de l'atmosphère des exoplanètes. La Figure 2.3 présente plusieurs exemples de spectre en transmission de *jupiter-chauds* (Sing, 2018), mesurés par HST et Spitzer. On peut y repérer les signatures de l'eau (H_2O), et l'effet des nuages. Récemment, Tsiaras et al. (2019) et Benneke et al. (2019) ont mis en évidence de l'H_2O sur K2-18-b, une planète de 8 $M_\oplus$ dans la zone habitable de son étoile, à l'aide de données du satellite HST. La connaissance de la composition atmosphérique ouvre les portes de la chimie

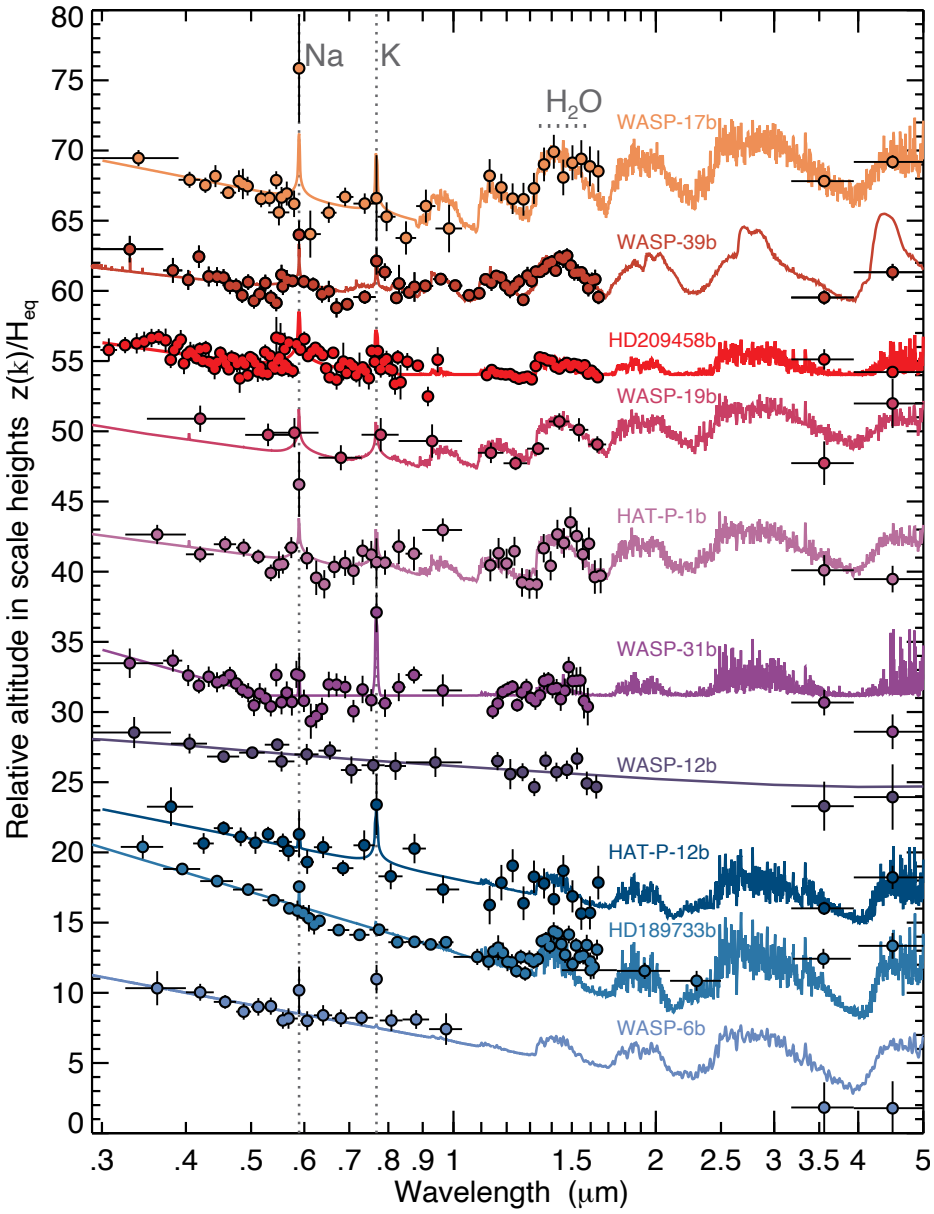


FIGURE 2.3 – Spectres en transmission de plusieurs *jupiter-chauds* (en couleurs) observés par Hubble (Instruments STIS [0,3-1,01 μm] et WFC3 [1,1-1,7 μm]) et Spitzer (à 3,6 μm et 4,5 μm) avec les modèles correspondants (lignes continues) (Sing, 2018). Les principales raies et bandes d'absorption (Na, K, H_2O) sont reportées en gris. On peut remarquer le spectre de WASP12-b qui ne présente pas de signature moléculaire (probablement à cause d'une couverture nuageuse). Les planètes avec des atmosphères dégagées (vers le haut) montrent des raies alcalines et une bande d'absorption de l'eau nettes. Elles présentent des rayons similaires ou plus grands en infrarouge qu'en visible. À l'inverse, les planètes brumeuses et nuageuses (vers le bas) présentent de fortes pentes de diffusion. Les lignes alcalines et la bande de l'eau sont faibles, et parfois complètement absentes.

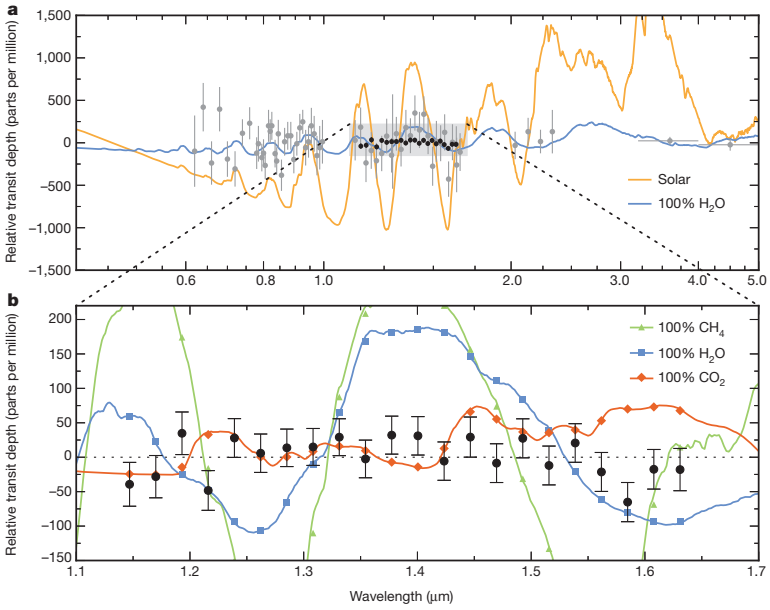


FIGURE 2.4 – Spectre en transmission de GJ1214-b. *En haut (a)* - Points de mesures (en noir et gris), avec les barres d'erreur à 1σ, comparés avec des modèles théoriques (lignes). Les données en gris ont éliminé l'éventualité d'une atmosphère claire (sans nuages - ligne orange). *En bas (b)* - Vue détaillée du spectre noir (mesures de Kreidberg et al. (2014)), comparée à trois modèles (lignes). Les points en couleur correspondent aux observations attendues à la résolution de la mesure. Les données correspondent alors à un spectre plat. (Kreidberg et al., 2014)

atmosphérique, et des éventuelles bio-signatures.

Nuages et aérosols Les spectres montrent aussi de la diffusion par des aérosols ou des nuages, et en particulier de la diffusion de Rayleigh [1] ou de Mie [2] (voir Figure 2.3). Les brumes et les nuages bloquent la lumière et rendent l'atmosphère de la planète opaque. Les nuages ont également pour effet d'affaiblir l'amplitude des signatures spectrales observées, ce qui crée des dégénérescences avec les abondances d'éléments chimiques (Line & Parmentier, 2016). Il est alors courant que les abondances mesurées soient plus faibles que ce qui était prédit par les modèles d'atmosphères sans nuage (Charbonneau et al. (2002); Deming et al. (2013), voir Figure 2.3). Dans certains cas, les signatures peuvent être complètement masquées. On peut par exemple mentionner le cas de GJ1214-b (voir Figure 2.4 - Kreidberg et al. (2014)) pour laquelle les

1. La diffusion de Rayleigh est la diffusion de la lumière par des particules de taille beaucoup plus petite que la longueur d'onde (λ), généralement des atomes ou des molécules. La diffusion suit une loi en $1/\lambda^4$. C'est cette diffusion qui rend le ciel bleu la journée et orangé le soir, sur Terre.

2. La diffusion de Mie est la diffusion par des particules sphériques dont le diamètre est comparable ou supérieur à la longueur d'onde, typiquement la taille des gouttelettes des nuages ou des particules d'aérosols. Elle varie faiblement en fonction de la longueur d'onde.

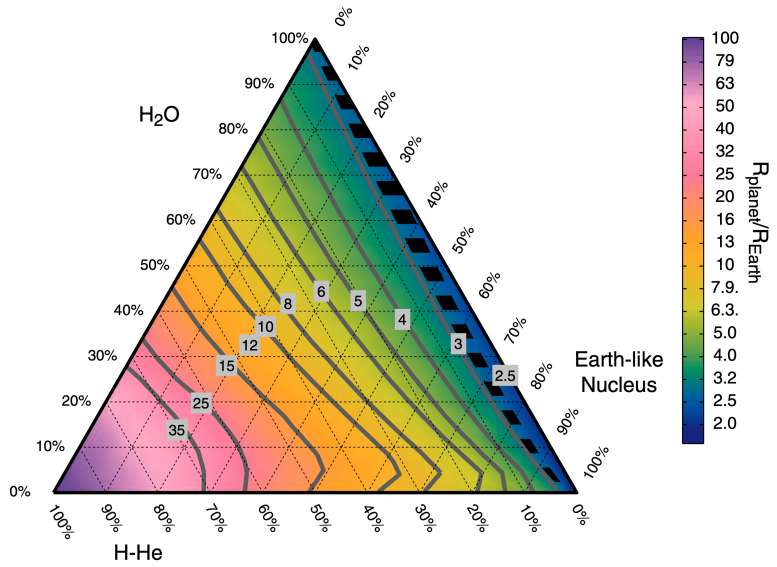


FIGURE 2.5 – Démonstration de la dégénérescence de structure et de composition interne d'une planète pour une densité moyenne donnée. Ce diagramme ternaire (Valencia et al., 2013) représente les différentes compositions possibles pour une masse donnée (ici pour GJ1214-b / 6,55 $M_\oplus$). Les lignes iso-rayon (donc iso-densité) sont représentées en gris.

nuages nous empêchent alors de déterminer la composition atmosphérique. Ces observations avaient pour but de lever la dégénérescence sur la composition interne de cette planète, obtenue par la seule connaissance de la densité moyenne.

Contraintes sur la composition interne Pour les planètes de faible masse (inférieure à la masse de Neptune, $\sim 17\,M_\oplus$), il est difficile de faire la différence entre une petite planète gazeuse, mini-neptune, et une planète tellurique, super-terre. Il y a une dégénérescence sur la structure interne et la répartition entre atmosphère, enveloppe et coeur rocheux lorsqu'on ne connaît que la densité moyenne d'une planète. De plus, pour les petites planètes, les mesures de masses et de rayon sont en général moins précises et la mesure de leur densité est donc affectée.

De ce fait, à masse et rayon similaire, les structures internes peuvent être très différentes. La proposition est alors d'appeler « *super-terre* » toutes les planètes plus denses qu'un modèle de planètes d'H_2O pure. En effet les planètes avec une fraction significatives d'H et He sont au dessus de cette démarcation ; à l'image de Neptune et Uranus ($\sim$ 10 % de H/He), qui ont un rayon deux fois plus grand que si elles n'avaient pas leur enveloppe gazeuse (Seager et al., 2007).

Un exemple concret de dégénérescence est indiqué sur la Figure 2.5 (Valencia et al., 2013) qui montre la dégénérescence de composition pour GJ1214-b dont le rayon est de 2,67 $\pm$ 0,13 $R_\oplus$; les compositions possibles sont dans la zone zébrée noire. La planète est donc pauvre en H/He (< 7 %). En revanche, on ne peut pas conclure quant à la présence ou non d'un coeur rocheux, et à la proportion de H_2O. Des conclusions similaires ont été données pour TRAPPIST1-b/c par spectroscopie de transit (de Wit et al., 2016), mais il y a encore très peu d'observations pour contraindre les modèles. Cela montre pourtant que l'étude de la composition des atmosphères peut lever certaines dégénérescences de structure, problématique cruciale pour compléter les modèles de formation et d'évolution planétaire, puis avancer sur l'habitabilité.

2.1.2 Les éclipses

Si l'orbite de la planète est circulaire, une planète en transit présentera également une éclipse, en passant derrière l'étoile. Pendant l'éclipse, le flux émis et réfléchi par la planète ne sera plus visible. On peut étudier l'amplitude de l'éclipse en photométrie ou en spectroscopie. On peut écrire la profondeur de l'éclipse $\Delta F/F$, en prenant pour référence le flux de l'étoile, visible seul pendant lorsque la planète totalement occultée :

$$\frac{\Delta F}{F} = \frac{F_{\text{jour}} R^2_{\text{planète}}}{F_\star R^2_\star}, \tag{2.1}$$

avec F_{jour} le flux du côté jour de la planète, qui fait face à l'observateur peu avant et après l'éclipse.

La forme de l'immersion/émersion de l'éclipse est directement reliée à la forme et à la distribution de chaleur du disque apparent de la planète. De plus, l'éclipse est le seul moment où l'on voit l'étoile seule (dans un système à une seule planète). Elle permet donc de connaître beaucoup plus précisément l'émission de l'étoile, qui est la normalisation et le point de comparaison des mesures.

2.1.3 Les courbes de phase

Une courbe de phase est la variation d'intensité lumineuse apparente de la planète lorsqu'elle tourne sur elle-même et qu'elle présente des faces (ou phases) différentes. L'étude de la courbe de phase renseigne sur la dynamique de l'éventuelle atmosphère de la planète.

Un exemple d'observation de la courbe de phase de WASP43-b est montré Figure 2.6. La planète est en rotation synchrone, comme la plupart des *jupiter-chauds*. Elle fait donc un tour sur elle-même en même temps qu'un tour d'orbite, en présentant toujours la même face à l'étoile. Ces mesures sont prises dans l'infrarouge proche, entre 1,1 µm et 1,7 µm ; on voit alors avec ces variations l'émission thermique de la planète.

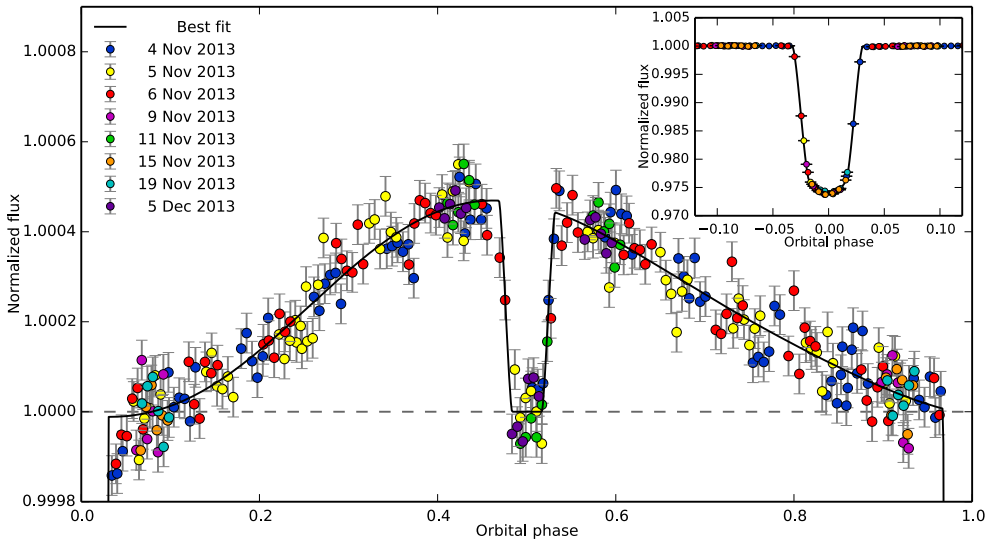


FIGURE 2.6 – Courbe de phase de WASP43-b mesurée avec le télescope Hubble, en plusieurs visites (couleurs) par Stevenson et al. (2014). Le transit est visible à la phase 1 (rogné) et l'éclipse se produit à 0,5 phase orbitale.

L'intensité de la courbe est donc maximale autour de l'éclipse où le côté jour est apparent, et minimale autour du transit où l'on voit principalement le côté nuit. Une courbe de phase donne des informations sur les températures de jour et de nuit de la planète, et donc également sur l'efficacité de circulation de l'atmosphère. En effet, la présence de l'atmosphère thermalise les deux hémisphères, en « équilibrant » l'énergie apportée par l'irradiation de l'étoile. En son absence, la face jour serait portée à la température d'irradiation T_{irr}, et la face nuit n'aurait pas d'émission. On écrit :

$$T_{\text{irr}} = T_{\text{eff}} \times \sqrt{\frac{R_\star}{a}}, \tag{2.2}$$

où T_{eff} est la température effective de l'étoile, $R_\star$ son rayon, et a le demi-grand axe de l'orbite.

La circulation En présence d'une atmosphère, on observe une circulation et une redistribution de la chaleur, qui dépendent des propriétés dynamique de l'atmosphère et sont caractérisées par ε, l'efficacité de circulation (Cowan & Agol, 2011) :

$$T_{\text{jour}} = T_{\text{irr}} \left(1 - A_{\text{B}}\right)^{\frac{1}{4}} \left(\frac{2}{3} - \frac{5}{12}\varepsilon\right)^{\frac{1}{4}}, \tag{2.3a}$$

$$T_{\text{nuit}} = T_{\text{irr}} \left(1 - A_{\text{B}}\right)^{\frac{1}{4}} \left(\frac{\varepsilon}{4}\right)^{\frac{1}{4}}. \tag{2.3b}$$

Ici, A_B est l'albédo[3] de la planète. L'efficacité de circulation ε vaut 0 pour une planète qui ne présente pas d'efficacité de circulation ; donc le contraste de température (et d'émission) entre le côté jour et le côté nuit est maximal. Pour $\varepsilon = 1$, l'équilibre thermique entre les deux hémisphères est parfait, et la température est la même côté jour et côté nuit. C'est donc ce paramètre, qui définit l'amplitude de la courbe de phase. Dans le cas présenté en Figure 2.6, la face jour est très irradiée, et observée en infrarouge proche ($< 5\,\mu$m) ; la face nuit a une émission très faible à ces longueurs d'onde malgré la présence d'une atmosphère. Des observations de planètes plus chaudes, avec une meilleure redistribution de l'énergie ou plus loin dans l'infrarouge, permettent de mesurer l'émission du côté nuit de la planète. En effet, si le flux mesuré autour du transit est plus grand que celui mesuré pendant l'éclipse (où l'étoile seule contribue au flux mesuré), c'est que le côté nuit contribue de façon non négligeable (par exemple Borucki et al. (2009)). Dans l'exemple présenté Figure 2.6, le flux autour du transit est au même niveau que pendant l'éclipse, indiquant que l'émission du côté nuit de la planète est faible.

On remarque un décalage du maximum de la courbe de lumière de WASP43-b, traceur de sa dynamique atmosphérique. *A priori* le point le plus chaud de la planète devrait être le point sub-stellaire[4], si bien que l'émission devrait être maximale pendant l'éclipse. À l'opposé, le minimum de la courbe de phase devrait être atteint au centre du transit. Cela donnerait une courbe de phase avec une symétrie autour du centre du transit, et une autre autour du centre de l'éclipse. Le décalage du point chaud de la planète montré en Figure 2.6 peut s'expliquer par la présence de forts vents zonaux[5], ici vers l'est (Showman & Polvani, 2011).

Comprendre la dynamique atmosphérique va de paire avec l'étude de ses propriétés radiatives et de sa chimie. L'atmosphère est un système complexe, et les paramètres qui jouent un rôle sont difficiles à estimer. Leurs conséquences sur la circulation se jouent à des échelles différentes. Par exemple, la période de rotation de la planète modifie l'amplitude de la circulation tropicale ainsi que la largeur et la distribution des tourbillons et de jets extra-tropicaux (Kaspi & Showman, 2015). La masse de la planète et les effets de marée jouent un rôle sur l'amplitude générale de la circulation et sur la température de surface (Chemke & Kaspi, 2017; Leconte et al., 2015). Les

3. L'albédo est la capacité d'une surface à réfléchir la lumière, c'est la proportion de lumière réfléchie par l'objet, le reste étant absorbé. Un albédo de 1 renvoie toute la lumière, comme un miroir. Un albédo de 0 ne réfléchit rien, et transforme toute l'irradiation reçue en chaleur (corps noir). Il y a deux façons de quantifier l'albédo : L'albédo géométrique A est la capacité de l'objet à renvoyer la lumière dans la direction de l'observateur, et l'albédo de Bond A_B (ou albédo bolométrique) traduit la réflection omnidirectionnelle. C'est l'albédo géométrique qui est généralement utilisé en astronomie, pour les objets au delà de la ceinture de Kuiper. On peut écrire la relation entre les deux comme : $A_B = \frac{2A}{I(0)} \int_0^\pi I(\alpha) \sin(\alpha)\, d\alpha$.

4. Le point sub-stellaire est le point de la planète le plus proche de l'étoile, faisant exactement face à l'étoile

5. Les vents zonaux sont des vents longitudinaux autour de la planète.

modélisations permettent donc d'explorer l'espace des paramètres pour trouver ceux qui ont la plus grande influence, et déterminer quels sont les signaux caractéristiques à telle ou telle circulation. L'interprétation de la dynamique atmosphérique est donc extrêmement liée à la qualité des modèles de circulations. La complexité du système atmosphérique entraine des hypothèses dans un Modèle de Circulation Globale (GCM) afin de rester dans les capacités de calcul disponibles. L'équilibre se trouve entre la précision de la grille (1D, 2D, 3D) et de son maillage, le transfert radiatif, la microphysique des nuages, la chimie, etc.

L'étude des courbes de phase est donc très importante pour contraindre la circulation longitudinale dans l'atmosphère des exoplanètes.

2.2 Les observations au sol

L'instrumentation au sol étant beaucoup moins concernée par les contraintes de gabarit et de masse, il est possible de construire des télescopes et des instruments plus complexes et plus étendus. En premier lieu, la taille des miroirs des télescopes peut atteindre jusqu'à 10 m (et jusqu'à 39 m dans le futur pour l'Extremely Large Telescope (ELT)), contre 2,4 m pour le HST dans l'espace. Ces grands miroirs permettent de récolter une grande quantité de photons, donnant accès à des sources de faible luminosité et permettant également une très haute résolution spectrale.

Les observations d'exoplanètes menées depuis les observatoires au sol sont principalement de la spectroscopie à haute résolution et de l'imagerie directe.

Haute résolution spectrale La spectroscopie à haute résolution (ou spectroscopie Doppler) est une méthode qui permet d'étudier précisément le spectre de planètes dans certaines bandes spectrales auxquelles l'atmosphère de la Terre est transparente. Cette méthode utilise les mouvements de la planète le long de la ligne de visée, de façon analogue à la méthode des vitesses radiales pour l'étoile (voir Section 1.1.2). La vitesse orbitale de la planète est de l'ordre de $\sim$ 100 km/s pour un jupiter-chaud, beaucoup plus rapide que l'étoile (d'un facteur $M_\star/M_{\text{planète}}$). Cela correspond à un décalage Doppler de $\sim$ 0,03 %, détectable en spectroscopie à haute résolution ($R \sim 10\,000$ jusqu'à parfois plus de 100 000).

On va alors chercher des corrélations entre le spectre observé et un spectre modélisé contenant les signatures attendues. Si une corrélation satisfaisante est trouvée, correspondant à la vitesse radiale de la planète, alors on peut conclure sur une détection moléculaire. Plusieurs détections ont été faites avec cette méthode, en transmission sur des planètes en transit (Snellen et al., 2010), mais aussi sur des planètes qui ne transitent pas devant leur étoile. Parmi ces dernières, on peut mentionner le CO dans

τBoötis-b (Brogi et al., 2012; Rodler et al., 2012), H_2O dans 51Peg-b (Birkby et al., 2017) ou encore CO sur HD179949-b (Brogi et al., 2014). Dans le cas de cette dernière, il est intéressant de mentionner que, grâce à la mesure de la vitesse radiale de la planète, il a été possible de déduire l'inclinaison du système. Il est alors possible de lever la dégénérescence en $M_{\text{planète}} \sin(i)$ pour trouver la masse de la planète, sans transit. Il sera par ailleurs possible de mesurer l'albédo d'une planète, en fonction de la longueur d'onde (Martins et al., 2018).

La mesure de raies d'émission ou d'absorption à haute résolution permet également de mesurer leur décalage ou élargissement Doppler[6]. Cela permet alors de mettre en évidence des éléments de dynamique atmosphérique de la planète. Par exemple, en détectant un décalage de la raie du CO sur HD209458-b à mi-transit (où la vitesse radiale de la planète est nulle), Snellen et al. (2010) ont détecté un jet vers l'est de 2 km/s cohérant avec les prédictions théoriques (Agúndez et al., 2014). De plus, en étudiant la forme d'une raie elle-même, il est possible de mesurer la rotation équatoriale de la planète ($\sim$ 25 km/s pour βPictoris-b, Snellen et al. (2014)). Si les mesures sont effectuées en séries temporelles, il est alors possible de sonder différentes régions autour du terminateur et de mettre en évidence des hétérogénéités dans la dynamique et la chimie atmosphérique (condensation du Fe sur la face nuit de WASP76-b, Ehrenreich et al. (2020)).

Les travaux présentés dans cette thèse se concentrent sur la préparation des données spatiales. On se concentrera donc sur ces observations par la suite.

2.3 Difficultés associées aux observations d'atmosphères

Détecter des atmosphères d'exoplanètes est plus difficile que détecter des exoplanètes elles-mêmes. En effet, les signaux recherchés sont plus faibles et le plus souvent noyés dans des systématiques instrumentales.

2.3.1 La faible amplitude des signaux

Les difficultés de l'observation des atmosphères d'exoplanètes en transit sont de différentes natures selon que l'on observe un transit primaire ou une éclipse.

Les transits La profondeur de transit $\Delta F(\lambda)/F$, exprimée dans l'Équation 1.1, peut s'exprimer de façon plus générale :

$$\frac{\Delta F(\lambda)}{F} = \frac{F_{\text{out}}(\lambda) - F_{\text{in}}(\lambda)}{F_{\text{out}}(\lambda)}, \tag{2.4}$$

6. Une espèce chimique émet ou absorbe à une longueur d'onde précise. La largeur théorique de la raie mesurée dépend alors intrinsèquement de l'agitation thermique, produisant un élargissement par effet Doppler. La raie peut être plus large ou déformée si le gaz en lui-même est en mouvement.

où F_{out} est le flux mesuré en dehors du transit, comptant l'étoile et la planète, et F_{in} est le flux pendant le transit, avec λ la longueur d'onde. Les variations de flux dépendent alors de la composition atmosphérique, qui rend l'atmosphère opaque sur plusieurs hauteurs d'échelle H. La hauteur d'échelle est un paramètre caractérisant l'étalement en hauteur de l'atmosphère. Elle correspond à la hauteur à laquelle il faut monter pour réduire la pression d'un facteur e ($\approx 2{,}718$).

$$H = \frac{kT}{\mu m g}, \tag{2.5}$$

où k est la constante de Stefan-Bolzmann, T est la température, μm est la masse moléculaire moyenne de l'atmosphère, g l'accélération de la gravité sur la planète. On remarque que H est inversement proportionnel à la masse moléculaire de l'atmosphère ; c'est à dire que plus elle est composée d'éléments légers, plus H sera grand. En première approximation, considérant l'émission de la planète comme négligeable, en ignorant l'assombrissement centre-bords, on peut réécrire l'expression de la profondeur de transit (adapté de la formulation de Deming et al. (2018)) :

$$\frac{\Delta F(\lambda)}{F} = \left(\frac{R_{\text{planète}}}{R_\star}\right)^2 + \frac{2R_{\text{planète}} H A_\lambda}{R_\star^2}, \tag{2.6}$$

où A_λ est le nombre de hauteurs d'échelle opaques à λ. Pour la détection avec la méthode des transits, en photométrie, le terme de dépendance en longueur d'onde est négligé (Équation 1.1). Dans le cas de la spectroscopie de transit, ce sont les variations de ce terme qu'on veut mesurer. Le spectre en transit est donc la *variation* de la profondeur de transit en fonction de la longueur d'onde (exemples Figure 2.3) :

$$A(\lambda) = \frac{2R_{\text{planète}} H A_\lambda}{R_\star^2}. \tag{2.7}$$

Le spectre en transmission de la planète présente des signaux très faibles, de l'ordre de quelques dizaines à quelques centaines de ppm ou moins (par exemple Encrenaz (2014)). En effet, l'atmosphère de la planète représente un anneau fin, autour du disque apparent de la planète, et seule la portion de la lumière de l'étoile passant à travers cet anneau est affectée par l'absorption de l'atmosphère. Cette surface est très petite devant la surface du disque de l'étoile, ce qui explique des signatures aussi petites. Les sources les plus favorables pour ces observations sont alors les planètes de type jupiter ($R_{\text{planète}}$ grand), chaudes et riches en H et He (H grand).

L'éclipse La profondeur d'éclipse est exprimée par l'Équation 2.1, et dépend principalement du contraste en émission entre l'étoile et la planète. En photométrie, on peut exprimer ce contraste dans le visible et le proche infrarouge $\rho_{\text{V-NIR}}$ en utilisant la loi de Stefan-Bolzmann (adaptée de la formulation de Encrenaz (2014)) :

$$\rho_{\text{V-NIR}} = \left(\frac{R_{\text{planète}}}{R_\star}\right)^2 \times \left(\frac{T_{\text{eq}}}{T_{\text{eff}}}\right)^4, \tag{2.8}$$

avec T_{eff} la température effective de l'étoile. La température d'équilibre T_{eq} d'une planète est la température effective de la planète, obtenue en distribuant l'énergie reçue de l'étoile sur toute la surface de la planète. Elle s'exprime :

$$T_{\text{eq}} = (1 - A_{\text{B}})^{1/4} T_{\text{eff}} \sqrt{\frac{R_\star}{2a}}, \tag{2.9}$$

avec A_{B} l'albédo de la planète, et a le demi-grand axe de l'orbite. On remarque alors que $\rho_{\text{V-NIR}} \propto a^{-2}$, ce qui favorise fortement les planètes en orbite proche de leur étoile pour les observations de l'éclipse.

Dans l'infrarouge moyen, le contraste peut se réécrire, en utilisant l'approximation de Rayleigh-Jeans pour l'émission de corps noir ($h\nu \ll kT$) :

$$\rho_{\text{MIR}} = \left(\frac{R_{\text{planète}}}{R_\star}\right)^2 \times \frac{T_{\text{eq}}}{T_{\text{eff}}}. \tag{2.10}$$

Pour les *jupiter-chauds*, ces ratios sont de l'ordre de $\rho_{\text{V-NIR}} \sim 10^{-4}$ et $\rho_{\text{MIR}} \sim 10^{-3}$. Il y a alors deux façons d'obtenir des ratios plus favorables pour ces observations. Premièrement, privilégier les sources orbitant des étoiles de type M, de luminosité plus faible ; deuxièmement en observant dans l'infrarouge moyen, plus favorable pour le contraste.

Les courbes de phases Dans le cas des observations de courbe de phase, on essaye de voir des variations tout au long de la courbe. Les variations attendues sont alors plus petites que celles attendues pour l'éclipse et donc plus difficiles à détecter.

2.3.2 La stabilité des instruments

L'instrument lui-même peut influer sur les mesures. Des variations temporelles de la sensibilité et de la réponse du détecteur peuvent entraîner des artéfacts dans le signal (Deming et al., 2018). Des variations de pointage (*jitter*) du télescope, des bruits thermiques et des déformations mécaniques peuvent également faire varier le signal au cours du temps. Les observations de transits, d'éclipses et de courbes de phase reposant sur la mesure fine des variations d'intensité lumineuse, il est crucial de décorréler les évolutions instrumentales, de celles dues à la source pour traiter les données correctement (Stevenson et al., 2012; Parviainen, 2018).

La difficulté d'observer l'atmosphère des exoplanètes a conduit à quelques débats et emballements entre 2005 et 2015, sur la polarisation de la lumière diffusée par la planète (Berdyugina et al., 2007; Wiktorowicz, 2009), la détection des inversions de température dans l'atmosphère (Machalek et al., 2009; Nymeyer et al., 2011; Diamond-Lowe et al., 2014) ou encore la détection de planètes riches en carbone (Madhusudhan et al., 2011; Kreidberg et al., 2015; Hansen et al., 2014) par exemple. Aujourd'hui, la

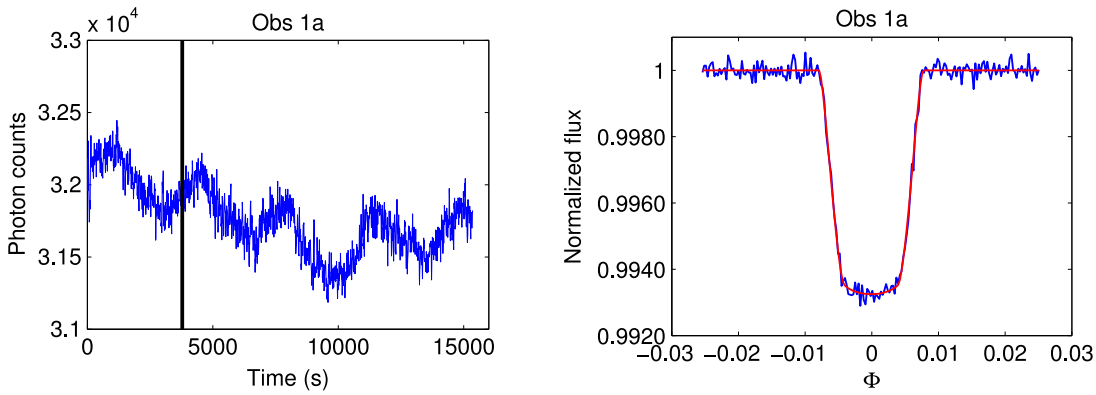


FIGURE 2.7 – *À gauche* - Données brutes d'une observation Spitzer GJ436. On remarque que la courbe est dominée par les systématiques instrumentales. *À droite* - Même observation, traitées avec une ICA, pour mettre en évidence le transit de GJ436-b (adapté de Morello et al. (2015))

communauté appréhende mieux les limitations des méthodes d'observation et des défis associés à la caractérisation de l'atmosphère des exoplanètes, notamment au niveau du traitement des données.

2.3.3 Le traitement des données

Les observations en séries temporelles (transit, éclipse et courbe de phase) sont particulièrement sensibles aux dérives instrumentales. Ces dérives sont souvent du même ordre de grandeur (ou supérieures) que signal recherché, ce qui nécessite le développement de méthodes de réduction de données capables de réduire les bruits instrumentaux. Un exemple est présenté Figure 2.7, montrant le traitement de données Spitzer dominées par les systématiques instrumentales avec une analyse en composantes indépendantes (ICA) pour faire ressortir le transit (Morello et al., 2015).

Les méthodes de traitement développées actuellement, destinées aux futures instrument comme le JWST ou ARIEL, anticipent des données d'une précision nouvelle. Les observations actuelles ne permettent donc pas de les tester dans des conditions réalistes. Le travail présenté ici a pour objectif de simuler de façon réaliste les données qui seront délivrées par le JWST, afin de tester les performances de ces nouvelles méthodes.

Chapitre 3

Perspectives pour la caractérisation d'atmosphères et défis associés

That the study of Mathematics and their application to astronomy are full of interest will be allowed by all who have devoted their time and attention to these pursuits, and they only can estimate the delight of arriving at truth, whether it be in the discovery of a world, or of a new property of numbers.

Mary Somerville, *Mechanism of the Heavens* (1831)

Beaucoup reste à faire sur les études d'atmosphères d'exoplanètes. Ces études vont fortement se développer dans les années à venir, notamment à travers deux missions spatiales : le JWST et ARIEL.

3.1 Pour aller plus loin

Pour aller plus loin, deux aspects sont nécessaires : une plus large couverture en longueurs d'onde dans l'infrarouge et avoir une approche statistique en observant un grand nombre d'atmosphères. Ces deux approches sont indispensables pour pouvoir déterminer les processus clefs dans les atmosphères d'exoplanètes.

Une couverture en longueurs d'onde plus large en infrarouge Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, la détection de signatures moléculaires dans les atmosphères d'exoplanètes a commencé, mais sur une gamme de longueurs d'onde limitée au visible et à l'infrarouge proche. Pour aller plus loin, il faut étendre la couverture en longueurs d'onde dans l'infrarouge. La Table 3.1 montre les différentes signatures de molécules dans l'infrarouge ; en augmentant la couverture en longueurs d'onde, on peut avoir accès à beaucoup d'autres molécules. Aux molécules de la Table 3.1, il faut rajouter le SiO. En effet, Ito et al. (2015) ont montré que sur une planète tellurique

	2 µm à 5 µm		5 µm à 16 µm	
	$\lambda(S_{\text{max}})$	R	$\lambda(S_{\text{max}})$	R
H_2O	2,69	130	6,27	55
HDO	3,67	150	7,13	77
CH_4	3,31	300	7,66	130
CH_3D	4,54	280	8,66	150
NH_3	2,90 3,00	170	10,33 10,72	50
PH_3	4,30	260	8,94 10,08	126 110
CO	4,67	565		
CO_2	4,25	1470	14,99	420
HCN	3,02	1100	14,04	240
C_2H_2	3,03	1435	13,7	320
C_2H_6	3,35	2300	12,16	635
O_3			9,60	1160

TABLE 3.1 – Tableau reportant les principales signatures moléculaires dans l'infrarouge (entre 2 µm et 5 µm puis entre 5 µm et 16 µm) attendues dans les atmosphères d'exoplanètes (adapté de Tinetti et al. (2013)). S_{max} est l'intensité de la bande la plus intense dans l'intervalle, $\lambda(S_{\text{max}})$ étant la longueur d'onde correspondante. R est la résolution spectrale nécessaire à la séparation de deux composantes adjacentes de la bande.

à océan de magma ayant une atmosphère très minérale, la signature du SiO serait détectable avec les télescopes dans l'infrarouge autour de 4 µm et de 10 µm. De plus, certaines molécules peuvent être détectées dans différentes bandes ; détecter ces différentes bandes permet de sonder différentes profondeurs dans l'atmosphère, permettant ainsi de contraindre le profil vertical de température de la planète. La composition permet aussi de déterminer si des processus physiques ou chimiques, comme la chimie hors-équilibre (voir Figure 3.1), sont à l'oeuvre. Etendre la couverture en longueurs d'onde peut également permettre d'accéder à des bandes d'absorption de molécules dont la détection à courtes longueurs d'onde est bloquée, comme par des nuages par exemple sur GJ1214-b (Mollière et al., 2017).

En plus de la composition moléculaire de l'atmosphère, on a vu que l'étude des nuages des aérosols est importante. Certaines bandes de poussière caractéristiques

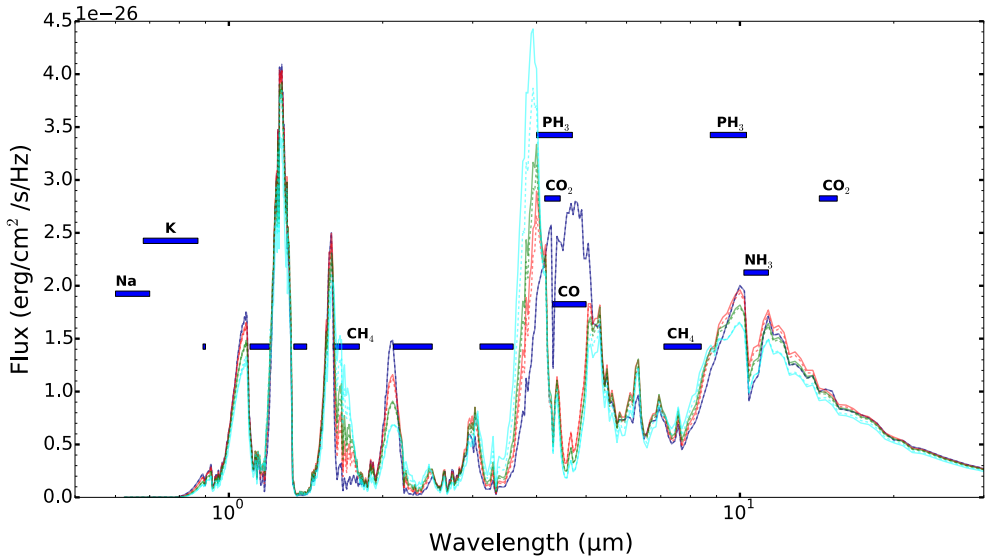


FIGURE 3.1 – Spectre en émission de VHS1256-1257-b à l'équilibre chimique (bleu foncé) et hors-équilibre chimique ($K_{zz} = 10^7$, 10^9 et 10^{11} cm^2/s, respectivement en cyan, vert et rouge). L'emplacement des signatures moléculaires autres que l'H_2O sont également représentées (barres bleues). En particulier, on peut remarquer que la bande du CO est présente à l'équilibre et absente hors-équilibre, au contraire de la bande du CO_2. Cela pourrait être un marqueur discriminant. (Baudino et al., 2017)

sont situées dans l'infrarouge moyen (par exemple Wakeford & Sing (2015)).

Métallicité et formation des planètes géantes L'étude des abondances dans l'atmosphère va permettre de déterminer la métallicité [1] de l'atmosphère. L'étude de la métallicité des planètes peut donner des informations sur leur formation. En effet, deux mécanismes de formation sont avancés pour les planètes géantes. Le premier propose de former la planète par instabilité gravitationnelle. En se refroidissant, le disque protoplanétaire s'effondrerait en plusieurs endroits, créant des planètes géantes (Boss, 1997). Ces instabilités gravitationnelles peuvent également se former dans le disque protostellaire et on s'attend alors à ce que la métallicité de la planète soit la même que celle de l'étoile. Le second mécanisme met en jeu des collisions constructives entre des planétesimaux pour former des cœurs protoplanétaires qui, au delà d'une certaine masse, déclenchent un effondrement du gaz environnant (Pollack et al., 1996). Ces deux mécanismes ont des impacts différents sur la métallicité de la planète créée. Dans le cas d'une accrétion autour d'un cœur rocheux, plus la planète est petite, et plus sa métallicité sera grande (Mordasini et al., 2012; Fortney et al., 2013) ; en effet, si le

1. La métallicité est la fraction de la masse d'un objet astronomique composée d'éléments lourds. En astronomie, un élément considéré comme « lourd » est un élément qui est plus lourd que l'hélium He. L'hydrogène H et l'hélium He composent plus de 97 % de la masse de la majorité des objets astronomique. Ces éléments lourds sont aussi appelés « métaux ».

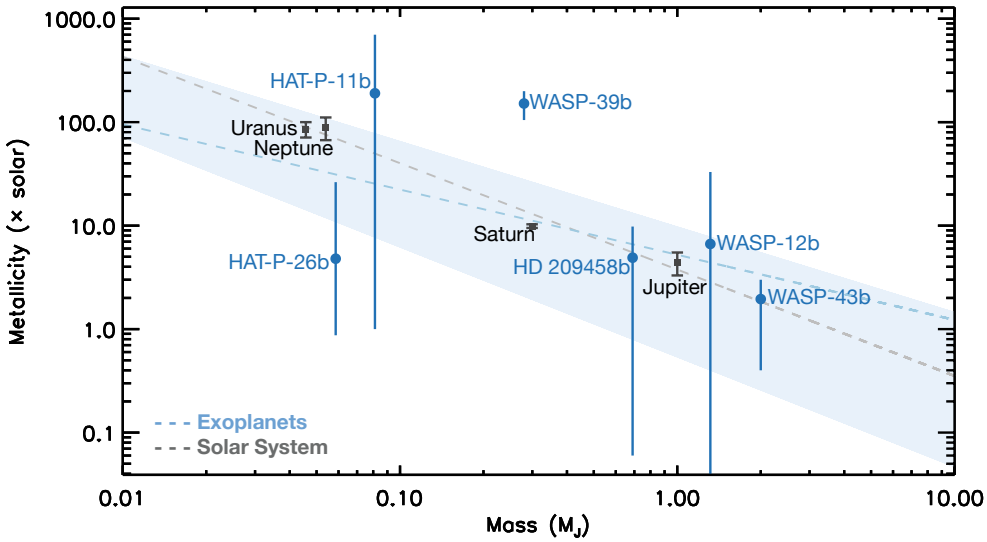


FIGURE 3.2 – Graphique représentant la métallicité de certaines exoplanètes (en bleu), et des géantes du système solaire (en noir), en fonction de leur masse. Les lignes en pointillé représentent une courbe de tendance pour les planètes du système solaire (en gris) et une autre pour les autres planètes (en bleu clair) (Sing, 2018)

cœur formé a une masse petite, il ne pourra pas accréter une grande quantité de gaz (composé essentiellement d'H et He), si bien que l'augmentation de la métallicité via l'impact de planetésimaux sera plus forte. On remarque que, dans le système solaire, la métallicité des planètes géantes décroit quand la masse augmente, ce qui va dans le sens de l'accrétion autour d'un cœur (voir Figure 3.2, Sing (2018)). Cependant, il est encore trop tôt pour dire si les exoplanètes suivent la même loi. Une meilleure détermination de la métallicité et une plus grande statistique sont nécessaires pour conclure.

La mesure du rapport C/O d'une planète pourrait permettre de contraindre la région de formation de la planète dans le disque protoplanétaire (Öberg et al., 2011). Cependant, le lien n'est pas direct, et il faut prendre en compte d'autres facteurs comme, par exemple, la migration planétaire (Madhusudhan et al., 2016).

Les bio-signatures Le graal de l'étude de la composition d'une atmosphère est la détection de biosignatures. Les bio-signatures sont des traces laissées ou des phénomènes produits par des organismes vivants. Dans les cas des atmosphères, les bio-signatures seraient des signatures chimiques d'éléments synthétisés par des êtres vivants. La recherche des bio-signatures dans les atmosphères est aujourd'hui le moyen le plus crédible pour la recherche de la vie sur des exoplanètes. L'une des détections les plus attendues serait la présence d'oxygène moléculaire (O_2), synthétisée par des végétaux. Cependant, la détection de cette molécule, seule, ne permettrait pas de conclure sur

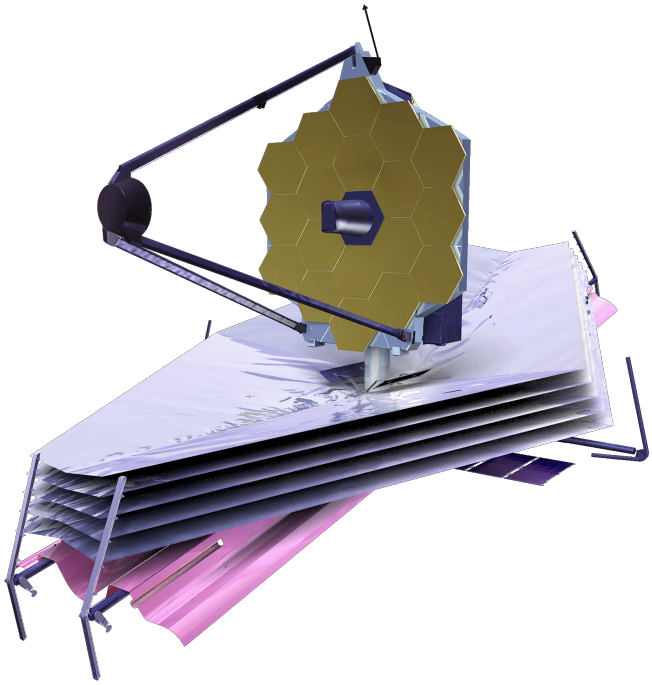


FIGURE 3.3 – Représentation du James Webb Space Telescope (NASA Spacecraft Icons)

son origine biologique. Plusieurs signatures correspondant à un éco-système, ainsi que des traces de chimie hors-équilibre seront nécessaires afin de s'assurer qu'il s'agit bien de bio-signatures. Une partie de l'exo-biologie consiste alors à anticiper les combinaisons de molécules qui nous permettraient de conclure avec justesse sur la présence d'êtres vivants sur une planète en-dehors du système solaire (Seager et al., 2016; Leung et al., 2020). Les instruments actuels n'ont pas les capacités de cette détection, cependant c'est un des objectifs scientifiques parfois affiché pour les instruments à venir comme le JWST (Krissansen-Totton et al., 2018) et l'ELT (Maiolino et al., 2013; Evans et al., 2015).

Les télescopes en construction aujourd'hui, s'orientent alors vers les observations en infrarouge. Nous nous intéresserons plus particulièrement au JWST, qui est le cadre principal de cette thèse. On mentionnera également le projet ARIEL qui va permettre une approche statistique des études sur les atmosphères d'exoplanètes. Cette approche statistique étant le deuxième axe nécessaire « pour aller plus loin ».

3.2 Le James Webb Space Telescope

Le James Webb Space Telescope (JWST) (voir Figure 3.3) est le télescope spatial qui succèdera à Hubble pour l'astronomie visible et à Spitzer pour l'astronomie infrarouge. La mission est un défi technologique car, outre les instruments de pointe qu'elle embarque, son miroir primaire a un diamètre de 6,5 m. Ce miroir ne peut pas être envoyé tel quel dans l'espace car trop grand ; son architecture segmentée permet au miroir d'être plié en trois parties et ainsi rentrer dans la coiffe du lanceur Ariane 5. De nombreux autres éléments sont aussi pliés au lancement du satellite, comme le bouclier thermique ou le miroir secondaire. Ces éléments doivent se déployer dans l'espace pour permettre au satellite de fonctionner correctement. L'orientation des segments du miroir primaire seront réajustés régulièrement pour assurer les performances du télescope. Cela fait de ce satellite un des projets les plus ambitieux qui aient été conçus. Son développement et ses tests ont été à l'origine de nombreux reports de la date de lancement, aujourd'hui prévue en octobre 2021, ainsi qu'une augmentation de son budget pour atteindre aujourd'hui une dizaine de milliards de dollars. Ce sera le plus grand télescope hors de l'atmosphère terrestre.

3.2.1 Un observatoire généraliste

Ce projet d'envergure est un observatoire généraliste. Quatre grands axes scientifiques sont mis en avant : première lumière et réionisation de l'Univers, formation des galaxies, naissance des étoiles et systèmes protoplanétaires, planètes et origine de la vie. Cette diversité des thèmes et la capacité du télescope à mener à bien des observations de natures très diverse (spectroscopie, imagerie, coronographie, etc.) sont possibles grâce à ses quatre instruments, qui disposent de nombreux modes d'observations dans différentes bandes de longueurs d'onde.

Note : *Les informations détaillées sur les instruments du JWST sont tirées de la documentation des instruments, disponible jwst-docs.stsci.edu.*

NIRCam [0,6 µm - 5 µm] L'instrument NIRCam est un imageur en infrarouge proche, équipé de coronographes et ayant des capacités d'observation spectroscopique.

— **L'imageur** permet d'observer un champ de 9,7 arcmin^2, simultanément dans deux bandes de longueurs d'onde (0,6-2,3 µm et 2,4-5 µm). Il dispose de filtres à bande large et étroite. La sensibilité du détecteur lui permet de détecter des sources jusqu'à $\sim$ 9 nJy (avec un rapport Rapport de Signal sur Bruit (S/B) = 10 pour une observation de $\sim$ 3 h).

— **Les coronographes** sont composés de cinq masques dans le plan focal, et deux masques d'apodisation dans le plan pupillaire. Une partie des filtres de l'imageur sont disponibles pour les observations de coronographie.

— **Le WFSS** est le mode de spectroscopie sans fente à large champ. Grâce à deux grismes [2] à 2,4 µm et 5 µm, il produit le spectre de tous les objets présents dans le champ de vue de l'instrument, avec une résolution de $R \sim 1600$ (à 4 µm).

Le mode WFSS peut être utilisé en séries temporelles (GTS). L'imageur peut également fonctionner en séries temporelles.

NIRSpec [0,6 µm - 5,3 µm] L'instrument NIRSpec est un instrument dédié à la spectrométrie en infrarouge proche. Il comporte plusieurs modes d'observations ayant accès aux mêmes combinaisons de filtres et de réseaux de diffraction permettant d'obtenir des spectres entre 0,6 µm et 5,3 µm, avec une résolution de 100 à 2700 :

— **Le MOS** permet de produire simultanément les spectres de plusieurs objets (jusqu'à une centaine) dans un champ de $3{,}6' \times 3{,}4'$.

— **Le spectromètre IFU**, à intégrale de champ, permet de l'imagerie spectrale sur des petits champs de vue ($3'' \times 3''$), notamment pour des sources étendues.

— **Le spectromètre FS**, dispose de cinq fentes fixes ($0{,}2'' \times 3{,}2''$, $0{,}2'' \times 3{,}2''$, $0{,}4'' \times 3{,}65''$, $1{,}6'' \times 1{,}6''$ et $0{,}2'' \times 3{,}2''$).

— **Le spectromètre BOTS**, est dédié aux sources brillantes ayant besoin d'une spectroscopie stable dans le temps. Il utilise une des ouvertures du mode FS ($1{,}6'' \times 1{,}6''$).

NIRISS [0,6 µm - 5 µm] L'instrument FGS-NIRISS est un imageur et un spectrographe sans fente. Il permet de la spectroscopie grand champ à basse résolution, et de la spectroscopie moyenne résolution en étant optimisé pour les mesures demandant une extrême stabilité spectrophotométrique. Il dispose également d'un interféromètre à synthèse d'ouverture, permettant une meilleure résolution angulaire.

— **Le WFSS**, analogue à celui de NIRCam, le mode de spectroscopie sans fente à large champ permet d'obtenir le spectre basse résolution ($R \sim 150$) entre 0,8 µm et 2,2 µm du champ de vue de l'instrument ($2{,}2' \times 2{,}2'$). Ce mode utilise deux grismes.

— **le SOSS** produit trois ordres de spectre ($R \sim 700$ au premier ordre à 1,25 µm) d'un objet brillant entre 0,6 µm et 2,8 µm. Le mode a été conçu pour être utilisé en séries temporelles.

— **L'AMI**, interferométrie à synthèse d'ouverture, permet d'utiliser le miroir du JWST comme un réseau d'interférométrie. Un masque dans le réseau pupillaire laisse passer la lumière par sept ouvertures pour produire un interférogramme sur le détecteur. Cela permet de séparer des compagnons jusqu'à 9 magnitudes

2. Un grisme est une combinaison de prismes et de réseaux de diffraction (*grating*), arrangée de telle manière que les faisceaux incidents et émergents sont colinéaires. L'avantage de cet arrangement est de pouvoir utiliser le même détecteur en imagerie (sans grisme) et en spectroscopie (avec grisme) sans avoir besoin de le déplacer. Le grisme produit un spectre centré sur l'emplacement de l'objet dans le champ de vue.

($\sim$ 10 000 fois) plus faibles que la source primaire, séparés d'entre 70 mas et 400 mas.

— **L'imageur** de NIRISS sera utilisé en complément du mode WFSS, et de l'imageur de NIRCam.

MIRI [4,9 µm - 28 µm] L'instrument MIRI du JWST est un instrument polyvalent dédié à l'astronomie en infrarouge moyen. Il dispose de plusieurs modes permettant des observations très variées :

— **Le MRS** est un spectromètre moyenne résolution à intégrale de champ, disposant de quatre canaux d'observation séparés couvrant de 4,9 µm à 28 µm au total, chacun disposant de son propre chemin optique.

— **Les coronographes** à 10,65 µm, 11,4 µm et 15,5 µm utilisant des masques de phases à quatre cadrants (4QPM) en bande étroite et un coronographe de Lyot 23 µm en bande large sont spécialement dédiés à l'étude des exoplanètes en imagerie directe.

— **L'imageur** dispose de neuf filtres larges (5,6 µm, 7,7 µm, 10 µm, 11,3 µm, 12,8 µm, 15 µm, 18 µm, 21 µm et 25,5 µm) observant un champ de vue de $74'' \times 113''$.

— **Le Low Resolution Spectrometer (LRS)** est un spectromètre à basse résolution (R $\sim$ 100) opérant entre 5 µm et 12 µm et disposant de deux modes : avec ou sans fente ($4{,}7'' \times 0{,}51''$). Ce dernier est particulièrement destiné à l'étude des exoplanètes en transit.

Une représentation des champs de vue des différents instruments, reportés sur le fond de ciel, est présentée Figure 3.4. Bien qu'il soit possible d'utiliser les différents instruments simultanément, il n'est pas possible d'observer le même champ simultanément avec plusieurs instruments. Pour observer une atmosphère d'exoplanète en transit sur toute la gamme en longueurs d'onde couverte par le JWST, il faudra donc au moins deux transits.

3.2.2 Utilisation pour les exoplanètes

Parmi les quatres grands objectifs scientifiques du JWST, nous nous concentrerons ici sur l'étude des exoplanètes. La complémentarité de tous les instruments embarqués à bord et leur sensibilité inédite (voir Figure 3.5) permettront de réaliser des observations uniques qui amèneront à des avancées importantes dans l'étude des exoplanètes.

La coronographie Les observations à haut contraste et haute résolution angulaire sont possibles avec les modes coronographiques des instruments NIRCam et MIRI, ainsi qu'avec le mode AMI de l'instrument NIRISS. Les deux premiers permettent d'observer une planète autour de son étoile jusqu'à une séparation de 0,5″ et avec un contraste de magnitude 20 pour NIRCam et magnitude 10-12 pour MIRI. Pour des sources plus

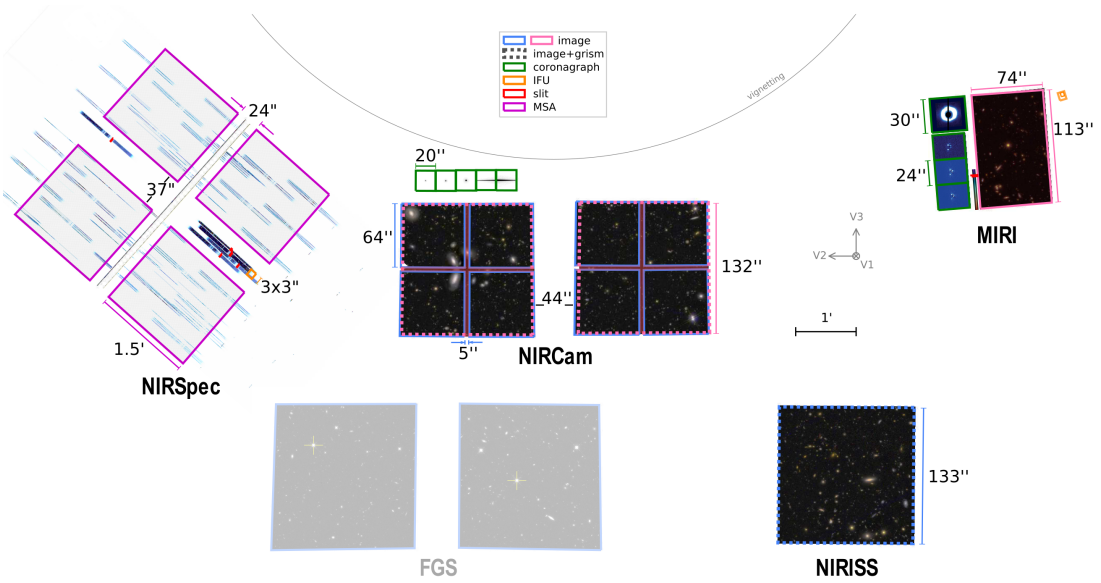


FIGURE 3.4 – Illustrations des champs de vue des instruments, reportés sur le fond de ciel (source : JWST Cheat Sheet (STScI))

proches de leur étoile, il faut utiliser NIRISS-AMI qui permet de détecter des sources jusqu'à une magnitude 9 fois plus faible que l'étoile.

L'étude des planètes en transit Il sera également possible d'observer en spectrophotométrie de transit et d'éclipse avec NIRISS-SOSS, NIRSpec-FS, NIRCam-WFSS, MIRI-LRS et MIRI-MRS, avec des résolutions entre 100 à 2700 et des gammes de longueurs d'onde allant de 0,6 µm à 28 µm.

3.2.3 Les observations des exoplanètes actuellement prévues avec le JWST

Le temps d'observation du JWST est organisé en différents programmes qui ont chacun des caractéristiques différentes : le General Observers time (GO), le Guaranteed Time Observations (GTO) et l'Early Release Science (ERS). Cette thèse a pour vocation de préparer des observations prévues dans ces trois programmes.

3.2.3.a Le programme Guaranteed Time Observations

Les consortia qui ont réalisé des instruments pour le JWST bénéficient de temps garanti d'observation. 16 % du temps total disponible sur le télescope pendant les trois premiers cycles d'opérations est réservé pour de telles observations. Pour les exoplanètes, 25 observations ont été proposées, pour une durée totale de 978 h sur les ∼ 3700 h du programme GTO [3], soit 26 % du temps consacré aux exoplanètes.

3. D'après le site du Space Telescope Science Institute (STScI) recensant les observations GTO acceptées : stsci.edu/approved-gto-programs

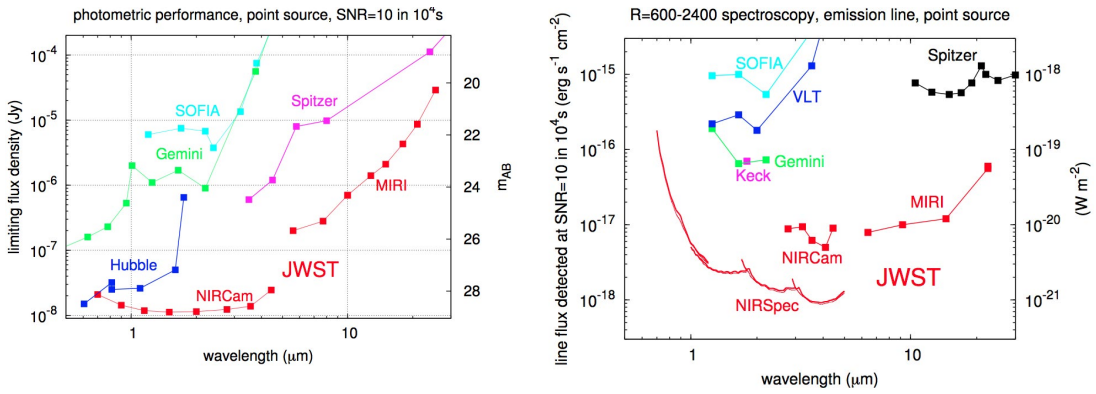


FIGURE 3.5 – Graphiques comparant la sensibilité du JWST avec d'autres observatoires en fonction de la longueur d'onde d'observation. *À gauche* - Sensibilité photométrique. *À droite* - Sensibilité spectroscopique. (source : JWST Cheat Sheet (STScI))

Parmi ces observations, mentionnons particulièrement celles du consortium européen MIRI. Ce programme, coordonné par Pierre-Olivier Lagage, consiste en :

— l'observation photométrique de cinq éclipses de la planète rocheuse TRAPPIST1-b avec le filtre à 12,8 μm, afin de détecter l'émission thermique de la planète (Proposition 1279). Ce programme est mené en collaboration avec Tom Greene, qui observera cinq autres éclipses avec le filtre à 15 μm, afin de déterminer si l'atmosphère contient du CO_2 (Proposition 1177).

— l'observation du transit d'une géante gazeuse, HAT-P12-b, avec MIRI-LRS, NIRSpec-FS et NIRISS-SOSS afin de couvrir toute la gamme spectrale (Proposition 1281)

— l'observation avec MIRI-LRS du transit de WASP107-b, une planète de type *neptune-chaud* (proposition 1280). Ce programme est conduit en collaboration avec Tom Greene qui observera cette exoplanète avec NIRCam, si bien que l'ensemble de la gamme spectrale sera couverte.

Il est également prévu des observations coronographiques des planètes et des disques autour de HD95046 (MIRI) et HD106906 (MIRI + NIRSpec-IFU), et des planètes GJ505-b (MIRI) et ROSS458AB-c (MIRI + NIRSpec-IFU) (Proposition 1277).

3.2.3.b Le programme Early Release Science

Ce programme d'observation permet à la communauté scientifique de prendre en main les différents instruments. L'appel à propositions a été ouvert à toute la communauté. Les données acquises par le télescope seront rendues disponibles à la communauté immédiatement, sans embargo pour l'équipe du Principal Investigator (PI). Le total des observations de ce programme représente 460 h [4].

4. D'après le site du STScI recensant les observations ERS acceptées : stsci.edu/approved-ers-programs

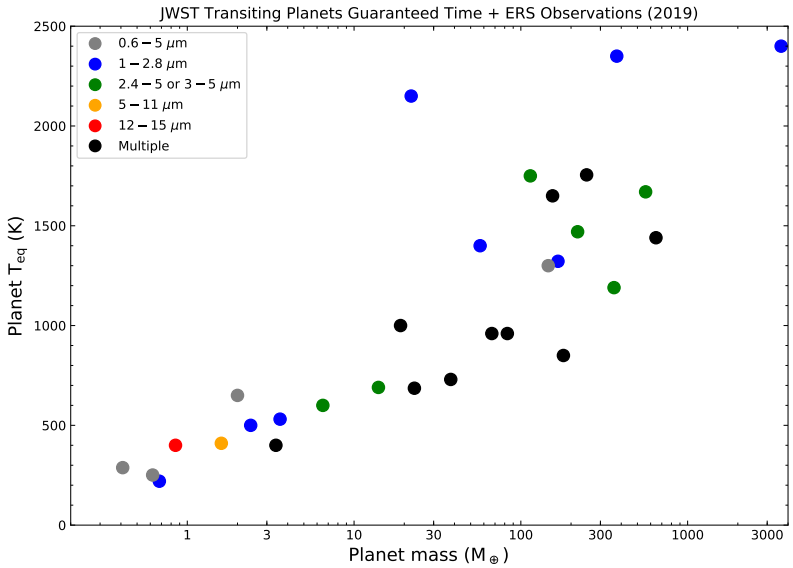


FIGURE 3.6 – Graphique reportant les planètes en transit qui seront observées pendant les programmes GTO et ERS du JWST en fonction de leur masse et de leur temperature. Les couleurs représentent les différentes longueurs d'onde d'observations. (Greene et al., 2019)

Les observations du programme ERS seront acquises lors des 5 premiers mois des opérations scientifiques du télescope, immédiatement après la période de recette en vol (*comissionning*). Deux propositions de ce programme pour un total de 134 h sont dédiées aux exoplanètes (Propositions 1366 et 1386). La première porte sur les exoplanètes en imagerie directe avec de l'imagerie à haut contraste, en utilisant les coronographes disponibles sur les différents instruments. La seconde, dans laquelle nous sommes impliqués, concerne les exoplanètes en transit. Elle utilise tous les instruments du télescope dans les modes adaptés aux observations de spectroscopie de transit (voir Section 3.2.2). En effet, un but de ce programme est de savoir lequel des instruments est le mieux adapté à telle ou telle observation. Cela permet également d'identifier les systématiques instrumentales.

3.2.3.c Les observations d'exoplanètes en transit

Nous nous intéressons ici plus particulièrement aux exoplanètes en transit. Sur les deux programmes GTO et ERS cumulés, 11 propositions concernent spécifiquement les exoplanètes en transit, pour un total de 408 h soit 10 % du temps total d'observation de ces deux programmes cumulés. Ces observations concernent une trentaine de planètes très variées (voir Figure 3.6).

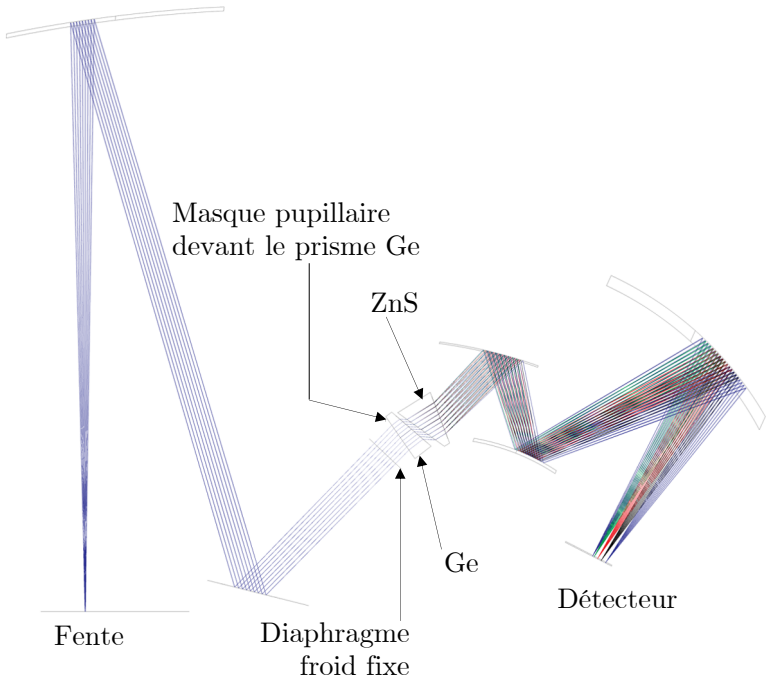


FIGURE 3.7 – Schéma du chemin optique de MIRI-LRS avec les différents éléments (adapté de Kendrew et al. (2015)).

3.2.4 Focus sur MIRI-LRS

Les différents modes d'observation de l'instrument MIRI utilisent des zones (*subarray*) différentes du détecteur. On se concentre ici sur le spectromètre à basse résolution qui sera utilisé pour les observations en spectroscopie de transit d'exoplanètes.

3.2.4.a Le mode de spectroscopie basse résolution sans fente

Il existe deux modes d'observations pour la spectroscopie basse résolution de MIRI ; avec et sans fente. Le mode « fente » (LRS-*Slit*) permet de réduire le champ de vue de l'instrument autour de la source, avant de passer à travers les prismes, ce qui a pour effet de réduire la lumière parasite venant du fond de ciel. Cependant, une partie du flux de la source observée tombe en dehors de la fente. Malgré la grande stabilité du télescope, l'imprécision du suivi du pointage [5] entraîne des variations spectrophotométriques gênantes pour l'observation de transits. Pour ces observations, il est donc préférable de ne pas utiliser le vignettage par la fente, quitte à augmenter le bruit de fond.

5. Le pointage du JWST est très stable dans le temps (7 marcsec (RMS)). Malgré cela, il reste des mouvements résiduels (*jitter*) qui entraînent un mouvement de la source sur le plan focal.

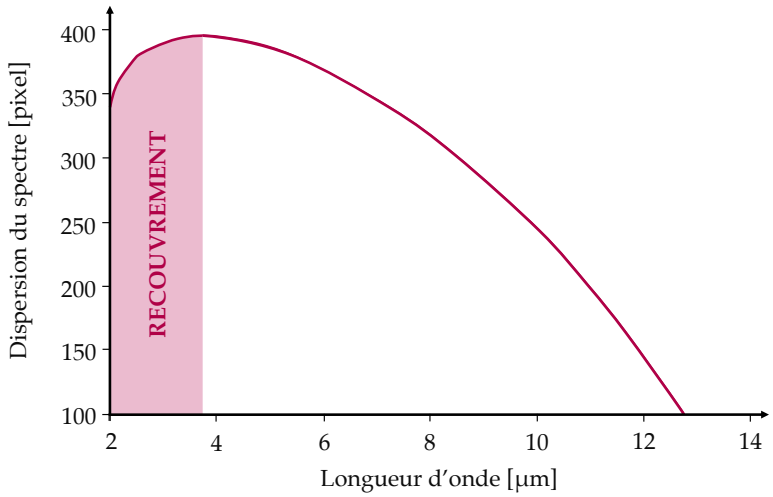


FIGURE 3.8 – Illustration de la zone de recouvrement de spectre de MIRI-LRS dans le mode « sans fente » (Communication privée de Pierre-Olivier Lagage).

Le mode LRS produit le spectre du système entre 5 µm et 12 µm avec une résolution de R $(= \lambda/\Delta\lambda) \sim 100$ à 7,5 µm et variant entre $R \sim 40$ à 5 µm et $R \sim 160$ à 10 µm. Il utilise un double prismes $\mathrm{Ge/ZnS}$ offrant une efficacité de transmission dans cette portion de l'infrarouge de $\sim 95\,\%$ (voir Figure 3.7 - Kendrew et al. (2015)). Cette configuration optique conduit à un phénomène de recouvrement de spectres (voir Figure 3.8) ; c'est à dire que des longueurs d'onde plus courtes que 5 µm sont mélangées avec les longueurs d'onde dans la gamme 5-6 µm. Pour pallier à cet effet, un filtre coupant les longueurs d'ondes $\lambda < 5$ µm a été installé devant la fente. Ce filtre n'étant pas présent dans le mode *Slitless*, c'est un point de vigilance lors du traitement des données et encourage à obtenir le spectre à courte longueurs d'onde avec un autre instrument du JWST.

Le *subarray* du LRS-*Slitless* est sur le bord du détecteur, du côté du démarrage de la lecture. Ainsi, lorsqu'on ne parcourt que cette zone en LRS-*Slitless*, le temps de lecture est réduit par rapport au mode *Slit* plus éloigné du bord. Cela permet d'obtenir un temps de trame (*frame time*) réduit, ici de 0,19 s. Il est donc possible d'observer des sources plus brillantes sans saturer le détecteur. Cela favorise le S/B dans le cas du LRS-*Slitless*, bien que le bruit de fond soit plus important qu'avec la fente.

Les travaux présentés ici se concentrent sur la préparation des observations de spectroscopie de transit avec MIRI-LRS-*Slitless*.

3.2.4.b L'intérêt scientifique des observations dans la longueur d'onde du LRS-*Slitless*

Le domaine de longueurs d'onde couvert par MIRI, et le LRS-*Slitless* en particulier, est intéressant à plusieurs titres. Tout d'abord, le maximum d'émission des exoplanètes tièdes (150-1000 K) se situe entre 5 µm et 28 µm. Ensuite, de nombreuses bandes d'émission de poussières et de molécules se trouvent dans ce domaine (voir Table 3.1, Tinetti et al. (2013)) et en particulier les bandes de NH_3 éventuellement présent dans les géantes, entre 10 µm et 11 µm (par exemple Danielski et al. (2018)). De plus, il sera possible de détecter la bande du SiO, attendue sur les planètes telluriques à océan de magma (Ito et al., 2015).

La mission ARIEL est une mission spatiale dédiée à l'étude des atmosphère d'exoplanètes d'un point de vue statistique avec l'observation d'un millier d'exoplanètes. C'est la mission M4 de l'ESA dans le cadre de son programme *Cosmic Vision* [6]. ARIEL observera les exoplanètes dans le visible et l'infrarouge, à partir de sa mise en service en 2029, à l'aide de deux instruments : AIRS et FGS. Pour la première fois, il sera possible de sonder l'atmosphère d'un millier d'exoplanètes pour, non seulement les caractériser, mais aussi tirer des statistiques de cette étude, afin, entre autres, de tester et d'affiner les modèles de formation et d'évolution des systèmes planétaires.

3.3 ARIEL

3.3.1 La stratégie d'observation

La stratégie d'ARIEL est d'étudier l'atmosphère de suffisamment d'exoplanètes pour qu'il soit possible de donner des tendances statistiques. Les mesures profondes et détaillées de l'atmosphère d'une planète demandent plusieurs heures d'observation. De plus, il est nécessaire de répéter ces mesures pour des centaines d'exoplanètes variées. Il est difficile d'obtenir ces informations d'observatoires généralistes, qui ne peuvent dédier des milliers d'heures à l'observations d'exoplanètes. ARIEL sera un observatoire dédié et permettra alors, à partir d'un catalogue d'environ 1000 cibles d'intérêt, d'étudier une sélection de systèmes de façon de plus en plus détaillée ; permettant à la fois une approche statistique par le nombre total de planètes observées, mais également une étude en profondeur de certaines cibles choisies.

6. Le programme *Cosmic Vision* est le programme spatial scientifique de l'ESA pour la décennie 2015-2025. Il ouvre des appels à projets aux scientifiques pour 11 missions de tailles différentes : 3 Lourdes (L - 900 M€), 5 Moyennes (M - 470 M€), 2 Petites (S - 50 M€), pour des lancements échelonnés entre 2019 et 2030. Des missions légères Fast (F), au temps de développement raccourci, font également partie du programme et partent en compagnons des missions M à partir de M4 (ARIEL).

FIGURE 3.9 – Représentation du télescope ARIEL (ARIEL Mission Website)

3.3.2 Les instruments

Pour cela, ARIEL est équipé d'un miroir primaire ovale de 1 m × 70 cm et de deux instruments qui observent simultanément.

AIRS [1,95 µm - 7,80 µm] AIRS est l'instrument scientifique principal d'ARIEL. C'est un spectromètre infrarouge basse résolution ($R \sim 30 - 200$), qui observera sur deux canaux ; 1,95-3,90 µm et 3,90-7,80 µm.

FGS [0,5 µm - 1,95 µm] Le FGS est un instrument avec un double objectif : le guidage fin du télescope et l'observation d'objets entre 0,5 µm et 1,95 µm. Il comprend deux canaux ; un dédié au guidage, et l'autre permettant des mesures dans quatres bandes spectrales :

- **VISPhot** mesure la photométrie dans la bande 0,5-0,55 µm.
- **FGS1** mesure la photométrie dans la bande 0,8-1 µm.
- **FGS2** mesure la photométrie dans la bande 1-1,2 µm.
- **NIRSpec** produit le spectre à basse résolution de la source ($R \gtrsim 10$) entre 1,25 µm et 1,95 µm.

3.3.3 Complémentarité avec le JWST

Le JWST est présenté, à juste titre, comme un futur outil révolutionnaire dans l'observation des planètes extra-solaires, et en particulier des exoplanètes en transit. À sa façon, ARIEL, bien qu'ayant un télescope beaucoup plus petit a toute sa place dans cette révolution, et est pleinement complémentaire du JWST à plusieurs titres.

Il faut d'abord préciser que, pour un grand nombre d'exoplanètes en transit, il sera plus efficace d'observer avec ARIEL qu'avec le JWST dans la gamme spectrale 0,5-7,9 µm. En effet pour plusieurs centaines d'exoplanetes, l'observation par ARIEL d'un seul transit permettra d'obtenir le S/B voulu (Edwards et al., 2019). Pour le JWST, dont les instruments ne peuvent pas observer simultanément la même source, il faudra au minimum 2 transits et donc deux fois plus de temps d'observation. Par contre, le JWST, grâce à sa grande surface collectrice, sera imbattable pour, par exemple, détecter et caractériser l'émission thermique d'exoplanètes tièdes, lors d'éclipses.

Le JWST étant lancé en octobre 2021, il va permettre à l'étude des atmosphères d'exoplanetes de faire un bond en avant en termes d'astrophysique, de traitement des données, de techniques d'extraction (*retrieval*), de modélisation et ainsi préparer au mieux l'exploitation scientifique de la mission ARIEL qui sera lancée en 2029.

Compte tenu de la durée d'opération du JWST (5 ans minimum et probablement 10 ans), il est possible que les missions JWST et ARIEL soient en opération simultanément pendant plusieurs années. Ainsi certaines exoplanètes observées par ARIEL pourront faire l'objet d'observations complémentaires avec le JWST et notamment avec l'instrument MIRI qui permet des observations à des longueurs d'onde > 8 µm qui, comme on l'a vu précédemment, apportent un complément d'information unique.

3.4 Défis associés aux futures observations d'exoplanètes en transit

Les observations en spectroscopie de transit consistent à suivre l'évolution du spectre du système au cours du temps, pour mettre en évidence les signatures provenant de la planète. Ces observations durent plusieurs heures pour des observations de transit ou d'éclipse, et jusqu'à plusieurs dizaines d'heures en continu pour des courbes de phase complètes. Cela demande une grande stabilité dans le temps et une grande précision spectro-photométrique pour que les mesures soient exploitables. Cette stabilité est impactée par les systématiques instrumentales ou astrophysiques (l'activité stellaire, assombrissement centre-bords, etc.), la variation de la réponse intra-pixel en cas de *jitter* du télescope et la stabilité du fond de ciel (par exemple Beichman & Greene (2018)).

Le signal de la planète étant souvent noyé dans les bruits systématiques du télescope et de l'instrument, il est nécessaire de développer de nouvelles méthodes pour identifier et retirer les systématiques. C'est un des buts du projet ExoplANETS-A[7], un

7. Le projet *Exoplanet Athmosphere New Emission Transmission Spectra Analysis* est un projet soutenu par la Commission Européenne dans le cadre du programme Horizon 2020.

consortium européen coordonné par Pierre-Olivier Lagage, dans lequel s'inscrivent les travaux présentés dans cette thèse. Un autre objectif de ce projet est de développer les méthodes de *retrieval* qui permettront d'analyser les données en provenance du JWST puis d'ARIEL. Les méthodes utilisées jusqu'à présent avec les données HST ne pouvant pas s'appliquer telles quelles. En effet, compte tenu de la grande couverture en longueurs d'onde du JWST et d'ARIEL, certaines simplifications, comme considérer le profil pression-température (P-T) isotherme, ne sont plus possibles (Rocchetto et al., 2016).

Il devient également important d'avoir une bonne connaissance de l'étoile. En effet, pour les observations de spectroscopie de transit, l'étoile et la planète (ou les planètes) ne sont pas distinctes et contribuent ensemble au signal provenant d'une source ponctuelle, largement dominée par le flux de l'étoile. La décomposition des signaux demande donc une bonne connaissance des caractéristiques de l'étoile, en particulier son activité (tâches, faculae, cycles, etc. - Linsky (2019)) et son profil de luminosité (assombrissement centre-bord - Morello et al. (2017)). Ces perturbations peuvent, pour certaines, être modélisées et corrigées (Deming et al., 2011). Quand ce n'est pas le cas, elles peuvent éventuellement biaiser les conclusions (McCullough et al., 2014). Les indicateurs d'activité de l'étoile sont alors utiles pour identifier les mesures potentiellement affectées (Nikolov et al., 2013). A noter toutefois, que ces effets sont bien moins importants dans le domaine de longueurs d'onde de MIRI qu'à plus courtes longueurs d'onde.

Cette thèse se place dans la continuité de la préparation des observations JWST, et en particulier des traitements de données de spectroscopie d'exoplanètes en transit. Dans ce cadre, j'ai réalisé des simulations réalistes des données JWST afin de quantifier les performances des nouvelles méthodes de traitement de données développées en partie au sein du consortium ExoplANETS-A (voir Chapitre 5). Pour cela, j'ai développé l'outil `exonoodle`, qui génère des séries temporelles de spectres de systèmes exoplanétaires en transit (voir Chapitre 4). Grâce à `exonoodle`, j'ai également étudié le domaine de validation de l'hypoyhese *dark-planet* dans les mesures de rayon de la planète (voir Chapitre 6).

Chapitre 4

`ExoNoodle` : Générateur de séries temporelles de spectres d'exoplanètes en transit

FIGURE 4.1 – Logo d'ExoNoodle

ExoNoodle est un code informatique développé dans le cadre de cette thèse. Afin de pouvoir générer des images spectrales synthétiques d'un instrument, il faut un simulateur de l'instrument lui-même (voir chapitre 5) ; mais ce n'est pas suffisant, il faut également simuler la source lumineuse. C'est le rôle d'ExoNoodle, qui génère la série temporelle [1] du spectre d'un système étoile-planète, lorsque la planète orbite autour de l'étoile.

1. Une série temporelle est une série de valeurs, d'images ou de fichiers, qui contiennent l'évolution d'un phénomène physique au cours du temps.

4.1 Comparaison avec l'existant

Il existe dans la communauté des modèles de courbes de lumière, avec des précisions et des utilisations différentes. Il est difficile d'être exhaustif dans la description des différents modèles, puisqu'il en existe beaucoup, avec des popularités diverses. Ce domaine est en expansion, et outre la sélection par l'usage qui déterminera ceux qui sont les plus performants et adaptés à l'utilisation qu'en fait la communauté, les besoins variés demandent des approches différentes dans la construction de ces modèles. Je propose alors un tour d'horizon des modèles de transit, de courbes de lumière et de spectres, qui sont aujourd'hui les plus répandus.

4.1.1 Les modèles de transits

Les modèles de transits primaires modélisent la courbe de lumière du système étoile-planète quand la planète passe devant son étoile. Ils donnent la courbe de transit photométrique et peuvent prendre en compte différents effets. Les principaux sont :

`Mandel&Agol` Mandel & Agol (2002) : C'est le premier modèle de transit répandu dans la communauté. L'article de Mandel et Agol pose en particulier toutes les équations pour une description analytique de la géométrie du phénomène. Ce n'est pas un code disponible tel quel, mais il sert de base pour les calculs de la majorité des autres modèles.

`JKTEBOP` Southworth et al. (2004) : Le code `JKTEBOP` est un logiciel en FORTRAN 77, pour l'ajustement de données initialement développé dans le cadre de l'étude des binaires à éclipse. Dans ce cadre un modèle de transit a été intégré, qui a par la suite été utilisé dans pour les transits exoplanétaires.

`EXOFAST` Eastman et al. (2013) : La *Fast Exoplanetary Fitting Suite* est un logiciel en IDL d'ajustement de données, cette fois pouvant traiter les observations de transits et des vitesses radiales. Il utilise le modèle de Mandel & Agol (2002) et est inclut dans une interface graphique (`TAP`, *Transit Analysis Package* - Gazak et al. (2012))

`PYTRANSIT` Parviainen (2015) : Le but de `PYTRANSIT` est de permettre l'analyse des observations transits photométriques exoplanétaires. Les calculs analytiques du modèle de Mandel & Agol (2002) sont implémentés en FORTRAN, avec une interface en langage Python.

`BATMAN` Kreidberg (2015) : *BAsic Transit Model cAlculatioN* est le modèle de transit le plus utilisé actuellement pour la modélisation précise ($\sim$ 1ppm) de transit photométrique. Il est développé en langage Python, avec la partie centrale du calcul en C,

pour optimiser le temps de calcul. Cela lui donne l'avantage d'atteindre une grande précision dans la modélisation, en restant raisonnable en temps de calcul.

PYLIGHTCURVE Tsiaras et al. (2016) : PYLIGHTCURVE est un package python d'ajustement de données de transit en proposant le calcul rapide d'un modèle basé sur la formulation de Mandel & Agol (2002) avec une loi d'assombrissement centre-bords de Claret (2000).

ExoTETHyS.TRIP Morello et al. (2020b) : Le package Python ExoTETHyS, est une librairie d'outils utile pour l'étude des transits exoplanétaires et des binaires à éclipse. Dans cette série, ExoTETHyS.TRIP est un modèle de transit calculant la courbe affectée par l'assombrissement centre-bords, non pas à partir d'une expression paramétrique, mais en intégrant directement des profils radiaux de luminosité de l'étoile, ce qui rend le calcul beaucoup plus précis que tous les autres modèles existants.

LimbDark Agol et al. (2020) : LimbDark est une librairie de codes dans plusieurs langages (C++, IDL, Python et Julia), donnant l'implémentation de nouvelles lois polynomiales d'assombrissement centre-bords, accompagné d'un modèle de transit associé.

On remarque une évolution de l'utilisation de ces modèles dans le temps. Si le modèle de Mandel & Agol (2002) était très utilisé dans les années 2000, aujourd'hui, c'est principalement son implémentation dans BATMAN qui est utilisée. Une des grandes différences, au delà du langage de programmation et de l'efficacité de ces différentes implémentations de modèle de transit, est l'accès à des expressions différentes de l'assombrissement centre-bords. La plupart d'entre eux se basent sur une expression quadratique (Kopal, 1950) et seulement les plus récents (à partir de BATMAN) proposent des formes de fonctions plus précises. Cette demande en précision répond à une augmentation de la précision des observations, qui rend le choix de l'expression importante pour ajuster les modèles aux observations.

La rapidité d'exécution d'une grande partie de ces codes est cruciale car dans la plupart des cas, ils sont destinés à l'ajustement de données. Cela nécessite de tirer les paramètres du transit (par exemple sa profondeur, sa durée, le paramètre d'impact, etc.) à l'aide d'une Markov Chain Monte Carlo, puis de calculer la forme de transit associée à chacune des combinaisons de paramètres. Le nombre de calculs se porte donc à quelques centaines de millier, jusqu'à quelques millions. Même en cas d'accès à un cluster de calcul, le temps de calcul de la courbe de lumière doit rester court (de l'ordre de la seconde ou moins), afin d'obtenir les résultats de l'ajustement en un temps raisonnable. Il y a alors un compromis à faire entre la précision du modèle et

la rapidité du traitement des données, qui rend nécessaire la diversité des modèles disponibles.

L'intégralité des modèles présentés ci-dessus utilisent l'hypothèse de *dark-planet* (ou planète noire). C'est à dire que la planète n'a aucune émission propre ou réfléchie, cette hypothèse est décrite et discutée au Chapitre 6.

4.1.2 Les modèles de courbe de phase

Les modèles de courbe de phase ont pour objectif de décrire la courbe de lumière de la planète seule, qui, lorsqu'elle orbite autour de son étoile, présente des faces différentes à l'observateur. La principale différence est entre le côté « jour » et le côté « nuit » de la planète, comme observé sur la Lune. Le premier est chauffé par l'étoile, et inclut également une réflexion dû à l'albédo. Le second est chauffé plus ou moins efficacement par transport d'énergie thermique dans l'atmosphère.

`SPIDERMAN` Louden & Kreidberg (2018) : Le package Python `SPIDERMAN` est un compagnon de `BATMAN` présenté plus tôt. Il propose un modèle de courbe de phase à partir d'une carte en deux dimensions (2D) (radiale/longitude). Comme pour `BATMAN`, son coeur de calcul est en C, pour être optimisé en vitesse de calcul, et servir à l'ajustement de paramètres.

`BELL-EBM` Bell & Cowan (2018) : Le *Bell's Energy Balance Model* propose de calculer la distribution de température à la surface de la planète, et d'en déduire la forme de la courbe de phase correspondante. Il est également développé en Python, et inclue des éléments de physique atmosphérique. En particulier, il modélise les vents longitudinaux dus à la rotation de la planète.

Ces codes étant généralement destinés au calcul de courbes de lumières photométriques, les modèles incluent l'évènement d'éclipse, où le flux de la planète, occultée par l'étoile lorsqu'elle passe derrière, n'est plus visible. De sorte qu'il faut additionner un modèle de transit et un modèle de courbe de phase pour avoir une courbe de transit complète, dans les bandes de longueur d'onde où la contribution de la planète n'est pas négligeable.

4.1.3 Les modèles de spectres en transmission

Aucun des modèles présentés jusqu'ici ne présente de dimension spectrale. Si on souhaite obtenir un spectre avec ces outils, il est nécessaire de calculer toutes les longueurs d'onde séparément les unes des autres. Il existe cependant des outils dédiés à la spectroscopie de transit, qui modélisent le spectre en transmission de la planète, lorsque

celle-ci passe devant son étoile. Cependant, ces outils ne prennent pas en compte les variations temporelles du signal.

`PYSYNPHOT` Lim et al. (2015) : Est un outil du STScI initialement dédié à la simulation d'observations photométriques et spectrométriques avec le télescope HST. Puisqu'il permet d'utiliser des filtres instrumentaux personnalisés, il est possible de l'utiliser dans le cadre d'observations avec d'autres télescopes, comme le JWST. Il permet de compiler des sources spectrales différentes. Il est parfois utilisé pour générer un spectre de système étoile-planète en transit.

`PandExo` Batalha et al. (2017) : Le module `PandExo` est un outil permettant de calculer le signal et le bruit associés à une observation d'exoplanète en transit, pour aider la communauté dans la planification d'observations avec le JWST et HST.

Ces outils sont avant tout destinés à la préparation d'observations. Ils ont pour vocation de renseigner sur les performances des instruments modélisés pour choisir les sources et optimiser les séquences d'observations.

4.1.4 Les spécificités d'`ExoNoodle`

Le cas d'`ExoNoodle` dans ce paysage est un peu particulier, puisqu'il n'a pas été développé avec pour objectif de servir à des ajustements de données observationnelles, mais n'a pas non plus vocation à modéliser un instrument. Le but initial est de fournir une source spectrale à un instant t au simulateur de l'instrument MIRI du JWST, dans le cadre de la simulation des données du télescope. Dans ce cadre, l'objectif n'est pas de fournir une courbe de lumière, mais une série de spectre instantanés [2], décrivant l'évolution du spectre au cours du temps (série temporelle).

Afin de pouvoir être utilisé par la communauté des spectroscopistes de transit, il a été choisi de ne pas coupler plusieurs des outils présentés ci-dessus, dont aucun n'est optimisé en ce sens. J'ai donc entrepris de créer ce modèle auto-suffisant, le plus indépendant possible d'autres packages, pour ne pas dépendre des évolutions et éventuelles futures incompatibilités de ces modèles.

4.2 Les contributions

L'objectif principal d'ExoNoodle, est d'être capable de donner le spectre vu depuis la Terre d'un système exoplanétaire à une position donnée de la planète sur son orbite. Pour cela, il est nécessaire de connaître les propriétés intrinsèques (et invariantes dans le temps) de l'étoile et de la planète.

2. Comme les nouilles (en anglais *noodles*), instantanées. Ce qui est à l'origine du nom du modèle.

4.2.1 L'étoile

Pour l'étoile, outre la masse qui permet de simuler les interactions gravitationnelle entre l'étoile et la planète, il est nécessaire de connaître son spectre en émission. Il est possible de l'approximer par un corps noir[3], en donnant sa température et son rayon. Pour des spectres plus réalistes, le modèle de référence est le modèle *Phoenix* de Baraffe et al. (2015).

Il est crucial de connaître l'assombrissement centre-bords (ou *limb-darkening*) de l'étoile. En effet le disque apparent d'une étoile n'est pas homogène. On observe une diminution de l'intensité lumineuse en s'éloignant du centre de l'étoile. Dans le cas de l'étude des transits, la planète passe devant l'étoile et la masque partiellement. La proportion de lumière masquée dépend donc de la position apparente de la planète sur le disque de l'étoile, et des propriétés atmosphériques de cette dernière. De manière générale, les modèles atmosphériques des étoiles sont complexes, et demandent des temps de calculs conséquents. Il est donc d'usage de paramétriser l'évolution de l'intensité lumineuse de l'étoile en fonction de la distance au centre du disque apparent de l'étoile $I(\mu)$, avec $\mu = \cos\gamma$ où γ est l'angle entre la normale à la surface de l'étoile en ce point et la ligne de visée. Il existe différentes paramétrisations pour l'assombrissement centre-bord, parmi lesquelles la loi quadratique (equation 4.1), ou les lois dites « de Claret » (exemple equation 4.2) qui sont les plus couramment utilisées (Claret, 2000; Kopal, 1950). Toutes ces lois expriment $I(\mu)$ en utilisant deux ou plus coefficients (LDC) a_n, qui sont le plus souvent tabulés en fonction des différents types d'étoiles. On peut donner l'exemple de la loi quadratique, et de la loi de Claret à quatre coefficients :

$$\frac{I_\lambda(\mu)}{I_\lambda(1)} = 1 - a_1(1-\mu) - a_2(1-\mu)^2, \qquad \texttt{quadratique} \tag{4.1}$$

$$\frac{I_\lambda(\mu)}{I_\lambda(1)} = 1 - \sum_{n=1}^{4} a_n\left(1 - \mu^{\frac{n}{2}}\right). \qquad \texttt{claret4} \tag{4.2}$$

Ici, $I_\lambda(1)$ est l'intensité pour $\mu = 1$, c'est à dire au centre du disque. Ces lois décrivent plus ou moins précisément les assombrissement centre-bords observés lors de transits exoplanétaires ou lors de transits de planètes du système solaire devant le soleil. Les précisions de ces différentes expressions pour la description du profil radial d'intensité de l'étoile ont été étudiées par Morello et al. (2017), donnant la loi `claret4` comme étant la plus performante. Cependant, la loi quadratique ayant été massivement utilisée dans la communauté jusqu'à présent, elle reste la plus répandue.

3. La loi de rayonnement du corps noir (ou loi de Planck) est la forme du spectre de l'émission d'un corps noir, dû à son rayonnement thermique.

4.2.2 La planète

Les propriétés de la planète sont tout aussi cruciales. Il est d'abord nécessaire de connaître son rayon ainsi que sa masse, pour compléter les interactions gravitationnelles entre l'étoile et la planète. De plus, la planète a également une émission thermique propre. En effet, l'étoile chauffe la planète par rayonnement. On sépare alors les propriétés thermiques du côté jour, faisant face à l'étoile et chauffé directement, de celles du côté nuit de la planète opposé à l'étoile, qui est plus froide. La circulation de la chaleur entre la face jour et la face nuit de la planète se fait principalement par l'atmosphère. On peut donc lui affecter une efficacité de circulation ε, qui vaut 1 pour une atmosphère redistribuant l'énergie de façon homogène (pas de différence de température entre le jour et la nuit), et qui vaut 0 lorsqu'il n'y a aucune répartition de l'énergie entre les deux côtés de la planète (et donc la face nuit a une température de $T_{\text{nuit}} = 0\,\text{K}$). On peut calculer la température du côté jour T_{jour} et la température du côté nuit T_{nuit} de la planète à partir des Équations 2.3b et 2.3a, en faisant l'hypothèse que la planète est sur une orbite circulaire et verrouillée par les effets de marée [4].

Il est donc possible, avec ces températures, de définir les spectres de corps noirs correspondants. Cependant, des modèles d'émission atmosphériques plus sophistiqués existent. Ces modèles peuvent intégrer tout ou partie du transfert radiatif, de la physique des nuages et de la chimie atmosphérique (Kataria et al., 2013; Venot et al., 2020; Marley & McKay, 1999; Visscher et al., 2010; Parmentier et al., 2015; Tremblin et al., 2017; Mollière et al., 2019). Ils contiennent en particulier les pics d'émission de certaines molécules présentes dans l'atmosphère, ainsi que la profondeur optique des nuages. Ces modèles plus complets peuvent également donner le spectre en transmission [5] de la planète. Cette transmission se traduit par une variation du rayon de la planète en fonction de la longueur d'onde, et est exprimée en $\frac{R_{\text{planète}}(\lambda)}{R_\star}$.

L'albédo de la planète $A_{\text{B}}(\lambda)$ mentionné plus haut est également un paramètre important. En effet, il permet de connaître la portion de lumière de l'étoile qui est réfléchie par la planète, et donc vient s'ajouter à l'émission du côté jour de la planète. L'albédo dépend également de la longueur d'onde dans laquelle on observe la planète.

4.2.3 Les paramètres orbitaux

Il est nécessaire de connaître précisément les caractéristiques de l'orbite de la planète autour de l'étoile. Ces paramètres, et en particulier la période orbitale, sont liés aux

4. Le verrouillage par les effets de marées (ou *tidally-locking*) est le phénomène qui induit que les planètes qui orbitent proche de leur étoile ont tendance à lui présenter toujours la même face. De la même façon que la Lune présente toujours la même face à la Terre. C'est à dire que la planète fait un tour sur elle même en même temps qu'elle fait un tour d'orbite.

5. La transmission de la planète est la proportion de lumière de l'étoile qui parvient à traverser l'atmosphère de la planète.

rapport des masses entre l'étoile et la planète. L'inclinaison de l'orbite et le paramètre d'impact sont également nécessaires pour caractériser entièrement le système. Finalement, la distance entre l'observateur et l'étoile observée est cruciale pour connaître les facteurs de dilution [6].

4.3 Architecture

Les exigences principales sur cet outil sont la robustesse et la modularité. Robuste, pour permettre à l'utilisateur de renseigner divers types d'entrées pour les contributions au système. En effet, par exemple, il faut que le calcul fonctionne si l'utilisateur choisit un modèle de spectre de l'étoile en haute résolution, ou seulement sa température. De la même façon, autoriser plusieurs types de coefficients d'assombrissement centre-bords, dépendant ou non de la longueur d'onde. Toutes ces flexibilités visant à apporter à l'utilisateur une souplesse d'utilisation sans rendre les options illisibles demande une grande robustesse et de la rigueur dans la conception de l'architecture. La modularité du code aide à cette robustesse, mais permet surtout de l'atteindre en gardant la possibilité de faire évoluer l'outil.

Les objets Afin de permettre une exportation facile, et une utilisation sur un grand nombre de plateformes, j'ai choisi l'utilisation du langage Python. `ExoNoodle` se présente donc sous la forme d'un package Python. Nous utiliserons la programmation orienté objet de python comme outil intuitif de représentation physique. Nous avons donc un objet informatique par objet physique dans le système, qui a comme attribut, chacune des propriétés de cet objet physique. Une étoile par exemple, est un objet, qui a pour attribut une température, une masse, un rayon, un spectre en émission, des coefficients d'assombrissement centre-bords, etc. De même une exoplanète est un objet qui a pour attribut une température côté jour, une autre côté nuit, ou directement le spectre d'émission. Elle est aussi caractérisée par son rayon qui peut dépendre de la longueur d'onde (spectre en transmission) et par ses propriétés d'albédo. Le système exoplanétaire, est un objet également, qui possède un objet étoile, et un objet planète, et qui a pour attribut les paramètres orbitaux du système. Le calcul du spectre total est donc une fonction du système planétaire. Les propriétés de ces objets sont considérées comme intrinsèques et invariantes dans le temps.

L'interpolation Un autre choix d'architecture est l'interpolation systématique de toutes les variables qui dépendent de la longueur d'onde au moment de la lecture des fichiers d'entrée. Toutes ces variables sont d'une même famille [7], et ne sont présentes dans le

6. Le facteur de dilution traduit le fait que plus la source lumineuse est loin, et moins important est la portion du flux émis par cette source qui nous parvient, donc moins brillante elle est. Le facteur de dilution géométrique est exprimé au paragraphe 4.4.1

7. l'objet `WavelengthDependantVariable` est dédié à la gestion de toutes les variables qui peuvent dépendre de la longueur d'onde

calcul qu'interpolés sur l'échantillonnage en longueur d'onde choisi. Cela permet par la suite que tous les calculs soient vectoriels. En plus de la robustesse, cela permet une meilleure lisibilité du code, et une meilleure efficacité de calcul, puisque nous évitons toutes les boucles de parcours des vecteurs lorsque c'est possible [8].

Le temps Un calcul unitaire d'`ExoNoodle` produit un spectre instantané, à un temps t. Le calcul d'une courbe de lumière est une fonction définie par morceaux ; en effet, la combinaison des contributions spectrales visibles change au cours du temps : la façon de calculer le spectre également. Il faut alors trouver à quelle étape de la courbe correspond le temps t, sur l'orbite. Afin de faciliter le calcul, t est donc exprimé en phase orbitale (φ), pour correspondre à la position de la planète sur son orbite. On accordera, en fonction de la position de la planète sur l'orbite, un coefficient de visibilité à l'étoile et à la planète. Ce sont les seules variables qui varient avec le temps ici (détails Section 4.4). On note que, par convention, l'origine du temps (et donc de la phase orbitale $\varphi = 0$) est fixée à mi-transit.

Les unités Afin de faciliter la gestion des unités et les conversions, nous utiliserons le package `astropy.units` [9], qui affilie une unité avec une dimension à toutes les variables numériques. Quelle que soit cette unité par la suite, l'extension vérifie que les calculs sont bien compatibles aux dimensions, et se charge des conversions si nécessaire. Cela permet encore une fois plus de lisibilité dans les calculs, puisqu'il n'y a pas besoin d'effectuer manuellement les conversions. Cela permet également d'être plus flexibles sur les unités vis à vis de l'utilisateur, qui a à sa disposition l'ensemble des unités gérées par `astropy.units`, adaptées à l'astronomie. Si les unités renseignées en entrée suivent la bonne nomenclature, et ont évidement des dimensions cohérentes (pas de temps en mètre, ou de longueur en Jansky), il n'y a pas de restrictions, et la gestion est transparente pour nous et pour l'utilisateur. Cela oblige une rigueur dans l'implémentation des calculs, qui renforce également la robustesse du développement.

La Figure 4.2 représente l'architecture fonctionnelle d'`exonoodle`, pour un calcul instantané. L'utilisateur accède aux éléments en gris. Il remplit le fichier de configuration avec les renseignement nécessaires au calcul, y compris le nom des fichiers sources où sont stockés les spectres des différents objets s'il y en a. `ExoNoodle` créera un dossier comprenant un fichier par spectre. Les éléments en bleus font partie de la structure interne au code. On commence par lire le fichier de configuration et créer un dictionnaire [10] avec tous les éléments qu'il contient. On crée également le vecteur de longueurs d'ondes sur lequel tous les éléments qui dépendent de la longueur d'onde

8. C'est à dire partout sauf dans le calcul de l'assombrissement centre-bords, détaillé en Section 4.4
9. la documentation de `astropy.units` est disponible sur docs.astropy.org
10. Un dictionnaire en Python est un type de variable, qui peut contenir une structure (liste organisée) de paramètres accessibles avec des mots clefs.

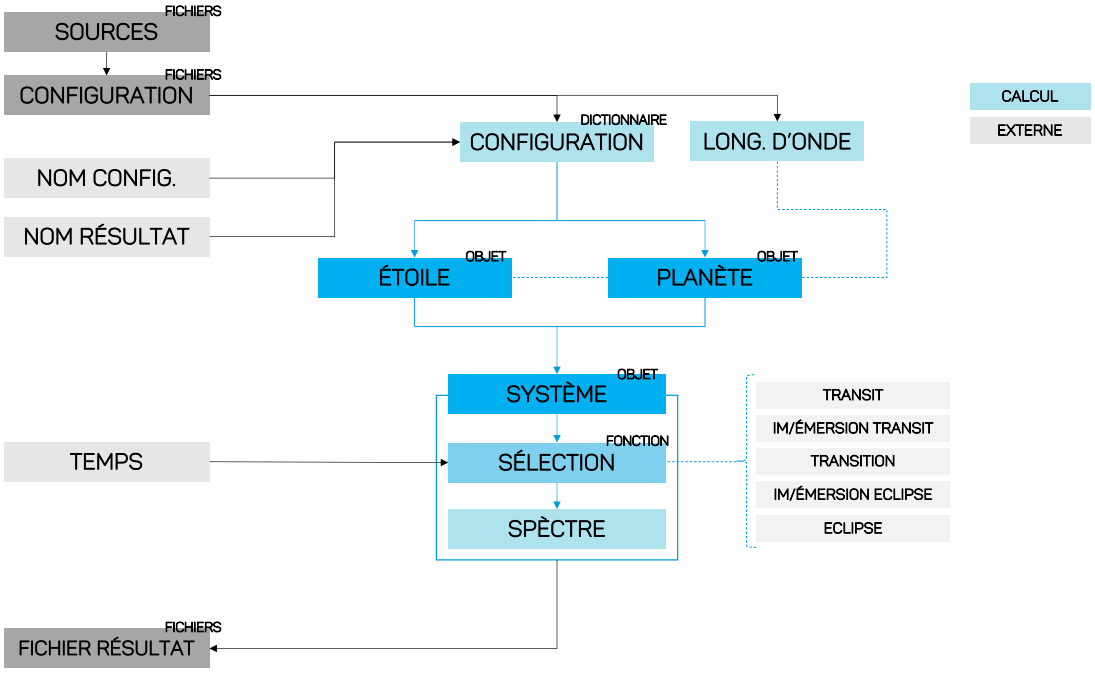


FIGURE 4.2 – Schéma de l'architecture d'`exonoodle`. En bleu sont représentés les éléments faisant partie du calcul, et en gris, ceux qui sont lus ou écrits par le code.

seront interpolés. Ce sera la résolution du spectre en sortie du calcul. On peut alors créer l'objet étoile et l'objet planète avec les informations du dictionnaire, et en lisant les éventuels fichiers additionnels contenant les spectres. Les interpolations et attributions d'unités sont faites à ce moment là. On peut ensuite créer l'objet système planétaire, qui contient les deux précédents et les paramètres orbitaux. A partir de là, le système est construit. On peut alors boucler sur le temps, pour calculer les spectres à tous les instants demandés par l'utilisateur, et les écrire dans des fichiers indépendants.

Utilisation Il existe trois façons de lancer un calcul avec `exonoodle`. La première est de lui donner un temps φ, qui lancera un unique calcul, et renverra un seul spectre correspondant à la configuration du système à cet instant. On peut également lui donner des bornes temporelles (φ_{min} et φ_{max}) et un pas de temps ($\Delta\varphi$), qui aura pour effet de créer la série temporelle spectrale correspondante en lançant les calculs les uns après les autres sur un seul processeur (CPU). Enfin, il est possible, en plus des bornes et du pas de temps, de renseigner un nombre de CPU, qui déclenchera le calcul en parallèle sur plusieurs processeurs. A noter que le package `ExoNoodle` est développé en Python 3, mais que ces options sont accessibles en rétro-compatibilité avec Python 2.7, à l'exception de l'option de parallélisation du calcul, qui nécessite un environnement en Python 3. Un exemple de fichier de configuration est disponible en annexe B.1

4.4 Détails de calcul

On présente ici les expressions usuelles et les principaux détails de calcul utilisés pour la compilation des différentes contributions au spectre du système. Les schémas utiles sont rassemblés en Figure 4.3.

4.4.1 Spectre compilé

Dans `ExoNoodle`, tout le calcul est effectué en unités absolues, c'est à dire que les flux ne sont pas normalisés au flux de l'étoile. Le produit final du calcul est le spectre du système $F_{\text{système}}$ a un instant donné. Ce spectre est la somme de trois termes tels que :

$$F_{\text{système}} = \alpha.F_{\star} + \beta.F_{\text{jour}} + \gamma.F_{\text{nuit}}, \tag{4.3}$$

où $F_{\star}$, F_{jour} et F_{nuit} sont les spectres simulés de l'étoile, du côté jour et du côté nuit de la planète respectivement. Les coefficients α, β et γ représentent les portions de flux qui sont visibles par l'observateur, qu'on appellera par la suite coefficients de visibilité. Ils s'expriment comme suit :

$$\alpha = (1 - \Lambda_{\star}), \tag{4.4a}$$

$$\beta = \big(1 - \Lambda_{\text{planète}}\big)\chi, \tag{4.4b}$$

$$\gamma = \big(1 - \Lambda_{\text{planète}}\big)(1 - \chi). \tag{4.4c}$$

Ici, $\Lambda_{\star}$ représente la portion du flux de l'étoile qui est occultée par la planète (donc non visible), qui dépend des paramètres du système, de la phase orbitale et des propriétés d'assombrissement centre-bords de l'étoile (voir les détails du calcul en 4.4.5). De façon analogue, Λ_{jour} et Λ_{nuit} représentent la proportion du côté jour ou nuit de la planète (respectivement) cachée par l'étoile. En première approximation ici, on considère $\Lambda_{\text{jour}} = \Lambda_{\text{nuit}} = \Lambda_{\text{planète}}$. Enfin, χ est la proportion de la surface du disque projeté de la planète montrant le côté jour, et $1-\chi$ est la fraction complémentaire de ce disque qui présente le côté nuit de la planète.

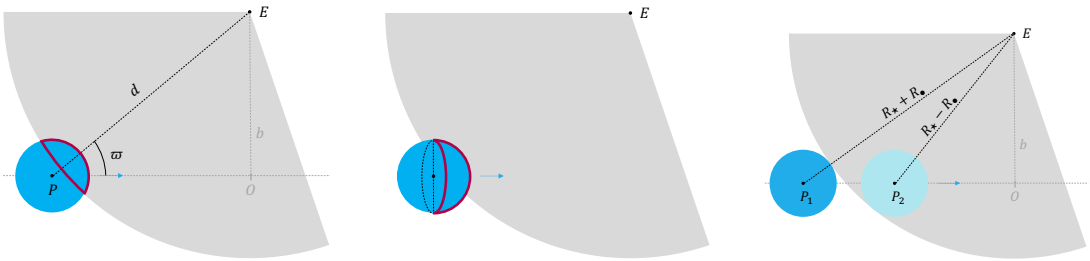
Les flux du côté jour et du côté nuit de la planète peuvent alors être décomposée en :

$$F_{\text{jour}} = F_{\text{jour}}^{\text{émission}}\big(T_{\text{jour}}\big) + F_{\text{jour}}^{\text{réflection}}, \tag{4.5a}$$

$$F_{\text{nuit}} = F_{\text{nuit}}^{\text{émission}}(T_{\text{nuit}}), \tag{4.5b}$$

où l'exposant « émission » se rapporte au flux émis par cette face de la planète ; et l'exposant « réflection » à la portion du flux de l'étoile qui est réfléchie sur le côté jour de la planète. La composante réfléchie donne alors :

$$F_{\text{jour}}^{\text{réflection}} = A \times \left(\frac{R_{\text{planète}}}{2a}\right)^2 \times F_{\star}, \tag{4.6}$$



(a) L'aire d'une lunule (b) Phases de la planète (c) Limites du transit

FIGURE 4.3 – Représentation schématique de plusieurs configurations utilisées dans le calcul. L'étoile est partiellement représentée en gris, et la planète en bleu. Le sens de déplacement de la planète est représenté par une flèche bleue. *À gauche :* la représentation d'une lunule. *Au milieu :*, la représentation des phases de la planète ; ici le côté jour encadré en rouge. *À droite :* la représentation des limites affleurantes de l'immersion en transit.

Ici, $F_\star$ est le flux de l'étoile, $\left(\frac{R_{\text{planète}}}{2a}\right)^2$ est le facteur de dilution géométrique du flux stellaire, qui représente la proportion de flux émis par l'étoile $F_\star$ qui atteint la surface de la planète. Enfin, A est l'albédo [11] de la planète. Il est utile de noter que $R_{\text{planète}}$ et A peuvent dépendre de la longueur d'onde, découlant de propriétés atmosphériques de la planète (Brown, 2001).

4.4.2 Expressions usuelles

Aires de lunules La proportion de l'aire de l'étoile occultée de l'observateur lors de l'entrée ou de la sortie du transit peut s'exprimer par une aire de lunule. On peut alors exprimer le coefficient de visibilité de l'étoile (voir équation 4.3) $\alpha = (1 - \lambda^e(p, z))$. Ici, $\lambda^e(p, z)$ est la portion de disque stellaire, considéré uniforme, occultée exprimée par l'equation 4.7 par Mandel & Agol (2002), représentée en rouge sur la Figure 4.3a :

$$\lambda^e(p, z) = \frac{1}{\pi}\left[p^2\kappa_0 + \kappa_1 - \sqrt{\frac{4z^2 - (1 + z^2 - p^2)^2}{4}}\right], \tag{4.7}$$

avec :

$$\kappa_1 = \cos^{-1}\left[\frac{1 - p^2 + z^2}{2z}\right], \tag{4.8a}$$

$$\kappa_0 = \cos^{-1}\left[\frac{p^2 + z^2 - 1}{2pz}\right]. \tag{4.8b}$$

11. L'albédo de la planète est la proportion de flux incident qui est réfléchi. C'est une propriété optique d'une surface ou d'un corps, dont la valeur est comprise entre 0 et 1.

Dans cette expression, $p = \frac{R_{\text{planète}}}{R_\star}$ est le ratio de taille entre l'étoile et la planète, et $z = \frac{d}{R_\star}$ la distance entre le centre de la planète (P) et le centre de l'étoile (E), exprimé en fraction rayon stellaire (voir Figure 4.3a).

Ce calcul, qui retourne directement α (voir Équation 4.4a), est également utilisé pour les phases d'immersion et d'émersion [12] du transit et d'éclipse de la planète. Le résultat de ce calcul n'est pas applicable directement à l'éclipse, puisque dans ce cas, la partie visible est le complémentaire de celle encadrée dans la Figure 4.3a, et doit être renormalisé sur la surface de la planète. En reprenant les notations des équations 4.3 et 4.4, on peut exprimer la surface partielle $\Lambda_{\text{planète}}$, la partie de la surface de la planète qui chevauche le disque stellaire, en fonction de α. On peut aussi poser les valeurs limites. La planète dans la phase d'éclipse est totalement occultée par l'étoile, où $\Lambda_{\text{planète}}^{\text{éclipse}} = 1$. La planète en phase de transition, lorsque les deux disques ne se chevauchent pas, est totalement visible, $\Lambda_{\text{planète}}^{\text{transition}} = 0$. On exprime alors la proportion de flux de la planète occultée par l'étoile comme :

$$\Lambda_{\text{planète}} = \frac{S_{\text{planète}}^{\text{occultée}}}{S_{\text{planète}}}. \tag{4.9}$$

Avec ici S_{p} la surface de la planète (en m²), et $S_{\text{planète}}^{\text{occultée}}$ la surface de la planète occultée par l'étoile (en m²). De manière analogue à l'équation 4.4c, on peut écrire :

$$\alpha = 1 - \frac{S_{\text{planète}}^{\text{occultée}}}{S_\star} \quad \Rightarrow \quad S_{\text{planète}}^{\text{occultée}} = S_\star(1-\alpha). \tag{4.10}$$

On peut donc écrire finalement :

$$\Lambda_{\text{planète}} = \frac{S_\star}{S_{\text{planète}}}(1-\alpha). \tag{4.11}$$

Phase de la planète χ (introduite Équations 4.4b et 4.4c), de façon analogue à la phase de la lune, représente la proportion de la face visible de la planète qui est éclairée par l'étoile (le côté jour). Elle est nulle à mi-transit où le côté nuit fait face complètement à l'observateur, $\chi(\varphi_0) = 0$ avec $\varphi_0 = 0$ par convention. Elle est maximale à mi-éclipse $\chi(\varphi_0 + \pi) = 1$. La Figure 4.3b représente les contours de la zone éclairée de la planète, délimitée par le terminateur [13] d'un côté et le bord de la planète de l'autre. L'aire correspondante S_{phase} peut donc être calculée comme la somme (ou la soustraction dans le cas de la Figure 4.3b) des surfaces d'une demi-ellipse et d'un demi-cercle. On note $R_{\text{planète}}$ le rayon de la planète (et demi grand-axe de l'ellipse). Le demi petit-axe de l'ellipse étant $R_{\text{planète}}.\cos(\varphi)$ où φ est l'angle de phase orbitale

12. Immersion et émersion (*ingress* et *egress* en anglais) sont les termes qui désignent l'entrée et la sortie du transit ou de l'éclipse respectivement.
13. Le terminateur est la ligne géométrique séparant le côté jour du côté nuit d'une planète.

entre la ligne de visée et la position de la planète sur son orbite (la phase orbitale). On peut exprimer :

$$S_{\text{phase}} = \frac{\pi}{2} R^2_{\text{planète}} (1 \pm \cos(\varphi)),$$

On soustrait l'aire de la demi-ellipse autour du transit où le côté nuit fait face à l'observateur ; *a contrario*, on l'ajoute autour de l'éclipse. Le changement de signe a lieu à $\varphi = \pi/2$ et $-\pi/2$. Comme phase de la planète est $\chi = \frac{S_{\text{phase}}}{S_p}$, où $S_p = \pi R^2_{\text{planète}}$ est la surface totale de la planète, on peut alors écrire l'expression utilisée ici (4.12) :

$$\chi = \frac{1 - \cos(\varphi \pm \varphi_{\text{shift}})}{2}. \tag{4.12}$$

On introduit ici φ_{shift}, qui reproduit un éventuel déplacement du point chaud à la surface de la planète ; ce qui est un effet possible d'une circulation atmosphérique forte à l'équateur (Burrows et al., 2010).

Transmission de la planète La transmission de la planète est la modification du spectre de l'étoile du fait de son absorption partielle par l'atmosphère de la planète. Elle dépend de la longueur d'onde (voir Section 2.1.1).

4.4.3 Calcul des échelles du système

On propose ici de décrire et exprimer les échelles de distance et de temps du système.

Les temps caractéristiques On calcule ici les différents temps caractéristiques d'une courbe de transit pour pouvoir choisir entre les différentes étapes de la courbe. Les phases en elles-mêmes sont décrites plus tard (4.4.4).

Les expressions des temps caractéristiques du transit, correspondant à ceux indiqués sur la figure 4.4 sont les suivantes :

$$\varphi_{0T} = 0 \qquad \text{MI-TRANSIT} \tag{4.13a}$$

$$\varphi_{FT} = \varphi_{0T} + \frac{\Delta\varphi}{2} \qquad \text{FIN DU TRANSIT} \tag{4.13b}$$

$$\varphi_{0E} = \pi \qquad \text{MI-ÉCLIPSE} \tag{4.13c}$$

$$\varphi_{DE} = \varphi_{0E} - \frac{\Delta\varphi}{2} \qquad \text{DÉBUT DE L'ÉCLIPSE} \tag{4.13d}$$

$$\varphi_{FE} = \varphi_{0E} + \frac{\Delta\varphi}{2} \qquad \text{FIN DE L'ÉCLIPSE} \tag{4.13e}$$

$$\varphi_{DT} = \varphi_{0T} + 2.\pi - \frac{\Delta\varphi}{2} \qquad \text{DÉBUT DU TRANSIT} \tag{4.13f}$$

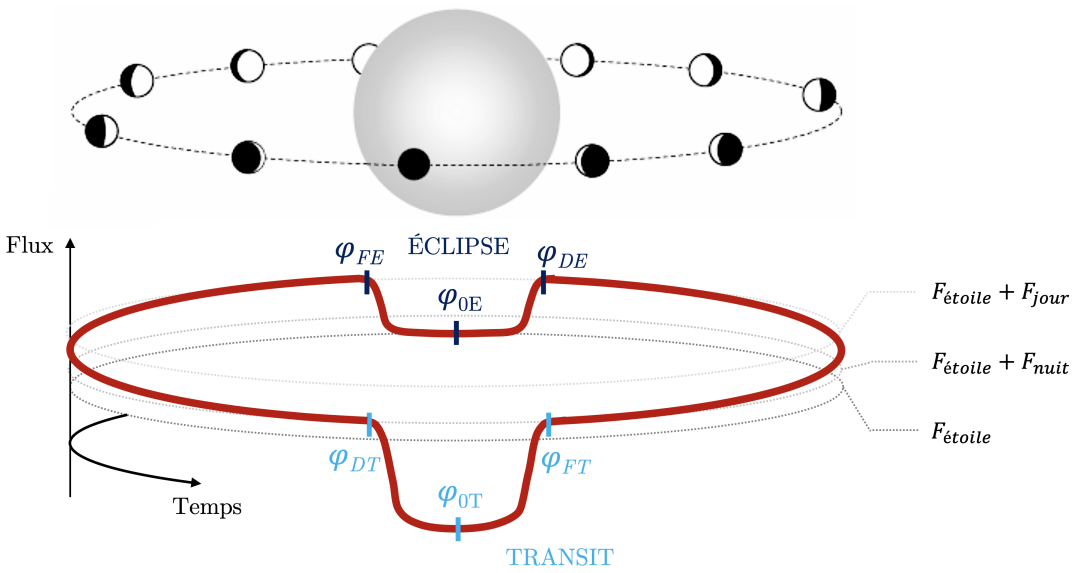


FIGURE 4.4 – Représentation d'une courbe de transit (en rouge) complète indiquant les différents temps caractéristiques et contributions du transit. En bleu clair, les temps caractéristiques du transit, en bleu foncé ceux de l'éclipse. En haut, une repésentation du système avec des différentes phases de la planète.

A noter que les temps ici sont des angles de phase dont l'origine est fixée par convention au centre du transit φ_{0T}. Ici, $\Delta\varphi$ est la durée (en phase orbitale, en radians) du transit, calculée dans la suite. Les Expressions 4.13 sont valables dans le cas d'une orbite circulaire.

De plus, ces expressions sont ensuite corrigées du temps de déplacement de la lumière, qu'on peut considérer comme une distorsion de la phase de la planète par rapport à une position de référence. Par exemple, quand la planète passe derrière l'étoile, on perçoit ce phénomène avec un décalage correspondant au temps de voyage de la lumière. On considère ce délai nul à φ_{0T}, point de référence arbitraire de la position de la planète. Le délai maximum est donc de $\delta\varphi(\varphi_{0E}) = \frac{2\pi}{P} \times \frac{2a}{c}$ à mi-éclipse, où la lumière parcourt deux fois la distance orbitale a à la vitesse de la lumière c. On peut alors exprimer cet effet par :

$$\delta\varphi(\varphi) = \frac{2\pi}{P} \times \frac{a}{c}(\cos\varphi - 1). \tag{4.14}$$

Durée du Transit On peut exprimer les coordonnées du point $P = [x, y]$, centre du disque planétaire dans un repère centré en E (le centre de l'étoile), en fonction du demi-grand axe de l'orbite a par (voir figure 4.3c) :

$$[x, y] = [a.\sin\varphi, a.\cos\varphi\cos i], \tag{4.15}$$

$$\|EP\| = R_\star + R_{\text{planète}}. \tag{4.16}$$

On peut aussi écrire $\|EP\|^2 = x^2 + y^2$ (*Pythagore*), ce qui nous donne :

$$(a.\sin\varphi)^2 + (a.\cos\varphi.\cos i)^2 = \left(R_\star + R_{\text{planète}}\right)^2 \tag{4.17}$$

$$(a.\sin\varphi)^2 + (a.\cos i)^2\left(1 - \sin^2\varphi\right) = \left(R_\star + R_{\text{planète}}\right)^2$$

$$(a.\sin\varphi)^2 + (a.\cos i)^2 - (a.\cos i\sin\varphi)^2 = \left(R_\star + R_{\text{planète}}\right)^2$$

$$(a.\sin\varphi)^2\left(1 - \cos^2 i\right) + (a.\cos i)^2 = \left(R_\star + R_{\text{planète}}\right)^2$$

$$(a.\sin\varphi\sin i)^2 + (a.\cos i)^2 = \left(R_\star + R_{\text{planète}}\right)^2$$

$$(a.\sin\varphi\sin i)^2 = \left(R_\star + R_{\text{planète}}\right)^2 - (a.\cos i)^2$$

$$(\sin\varphi)^2 = \frac{\left(R_\star + R_{\text{planète}}\right)^2 - (a.\cos i)^2}{(a.\sin i)^2}$$

$$\varphi = \arcsin\left[\sqrt{\frac{\left(R_\star + R_{\text{planète}}\right)^2 - (a.\cos i)^2}{(a.\sin i)^2}}\right].$$

Ici, φ représente le temps écoulé entre le centre du transit et l'affleurement des deux disques, soit un demi-transit. La durée totale $\Delta\varphi_{out}$ du transit est donc :

$$\Delta\varphi_{out} = 2.\arcsin\left[\sqrt{\frac{\left(R_\star + R_{\text{planète}}\right)^2 - (a.\cos i)^2}{(a.\sin i)^2}}\right]. \tag{4.18}$$

De manière analogue, on peut définir la durée $\Delta\varphi_{in}$ entre deux affleurement interne, durant lequel le disque de la planète est totalement contenu dans le disque de l'étoile :

$$\Delta\varphi_{in} = 2.\arcsin\left[\sqrt{\frac{\left(R_\star - R_{\text{planète}}\right)^2 - (a.\cos i)^2}{(a.\sin i)^2}}\right]. \tag{4.19}$$

Calcul de la distance entre les deux centres La distance entre les centres de l'étoile et de la planète définit l'état du système, comme représenté dans la figure 4.3c. Il est nécessaire de pouvoir calculer à tout moment quelle est cette distance $\|EP\|$. Cet angle est maximal lorsque $\|EP\|$ correspond au demi-grand axe a de l'orbite. On pose donc $\theta = \varphi + \frac{\pi}{2}$. On écrit donc :

$$\|EP\| = \sqrt{(a.\cos\theta)^2 + (b.\sin\theta)^2}. \tag{4.20}$$

Ici, a est le demi-grand axe de l'orbite, et b la distance minimale entre le centre de la planète et celui de l'étoile, $b = \beta \times R_\star$ représenté figure 4.3c avec β le paramètre l'impact.

4.4.4 Fonctions des phases du système

La compilation du spectre du système dépend donc de la configuration géométrique apparente à une certaine phase orbitale φ. Les fonctions dans `ExoNoodle` qui correspondant à ces étapes sont chargées d'affecter une valeur aux coefficients de visibilité de l'étoile $\alpha = (1 - \Lambda_\star)$ (équation 4.4a), et celui de la planète que l'on pose comme $\nu = (1 - \Lambda_p)$ (voir équations 4.4b et 4.4c).

Le transit Le transit se produit quand la planète occulte une partie de l'étoile. Le transit commence et termine par contact externe entre les deux disques (option bleu fonçé sur la figure 4.3c) (Seager & Mallén-Ornelas, 2003; Kipping, 2008). Dans cette configuration, la planète est totalement visible et $\nu = 1$. La profondeur du transit théorique, c'est à dire la proportion de la lumière de l'étoile qui ne parvient pas à l'observateur, est $\left(\frac{R_{\text{planète}}(\lambda)}{R_\star}\right)^2$. Cette proportion dépend de la longueur d'onde λ et correspond au spectre d'absorption de l'atmosphère de la planète. Dans ce cas, la portion visible de l'étoile est $\alpha = 1 - \left(\frac{R_{\text{planète}}(\lambda)}{R_\star}\right)^2$. Ce calcul est valide si on néglige les effets de l'assombrissement centre-bords. Le détail du calcul dans le cas de la prise en compte de cet effet est reporté au paragraphe 4.4.5.

La transition Si le système se trouve en phase de transition, cela veut dire qu'il n'est ni en transit, ni en éclipse. Dans ce cas, il n'y a pas de chevauchement entre les deux disques, qui sont visibles en entier, et on a $\alpha = \nu = 1$.

L'éclipse L'éclipse se produit lorsque la planète passe derrière l'étoile. De la même façon que le transit, elle commence et termine par contact externe entre les deux disques. Lorsque l'éclipse est complète, c'est à dire entre deux contacts internes (configuration bleu clair sur la figure 4.3c), l'étoile est visible en entier ($\alpha = 1$), et la planète est totalement masquée ($\nu = 0$). Entre le premier contact et l'éclipse complète, on est en phase d'immersion ou émersion (entrée ou sortie du disque). Alors la portion de planète cachée est calculée avec la formulation des lunules détaillée au paragraphe 4.4.2.

Ambiguïtés Dans les phases d'immersion/émersion, il est nécessaire de vérifier à chaque longueur d'onde dans quelle configuration on se trouve. En effet, les instants d'affleurements φ_{in} et φ_{out} (équations 4.19 et 4.18) dépendent du rayon de la planète, lui-même dépendant de la longueur d'onde. Il y a donc certaines longueurs d'onde où

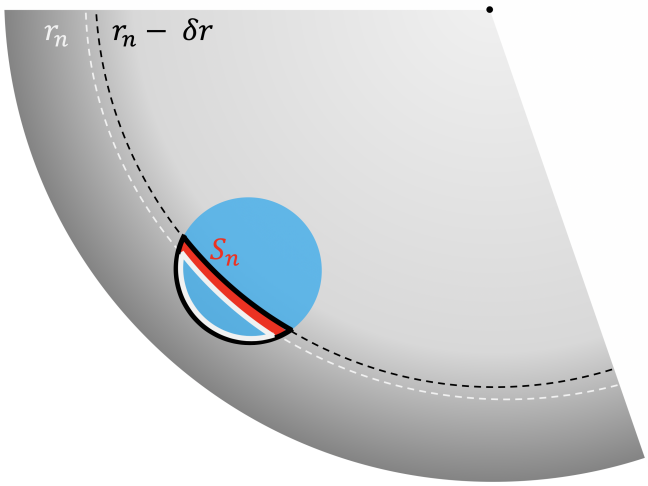


FIGURE 4.5 – Schéma représentant l'étoile (en gris), partiellement occultée par la planète (en bleu), et d'une maille élémentaire (en rouge) représentée comme la soustraction de deux lunules (en noir et blanc) définies par leur rayon par rapport au centre de l'étoile.

l'affleurement est passé, et d'autres où il ne s'est pas encore produit. Il est donc nécessaire, à chaque instant où il y a ambiguïté, d'effectuer les discriminations suivantes :

$$\|EP\| < \left(R_\star - R_{\text{planète}}\right) \rightarrow \texttt{dedans} \tag{4.21a}$$

$$\left(R_\star - R_{\text{planète}}\right) < \|EP\| < \left(R_\star + R_{\text{planète}}\right) \rightarrow \texttt{chevauchement} \tag{4.21b}$$

$$\left(R_\star + R_{\text{planète}}\right) < \|EP\| \rightarrow \texttt{dehors} \tag{4.21c}$$

4.4.5 L'assombrissement Centre-Bord

L'assombrissement centre-bord (*limb-darkening*, décrit en 4.2.1), est une des perturbations majeures de la courbe de transit. La luminosité locale sur le disque de l'étoile décroît quand on s'écarte de son centre. En première approximation, l'étoile peut être considérée comme axisymétrique sur la ligne de visée. Le profil d'intensité de l'étoile est souvent parametrisé par des fonctions analytiques $I_\lambda(\mu)$, la loi d'assombrissement centre-bord. Ici, $\mu = \cos\gamma$ où γ est l'angle entre la ligne de visée et la normale à la surface de l'étoile (Claret, 2000; Espinoza & Jordán, 2016; Morello et al., 2017).

$$r = \sin\gamma \tag{4.22}$$

Méthode de calcul `ExoNoodle` prend un ensemble de LDCs dépendant de la longueur d'onde, ou un ensemble simple. Pendant l'évènement de transit, le flux de l'étoile occulté par la planète est calculé par intégration numérique, utilisant un maillage radial

de l'étoile (voir figure 4.5). Tout d'abord, l'algorithme calcule la distance apparente entre les centres de l'étoile et de la planète, et calcule l'aire de superposition des disques (équations 4.20 et 4.21). On prend alors l'aire de superposition délimitée par $d_{\star-p} - R_{\text{planète}} \leqslant r \leqslant \min\left(d_{\star-p} + R_{\text{planète}}, R_\star\right)$, qui est découpée en 3000 mailles. Ici, r est la coordonnée radiale par rapport au centre de l'étoile, $r = R_\star\sqrt{1-\mu^2}$. Le nombre de mailles est fixé afin de garantir une précision de 1 ppm dans le calcul du flux. C'est à dire que si la planète est partiellement en dehors du disque de l'étoile, seulement la partie qui chevauche le disque sera maillée, avec le même nombre de maille. La densité du maillage varie donc avec l'avancée du chevauchement, ce qui permet d'avoir un maillage plus fin lors de l'immersion et de l'émersion. L'aire de chaque maille (S_n) est obtenue analytiquement avec la soustraction entre les deux aires de lunules (la noire et la blanche sur la figure 4.5, voir équation 4.7). Finalement, le flux total occulté par la planète est donc la somme des flux correspondant à chacune des mailles :

$$F_{\text{occulté}}(\lambda) = \frac{F_\star}{S_\star}\sum_{n=0}^{3000}\left(\frac{I_{r_n}(\lambda)}{I_{\text{norm}}} \times S_n\right). \tag{4.23}$$

On introduit ici I_{norm}, qui est un facteur permettant de s'assurer que le flux est bien normalisé au flux total de l'étoile, correspondant à :

$$I_{\text{norm}} = \int_0^1 I(\mu)\mathrm{d}\mu, \tag{4.24}$$

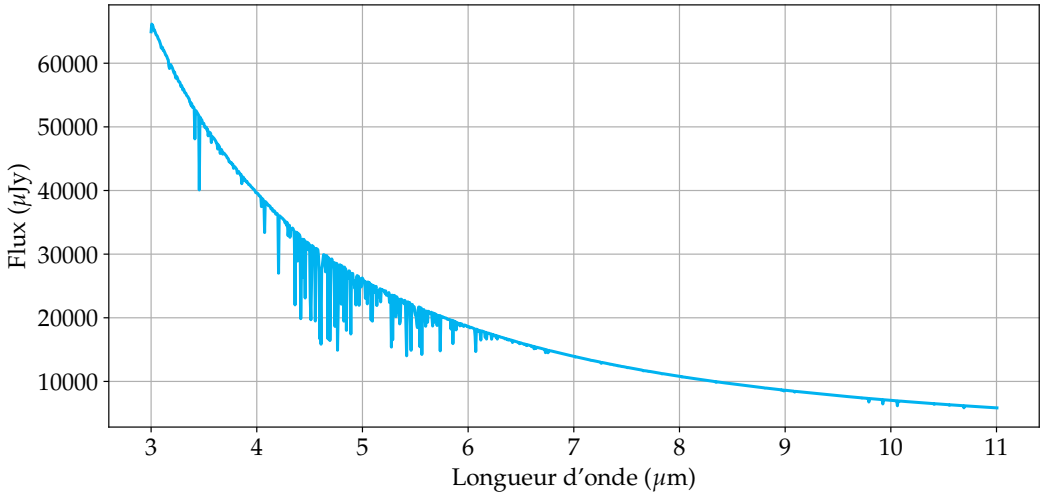
Son expression est propre à chacune des loi d'assombrissement centre-bords (voir Section 4.2.1).

4.5 Exemples d'utilisation

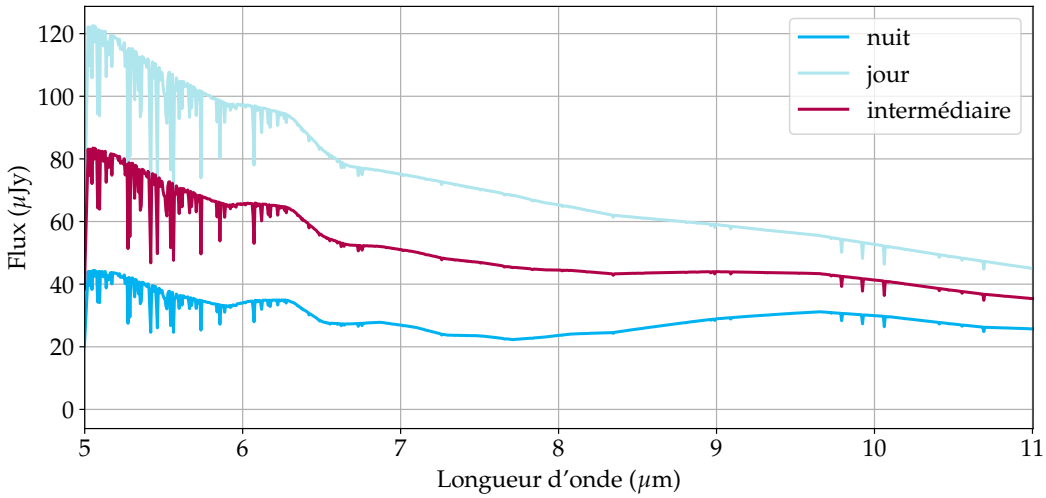
Le lancement d'`exonoodle` génère une série de spectres, chacun correspondant à un instant sur la courbe de lumière. On propose ici de détailler un exemple de calcul de la variation du spectre du système de WASP43-b sur une orbite complète de la planète. Les spectres sont calculés entre 3 µm et 11 µm, avec une résolution spectrale deux fois supérieure à celle de MIRI-LRS. L'échantillonnage de la courbe de lumière a été déterminé par la limite de saturation du détecteur et recommandée par les outils du STScI. Pour WASP43-b, on effectue une observation de 65 trames, une trame durant 0,19 s ; ce qui donne une image toutes les 12,35 s.

4.5.1 Les spectres

Le système Le spectre représenté en Figure 4.6a est le spectre du système de WASP43-b lorsque la planète est au centre du transit. Il contient donc le spectre de l'étoile, l'émission de la face nuit de la planète, ainsi que les signatures en transmission de la planète. On remarque cependant que ce spectre est largement dominé par l'émission



(a) Spectre du système



(b) Spectres de la planète

FIGURE 4.6 – Exemples de spectres générés par `exonoodle`. *En haut :* le spectre du système de WASP43-b, à mi-transit ($\varphi = 0$). *En bas :* le spectre apparent de la planète WASP43-b, pour différentes phases orbitales. Le spectre du côté jour de la planète (juste avant l'éclipse) est représenté en bleu clair, celui du côté nuit (à mi-transit) en bleu fonçé, et pendant la phase de transition, à $\varphi = 0{,}25$ en rouge.

de l'étoile (*Phoenix* - Baraffe et al. (2015)), dont on voit très nettement la forme du corps noir. Les contributions de la planète sont trop faibles pour être visibles à l'œil sur ce graphique.

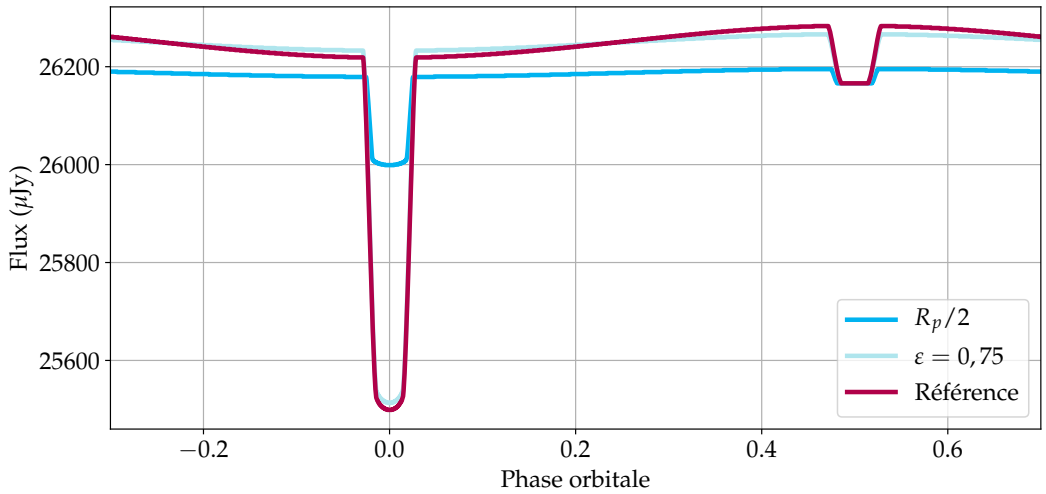


FIGURE 4.7 – Exemple de la courbe de phase à 5 μm de WASP43-b (en rouge), et deux variations. La courbe bleu foncé correspond à la même planète ayant un rayon deux fois inférieur. La courbe bleu clair représente la même planète avec une efficacité de circulation ε plus grande (c'est à dire une temperature plus homogène entre la face jour et la face nuit).

La planète En soustrayant l'émission de l'étoile au spectre de la Figure 4.6a, on obtient la contribution du côté nuit de la planète, représentée en bleu foncé sur la Figure 4.6b. De la même façon, en prenant le spectre juste avant l'entrée en éclipse de la planète, on obtient son spectre côté jour, en bleu clair. Le flux coté nuit est évidemment bien plus faible que côté jour pour cette planète dont le côté jour est toujours éclairé par l'étoile. La courbe intermédiaire en rouge représente un mélange des flux jour et nuit à la phase orbitale $\varphi = 0{,}25$, c'est à dire que les surfaces visibles des côtés jour et nuit de la planète sont identiques (deux demi-cercles). Les émissions de la planète sont des spectres générés pour WASP43-b à partir d'un modèle d'atmosphère sans nuages, par Parmentier et al. (2015).

4.5.2 Courbe de lumière

On peut alors extraire une valeur dans chacun des spectres générés, à une longueur d'onde donnée, pour tracer l'évolution de la luminosité du système en fonction de la phase orbitale. À 5 μm, on obtient alors la courbe rouge de la Figure 4.7. Les évènements de transit et d'éclipse sont visibles à $\varphi = 0$ et $\varphi = 0{,}5$ respectivement. Les variations de flux entre les deux évènements sont dues au changement de luminosité de la planète en fonction des faces apparentes (voir Figure 4.6b) : la courbe de phase. On peut alors comparer différentes courbes, générées avec des planètes ayant

des caractéristiques différentes. Par exemple, la courbe en bleu foncé correspond à une planète ayant un rayon deux fois inférieur à WASP43-b. On remarque alors que la profondeur de transit est plus faible, la proportion d'étoile occultée étant moins grande. De plus la planète émet moins de lumière, donc sa courbe de phase est moins ample, et la profondeur de l'éclipse moins importante également. On peut également modifier l'amplitude de la courbe de phase en modifiant l'efficacité de circulation ε. La courbe bleu clair correspond à une circulation plus efficace ($\varepsilon > \varepsilon_{\text{WASP43-b}}$) entre le côté jour et le côté nuit de l'atmosphère, c'est à dire à un contraste de température moins important. L'amplitude de la courbe de phase est donc moins importante. De plus, dans ce cas, la profondeur de transit est légèrement moins grande car le côté nuit de la planète contribue de façon plus important au flux. À l'inverse, l'émission autour de l'éclipse est moins grande, le côté jour étant moins chaud.

Ces courbes ont été générées en utilisant 4 CPUs. Dans ces conditions, le calcul d'une courbe de lumière d'une orbite complète de la planète (5691 spectres) prend entre 5 min et 7 min. Le calcul d'un spectre seul prend une fraction de seconde.

4.6 Comparaison avec `PYLIGHTCURVE`

La Figure 4.8-*haut* représente deux calculs de transit pour la planète WASP12-b, avec des caractéristiques identiques. Le premier calcul a été effectué avec `exonoodle`, le second avec le modèle `PYLIGHTCURVE` (Tsiaras et al., 2016), utilisé pour les ajustements de données. Les deux courbes étant confondues, le graphique Figure 4.8-*bas* représente les résidus de ces deux courbes. On remarque que les modèles sont en accord à 0,25 ppm près.

Une application directe d'`exonoodle`, utilisant également le modèle `PYLIGHTCURVE`, est présentée dans le Chapitre 6.

4.7 Projet en *open source*

Le package `ExoNoodle` est un projet *open source* (ou code source ouvert). Ce qui veut dire qu'il est en téléchargement libre. Il est donc documenté, sous contrôle de configuration et testé.

Dans ce cadre, la démarche de l'*open source* est intéressante à plusieurs titres. L'accès libre au code source permet à un utilisateur de s'assurer que le logiciel correspond bien à ses besoins. S'il désire l'insérer dans un projet de plus grande envergure ou d'en modifier le code source, il en a le droit à condition que les produits soient eux-mêmes *open source*. Il peut également contribuer à l'amélioration continue du code en proposant des développements, ou en implémentant lui-même des fonctions, options

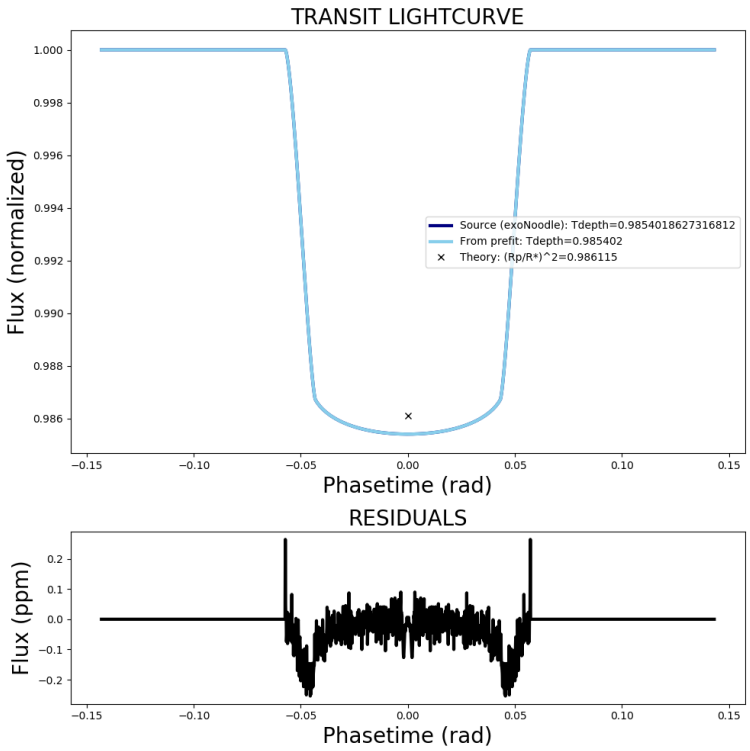


FIGURE 4.8 – Comparaison des transits calculs avec `exonoodle` et `PYLIGHTCURVE` (en haut) et les résidus (en bas).

supplémentaires ou des modifications. La démarche de l'*open source* dans le domaine scientifique permet également d'assurer la démocratisation de bonnes pratiques dans le développement logiciel, en particulier quand les applications deviennent complexes, ou que les codes se veulent réutilisables. Dans ce cadre, le Journal of Open-Source Software permet de valoriser ce développement précautionneux par une publication, plus facile à citer dans des travaux et assurant une qualité et une propreté aux codes évalués par les pairs.

Disponibilité Le code d'`ExoNoodle` est donc accessible au téléchargement à l'adresse gitlab.com/mmartin-lagarde/exonoodle-exoplanets, sous licence open source *GNU-GPLv3*. Il fait l'objet d'une publication dans le Journal of Open-Source Software (Martin-Lagarde et al., Soumis).

Documentation La documentation est disponible dans trois documents. Tout d'abord un `README.md` détaille la procédure d'installation et de lancement. Un manuel utilisateur complet est également disponible, détaillant toutes les interfaces du code et en particulier le fichier de configuration et le format des fichiers de sortie. Le manuel uti-

lisateur recense également les hypothèses faites dans les calculs. Le détail des calculs (présentés dans la section précédente 4.4) est également disponible en français.

Chapitre 5

Simulations de données MIRI/LRS

The Analytical Engine has no pretentions whatever to originate anything. It can do whatever we know how to order it to perform. It can follow analysis ; but it has no power of anticipating any analytical relations or truths. Its province is to assist us in making available what we are already acquainted with.

Ada Lovelace (∼1850)

L'arrivée du JWST, présentant une sensibilité et une couverture en longueur d'onde inédites jusqu'ici, demande de repenser les méthodes utilisées jusqu'à présent pour l'analyse des observations d'exoplanètes. Les modèles utilisés comme bases de comparaison et d'ajustement des données doivent prendre en compte des effets plus fins qui deviennent alors détectables. Les méthodes d'extraction d'informations doivent devenir plus robustes aux bruits instrumentaux et aux dégénérescences. De nouvelles méthodes de traitement de données sont en développement pour répondre à ces nouveaux défis. Ces méthodes étant nouvelles, complexes et développées pour des données précises, il est crucial de pouvoir tester leurs performances, et identifier leurs limites d'utilisation. Ces études de performance nécessitent d'avoir des données simulées du télescope avant qu'il soit en opération. C'est dans ce cadre que nous avons entrepris de générer des jeux de données synthétiques [1] d'observations de spectroscopie d'exoplanètes en transit par le JWST/MIRI. Le générateur de source `exonoodle` (voir Chapitre 4) est utilisé pour modéliser les variations du spectre du système exoplanétaire. Ici, nous présentons la procédure mise en place pour générer des données synthétiques réalistes.

1. Dans ce contexte, « synthétique » dans le sens de « de synthèse » est synonyme de « simulé ».

5.1 MIRISim

MIRISim est le simulateur de l'instrument MIRI du JWST ; il a été développé par le consortium MIRI. Il a pour objectif de fabriquer les données attendues lors de l'observation d'une scène astronomique avec le télescope, en reproduisant les performances de l'instrument en orbite. Il simule donc le comportement et les effets du détecteur, et les transformations qui amènent un photon (γ) capté à être compté dans un pixel (DN [2]). L'instrument MIRI possède plusieurs modes de fonctionnement permettant des types d'observations variées : coronographie, spectroscopie intégrale de champ (MRS), spectroscopie basse résolution (LRS), imagerie (détails en Section 3.2.1). Ces différents modes, à l'exception du mode coronographique, sont pris en compte dans MIRISim. Dans le cadre de l'étude des exoplanètes en transit, nous nous intéressons en particulier au LRS. Les simulations présentées ici concerneront donc ce mode d'observation.

5.1.1 Utilisation

Le simulateur de l'instrument est un package Python, qu'il est conseillé d'opérer dans un environnement virtuel à part afin de mieux gérer les dépendances. Il est disponible librement pour la communauté [3].

Le pipeline Le simulateur a principalement été créé dans le but de tester le *pipeline* [4] de l'instrument. Le but du *pipeline* est de corriger les principaux effets instrumentaux après réception des données, pour fournir aux scientifiques des données exploitables. La chaîne de traitement des données est organisée en plusieurs niveaux décrits en Figure 5.1. Le télescope et son instrument n'étant pas opérationnels, le but de MIRISim

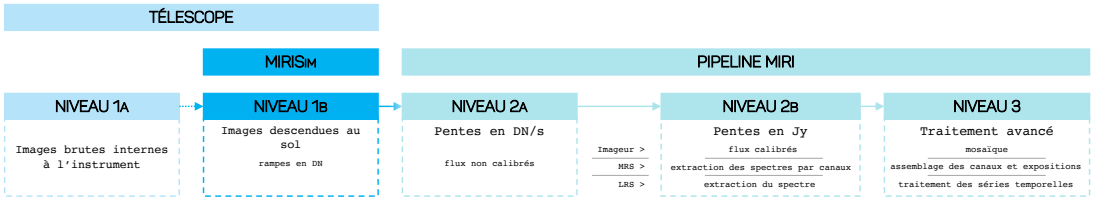


FIGURE 5.1 – Description des différents produits du pipeline, organisés en « niveaux ». Le niveau 1 en bleu foncé est produit par le télescope, les niveaux 2 et 3 sont produits par le *pipeline*. Les étapes 2B et 3 diffèrent en fonction du mode de l'instrument. Dans cette chaîne de traitement, MIRISim se substitue au télescope pour créer les données 1B.

est alors de se substituer à MIRI. Il fabrique donc des données de niveau 1B à donner

2. le DN (*Digital Number*) est l'unité de mesure d'intensité dans un pixel. C'est un nombre entier caractérisé par la conversion analogique-numérique du détecteur.

3. Instructions d'installation de MIRISim : miricle.org

4. En informatique, un *pipeline* (ou *data pipeline*) est une série de traitements de données opérée systématiquement lors de la réception d'un jeu de données pour le rendre utilisable par un utilisateur.

au *pipeline*. Pour cela, il faut donc faire le travail inverse du *pipeline*, pour fournir des jeux de données qui, passées par le traitement, donneront exactement le même résultat que l'entrée du simulateur, aux effets stochastiques près (bruits de lecture, de photon et rayons cosmiques).

Configuration Le lancement d'un calcul MIRISim est piloté par trois fichiers de configuration, pour gérer différents aspects de la simulation :

`simulation.ini` Renseignements sur les conditions d'observations. (Mode de l'instrument, nombre de trames, etc.)

`scene.ini` Description de la scène astronomique observée. (Nature et emplacement de la ou des sources lumineuses dans le champ de vue, leur caractéristiques d'émission)

`simulator.ini` Conditions d'utilisation du simulateur en lui-même. (Permet d'activer ou désactiver certains effets, de modifier la version ou l'emplacement de certains fichiers source ou la surface du télescope, etc.)

Fichiers sources Le calcul des effets du détecteur repose sur l'utilisation de fichiers de calibration (Calibration Data Products - CDPs). Ce sont des fichiers caractérisant les propriétés du détecteur et de l'instrument. Certains de ces paramètres ont été mesurés directement sur le détecteur (*dark*, *flat*, etc.), d'autres sont simulés (comme la PSF par exemple) par le consortium européen de l'instrument. Ces fichiers sont utilisés par le *pipeline* pour corriger les données du télescope. On s'en sert donc dans MIRISim à l'inverse pour, à partir des sources lumineuses, créer des données simulées de l'instrument.

5.1.2 Architecture

La séquence de calcul part des trois fichiers de configuration décrits plus haut. Comme illustré dans la Figure 5.2, on commence par créer une scène virtuelle, avec une représentation de ce qui est visible dans le champ de vue. La scène contient donc la nature des objets (source étendue, ponctuelle, etc.), leur position et leurs caractéristiques d'émission (comme un fichier contenant le spectre de l'objet). Ensuite, en fonction du mode de l'instrument utilisé, on calcule les modifications du signal en fonction du chemin optique de l'instrument, de son électronique et du bruit de fond. On simule ensuite les déformations géométriques, et dans le cas d'une observation spectroscopique, on disperse la lumière. C'est au cours de cette étape de calcul que le flux en photons devient un signal en électrons, et on crée alors l'image intermédiaire `illum_model.fits`. On rajoute enfin les processus stochastiques ; c'est à dire les

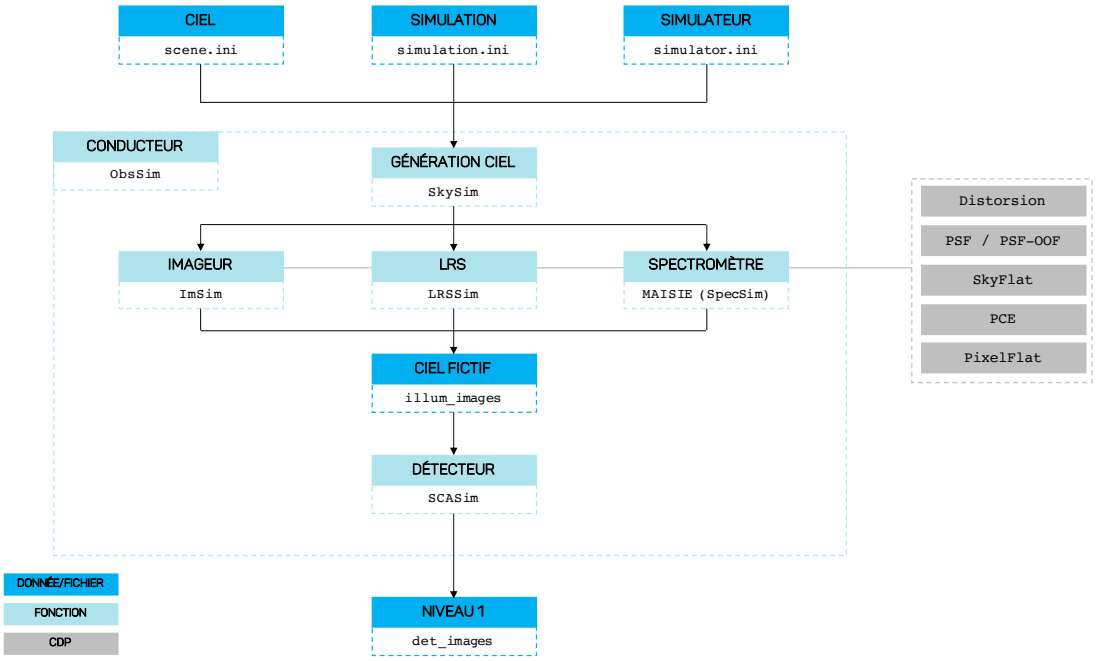


FIGURE 5.2 – Architecture de MIRISim (Adapté du manuel de C. Cossou)

rayons cosmiques, les bruits de photons et de lecture. On peut enfin créer le fichier de sortie `det_image.fits`.

5.1.3 Données simulées

MIRISim crée une image détecteur aussi représentative que possible de celle produite par l'instrument. Ces images sont cohérentes avec les performances attendues de l'instrument en vol, et contiennent les métadonnées nécessaires au traitement par le *pipeline* du JWST.

Définitions Les *expositions* sont segmentées en *intégrations* et en *trames* (ou *frames*) (voir Figure 5.3). L'exposition est l'ensemble de l'observation. Elle peut contenir plusieurs intégrations (ou rampes) ; une fin d'intégration étant une lecture destructive [5] de tous les pixels. La durée d'une intégration $\Delta t_{\text{intégration}}$ est choisie par l'utilisateur pour ne pas saturer le détecteur, en fonction du flux de la source. Les rampes contiennent plusieurs trames ; chaque trame représente une lecture non-destructive de chaque pixel, à la suite de laquelle le signal continue de s'accumuler. La durée d'une trame Δt_{frame} est définie par le temps de lecture du détecteur, et est donc une propriété de l'instrument. Il est important de remarquer que sur la Figure 5.3, le flux est constant, c'est à dire que la pente de la rampe est constante. La conversion entre pente et rampe

5. Une lecture destructive est une lecture d'un pixel suivi d'une remise à zéro (*reset*), pour recommencer une nouvelle image, et éviter la saturation.

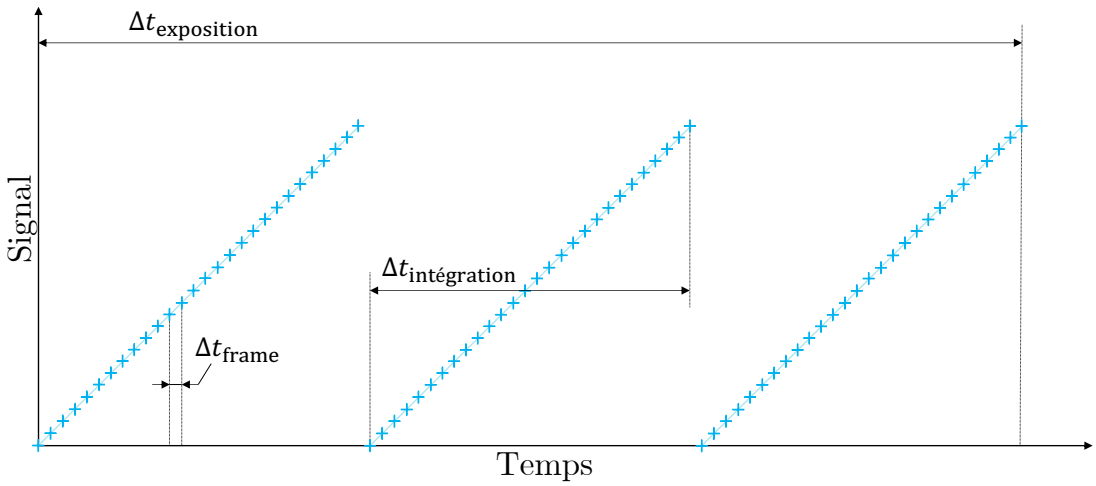


FIGURE 5.3 – Schéma illustratif de l'évolution du signal au cours du temps pendant une observation, définition de la structure d'une exposition, avec la définition d'une *trame* (*frame*), d'une intégration, et de l'exposition elle-même. Ici, l'exposition contient trois intégrations de 28 trames chacunes.

est une problématique importante pour le traitement des images et, par extension, pour leur fabrication. En effet, c'est lors de cette étape qu'on passe d'un signal (en DN) à un flux (en DN/s) exploitable. Une rampe théorique est linéaire lorsque le flux est constant. En pratique, d'autres effets jouent sur la linéarité de la rampe (non linéarité, rayons cosmiques, etc.) qui rend la conversion délicate.

Images Deux types de fichiers de sortie sont créés :

`illum_model.fits` Une image intermédiaire représentant l'illumination théorique de chaque pixel du détecteur, c'est un flux exprimé en électrons par seconde (e^-/s). L'`illum_model.fits` prend donc en compte la PSF des optiques et le gain du détecteur, mais ne comporte aucun effet systématique ou bruit du détecteur. Cette image est utilisée par le module SCASim (voir Figure 5.2), pour calculer le signal reçu, ainsi que l'intensité et la forme des effets détecteurs.

`det_image.fits` La série d'images finales de la simulation, représentant la valeur du signal reçu à chaque pixel, exprimée en *Digital Number* (DN). En fonction du nombre de trames de l'intégration, le détecteur accumule du signal. Le détecteur est lu à chaque trame pour suivre l'évolution du signal en fonction du temps. Le `det_image.fits` est donc un fichier 3D contenant une série d'images décrivant l'évolution du nombre de DN dans l'image. Un fichier `det_image.fits` est créé pour chaque exposition de l'observation.

5.1.4 Les effets détecteurs implémentés

Le calcul commence par la création du modèle d'illumination, à partir du ciel factice et du mode de l'instrument utilisé. Les effets détecteurs sont ensuite simulés par un module spécifique de MIRISim : SCASim, qui crée les rampes. Les effets modélisés ont été choisis à partir des tests du détecteur et de la connaissance de la technologie choisie.

Le flat Le *flat* est utilisé pour éliminer les artéfacts dans une image causés par des variations de sensibilité d'un pixel à l'autre et par des variations d'illumination par le système optique. Un *flat* est une image prise sur une source homogène, blanche le plus souvent.

Le seuil Le point de départ de la rampe n'est pas 0 DN. Il y a un seuil (*offset*) de départ, qui varie au cours du temps (*zero-point drift*). Cela est dû à l'utilisation d'une valeur prédéfinie dans l'électronique du détecteur. De plus cette valeur peut changer à cause d'une quantité variable d'électrons déjà présente dans le pixel au début de l'intégration. Ces variations sont simulées avec une variation aléatoire autour d'une valeur fixée.

La non-linéarité Le gain caractérise la conversion entre le nombre d'électrons qui entrent dans un amplificateur, et le nombre de DN mesurés. Cela donne une conversion linéaire $n_{\mathrm{DN}} = G_{\mathrm{i}} \times n_{\mathrm{e}^-}$, G_{i} étant le gain d'un amplificateur i, n_{DN} et n_{e^-} le nombre de DN mesurés, et le nombre d'électrons générés respectivement. En pratique, la conversion s'écarte de la linéarité pour les flux importants et la conversion s'écrit $n_{\mathrm{DN}} = a_{\mathrm{i}} \times n_{\mathrm{e}^-}^2 + b_{\mathrm{i}} \times n_{\mathrm{e}^-} + c_{\mathrm{i}}$, avec a_{i}, b_{i} et c_{i} les paramètres du polynôme décrivant la non linéarité du détecteur, mesurée lors des tests.

Les rayons cosmiques Les rayons cosmiques sont des particules à haute énergie qui impactent le détecteur, provoquant un pic impulsionnel d'intensité sur un ou plusieurs pixels, en fonction de leur incidence. Sur la rampe, ils représentent une « marche » importante. C'est un processus aléatoire, dépendant de la position du télescope dans l'espace. L'environnement de rayons cosmiques au point de Lagrange L2 [6] a déjà été rencontré par des satellites précédents ; on a donc une idée de la fréquence des impacts. Il est possible avec MIRI de corriger l'effet des rayons cosmiques. En effet, ayant accès aux rampes et pas uniquement aux pentes, il est possible de « recoller » les morceaux et donc d'éliminer la contribution du rayon cosmique au flux moyen de la rampe.

6. Le point L2 est un des cinq points de Lagrange entre la Terre et le Soleil. Ce sont des points remarquables, stables ou instables, dans le champ de gravité à deux corps. L2 est un point stable, situé au delà de l'orbite de la Lune, autour duquel on peut orbiter. C'était l'emplacement, entre autres, des satellites Hershel et Planck.

Le bruit de Poisson Le bruit de Poisson (ou bruit de photons) est le bruit engendré par le fait que le flux lumineux est composé de particules élémentaires (photons - γ) et n'est donc pas continu. Il peut être modélisé en effectuant un tirage aléatoire du nombre de photons récoltés dans une distribution de Poisson.

Le bruit de lecture Le bruit de lecture est un bruit associé au processus de lecture du détecteur (conversion analogique/numérique, amplification, etc.). Il est mesuré expérimentalement lors de tests sur des modèles du détecteur (Rieke et al., 2015).

Le courant d'obscurité Le courant d'obscurité est un courant résiduel présent même en l'absence d'illumination du détecteur. Il dépend des inhomogénéités du détecteur ; il est mesuré en prenant des images avec le détecteur dans le noir. Son intensité dépend également de la température du détecteur.

Les mauvais pixels Certains pixels du détecteur ont des dysfonctionnements systématiques, et doivent être écartés des analyses. Ils peuvent être « morts » (*dead pixels*), c'est à dire qu'ils détectent 0 photon. Certains sont « bruités » (*noisy pixels*), et renvoient des valeurs absurdes et incohérentes avec le flux appliqué. Ils sont souvent localisés autour des pixels morts. Une cartographie de ces pixels inutilisables a été mesurée, et est utilisée comme un masque à appliquer sur le détecteur.

Latence L'effet de latence du détecteur est la persistance du signal au cours du temps. Elle affecte les différentes intégrations d'une observation et les observations entre-elles quand elles se suivent au cours du temps. Dans SCASim, cet effet est encore mal caractérisé, car peu de tests ont été faits sur le détecteur réel pour le caractériser pendant le développement du simulateur. En pratique, il est possible de simuler les latences à l'intérieur d'une observation, suivant une décroissance exponentielle. L'influence d'observations précédentes n'est pas prise en charge.

Par la suite, lors de l'introduction de systématique instrumentales, il sera nécessaire de discuter lesquels de ces effets doivent être activés ou désactivés (voir Section 5.3.1).

5.1.5 Limitations dans le cadre des exoplanètes

MIRISim ayant été créé pour préparer le *pipeline*, et le *pipeline* ne traitant que des effets connus, et quantifiés dans un CDP, seuls ces effets sont modélisés. Il s'en suit que certains biais, jouant un rôle non significatif dans la plupart des observations ne sont pas pris en compte dans les simulations. En particulier, les observations de spectroscopie de transit avec le LRS font partie de ces observations avec des besoins spécifiques qui ne sont pas ou peu pris en charge par le *pipeline*, et par extention par MIRISim.

Les observations de spectroscopie de transit avec MIRI sont effectuées avec le LRS. L'observation consiste à observer la source pendant une fenêtre de transit ou une orbite complète de la planète. Les fenêtres de transit ou d'orbite complète durent de quelques heures à quelques dizaines d'heures. La particularité de ces observations est donc d'être très sensible aux variations temporelles. On utilise ici le mode « sans fente » (voir Section 3.2.4.a).

Le but de l'observation est de mesurer des petites variations dans le spectre. MIRISim a été conçu pour des sources constantes dans le temps. L'architecture de MIRISim force donc à relancer une nouvelle exposition (un nouveau *run* de MIRISim) à chaque pas de temps, pour que le flux varie. Cela a pour effet de gommer toutes les dérives temporelles de l'instrument. MIRISim seul n'est donc pas suffisant pour reproduire des simulations réalistes d'observations de spectroscopie de transit. C'est pourquoi nous avons décidé de rajouter les systématiques décrites en section 5.2.2 en post-traitement des images MIRISim sur les rampes en DN.

La longueur du temps de calcul de MIRISim pour générer les images est due au fait qu'il crée les rampes, en suivant de près le fonctionnement physique du détecteur. Il accumule donc beaucoup d'effets qu'il est essentiel de conserver. Une simulation complète de la courbe de lumière de WASP43-b (20 h) avec MIRISim prend 3 jours sur 15 CPUs. Il est donc crucial d'avoir la capacité de lancer la simulation en parallèle, sur 15 CPUs ou plus.

5.2 Caractérisation des détecteurs

L'objet ici est de réintroduire les systématiques instrumentales importantes dans le cadre des Observations en Séries Temporelles (TSO) qui ne sont pas accessibles avec MIRISim. Il est nécessaire de les identifier et de connaître leurs dépendances aux paramètres de l'observation. La compréhension des phénomènes physiques internes au détecteur est encore incertaine, ce qui rend une modélisation physique du détecteur difficile. Nous avons donc décidé d'une modélisation empirique, décrivant le comportement du détecteur. Cette démarche permet, dans un temps limité, de reproduire et extrapoler les tendances de comportement du détecteur. L'important pour le test des méthodes de traitement des données est que les formes de bruits soient bien caractérisées.

5.2.1 Définitions

Latence Les effets qui nous intéressent dans le cas d'une TSO d'une exoplanète sont principalement des effets de latence. En effet, ces effets varient dans le temps, sur des durées qui peuvent être comparable à la durée de l'observation. Les effets de latence

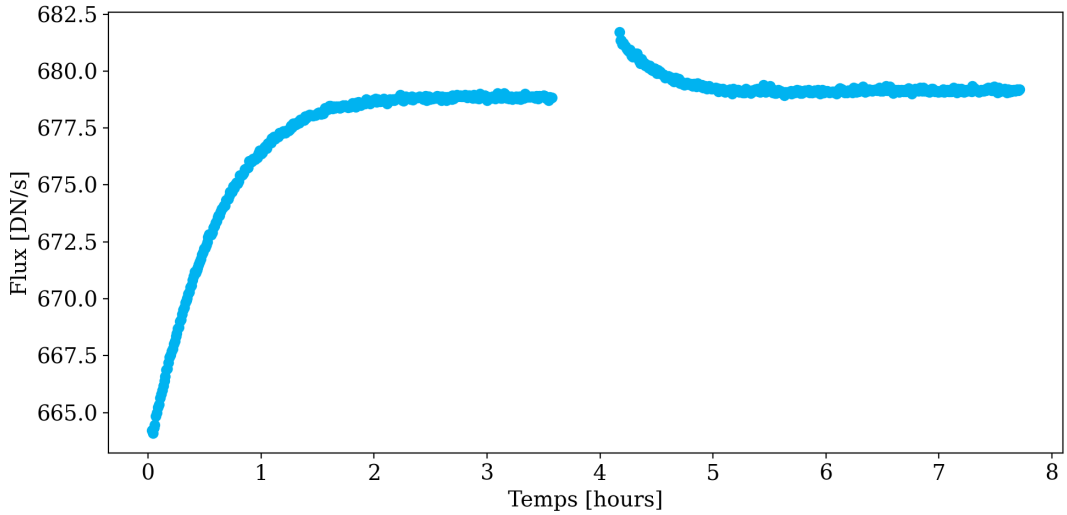


FIGURE 5.4 – Courbe de tests sur plusieurs heures. On voit très nettement la dérive de réponse (*response drift*) au début de l'exposition. Au milieu, l'absence de signal est du à un temps d'*idle* suivi d'une reprise de l'acquisition. On remarque bien que la pente est plus importante puis se stabilise progressivement au niveau normal. (Communication privée D. Dicken, tests JPL 5)

dépendent du flux arrivant sur le détecteur à un instant t, du flux précédent (l'histoire du pixel) et du temps (illustration Figures 5.4 et 5.5). On appelle « latence » tout effet de mémoire du détecteur.

Un modèle du détecteur de MIRI, au Jet Propulsion Laboratory (JPL), est dédié aux tests de caractérisation. Huit campagnes de tests ont été réalisées sur ce modèle jusqu'à présent, au cours desquelles des modes particuliers et des sources différentes sont testés. Pour ce type de détecteur Blocked-Impurity-Band (BIB), les exoplanètes sont des sources particulièrement brillantes. Nous avons donc utilisé ici les résultats de tests dédiés aux observations d'exoplanètes ainsi que certains tests de *bright sources*.

Vocabulaire Il paraît important de clarifier les termes utilisés par la suite dans la description de la modélisation :

Flux [Jy]	→	**Flux** $\dot{S}_0$ [DN/s] (pente) **Signal** S_0 [DN] (rampe)	→	**Flux corrigé** $\dot{S}$ [DN/s] (pente) **Signal corrigé** S [DN] (rampe)	
`de la Source`		`Original`		`Post-traité`	

Ici, « Original » correspond à ce que nous obtenons directement de MIRISim. Il s'agit du signal ou de la pente à traiter. A l'inverse, « Post-traité » correspond au produit

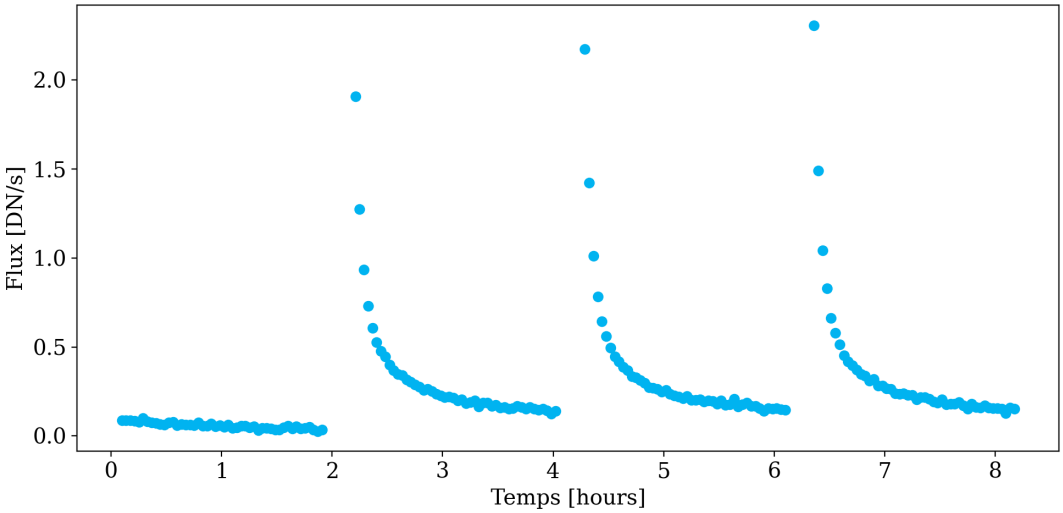


FIGURE 5.5 – Courbe de tests comprenant une série de recuits, dont on voit les effets dans les décroissances rapides successives. (Communication privée D. Dicken, tests JPL 8)

du traitement, incluant les systématiques réintroduites. Dans la suite, elles seront notés avec un indice correspondant au type de systématique corrigé.

5.2.2 Modélisation des effets

Le signal observé est affecté par trois effets principaux : la dérive de la réponse (*response drift*), la dissipation du recuit (*anneal recovery*) et la dissipation des phases d'attente (*idle recovery*). Ils induisent des déficits ou des excès de signal par rapport à ce qu'on attend pour un flux stable. Ces effets sont visibles dans les tests du détecteur, et sont analysés et représentés (voir Figures 5.5 et 5.4) en étudiant les pentes ($\dot{S}_0$ [7]). Nos observations contiennent les rampes elles-même (S_0). Pour réintroduire ces effets dans les observations, il faut donc que les expressions soient intégrées pour passer d'expressions en fonction de $\dot{S}_0$ à des expressions en S_0.

On note que $\dot{S}_0$ peut être considérée comme une quasi-constante, la pente de la rampe originale variant de façon négligeable au cours du temps (quelque pourcent au mieux dans le cas d'une exoplanète en transit). Dans chacune des expressions ci-dessous, l'origine $t = 0$ est fixée au début de l'observation. Si ces effets sont importants dans le cadre des analyses de données pour des observations en séries temporelles, ils ont des variations temporelles suffisamment faibles pour considérer que le flux est constant sur la durée d'une intégration. De plus, on peut considérer que l'effet de ces

7. On rappelle la notation $\dot{x} = \frac{dx(t)}{dt}$.

variations de flux ne perturbent pas de façon significative les autres effets dans la simulation, ce qui permet leur ajout en post-traitement.

Il est important de remarquer que l'image comprendra de grandes variations de signal. En effet plusieurs effet concourent à une diminution importante du signal sur le détecteur en fonction de la longueur d'onde :

1. la diminution du flux de l'étoile,
2. l'élargissement de la PSF,
3. l'augmentation de la résolution spectrale.

Il y aura donc environ trois ordres de grandeur entre le pixel le plus brillant (autour de 5 µm - n$\times 10^4$ DN/s) et le bruit de fond (20 DN/s).

5.2.2.a La dérive de la réponse

Définition La dérive de la réponse (ou *response drift*) est un effet de latence, en réaction à un saut d'illumination du détecteur, typiquement le début d'une observation. Le détecteur met du temps à se stabiliser, et à atteindre le niveau de flux attendu. Plus le flux est fort, plus le *response drift* s'estompe rapidement (voir Figure 5.4).

Note : Les traces sur le détecteur d'une observation passée sont un cas de latence particulier : la persistance. Persistance et *response drift* sont probablement le même effet physique, le premier en partant d'un signal plus brillant, l'autre d'un signal moins brillant. Cependant, les fonctions de modélisations ne sont pas forcément les mêmes, et le cas des persistances n'est pas traité ici.

Le signal observé par un pixel est alors $S(\dot{S}_\mathrm{t}, t)$ avec $\dot{S}_\mathrm{t}$ le flux à un instant et t le temps écoulé depuis le début de l'observation. Ici, et pour tous les autres effets, on considère $\dot{S}_\mathrm{t}$ constant le temps d'une intégration tel que $\dot{S}_\mathrm{t} = \dot{S}_0$.

Le *response drift* est un déficit de signal au début de l'observation, qui s'estompe progressivement. Le flux observé est donc plus faible qu'attendu au démarrage de l'observation $t = 0$, il augmente petit à petit jusqu'à atteindre le flux attendu. Son temps de réponse est inversement proportionnel au flux. Il peut être modélisé par une double exponentielle.

$$\dot{S}_\mathrm{corrected}(t) = \dot{S}_0 + \left(a_1 \times e^{-\frac{t}{\alpha_1}} + a_2 \times e^{-\frac{t}{\alpha_2}}\right). \tag{5.1}$$

Avec $\alpha_1(\dot{S}_0)$ et $\alpha_2(\dot{S}_0)$ les temps caractéristiques des exponentielles et $a_1(\dot{S}_0)$ et $a_2(\dot{S}_0)$ l'amplitude de ces évolutions. On peut noter que $a_1(\dot{S}_0)$ et $a_2(\dot{S}_0)$ sont homogènes à des flux en DN/s. Ces paramètres dépendent de $\dot{S}_0$, le flux asymptote stabilisé.

↪ ***Estimation des caractéristiques des exponentielles*** On peut relever, à différents $\dot{S}_0$, les caractéristiques de la décroissance à l'aide des données de tests JPL effectués dans le cadre de la préparation des données exoplanètes. On obtient alors les points de mesures présentés en Figures 5.6 et 5.7, qui peuvent être approchés par des fonctions analytiques dont on se servira pour calculer l'effet du *response drift* en fonction du signal attendu sur le détecteur $\dot{S}_0$.

↪ ***Expression*** On exprime alors le signal corrigé, incluant le *response drift*, basé sur les données de test :

$$S_{\text{corrected}}(t) = S_0(t) - \left(a_1.\alpha_1 \times e^{-\frac{t}{\alpha_1}} + a_2.\alpha_2 \times e^{-\frac{t}{\alpha_2}}\right) + C_{\text{RD}}. \tag{5.2}$$

Les caractéristiques des exponentielles ne sont pas continues pour tous les niveaux de flux. On peut isoler trois régimes, et donc trois expressions pour chacun des paramètres de l'Équation 5.2 :

Pour des flux faibles $\dot{S}_0 \in [0\,\text{DN/s}; 750\,\text{DN/s}]$

$$a_1\left(\dot{S}_0\right) = -3{,}309 \times e^{2{,}099 \times 10^{-3} \times \dot{S}_0} - 3{,}167 \tag{5.3a}$$

$$\alpha_1\left(\dot{S}_0\right) = -0{,}248 \times \dot{S}_0 + 256{,}03 \tag{5.3b}$$

$$a_2\left(\dot{S}_0\right) = -4{,}197 \times 10^{-2} \times \dot{S}_0 - 0{,}283 \tag{5.3c}$$

$$\alpha_2\left(\dot{S}_0\right) = \frac{11.128 \times 235{,}22^2 \times \dot{S}_0 + 1{,}684 \times 10^8}{235{,}22^2 + \left(\dot{S}_0 - 241{,}72\right)^2}. \tag{5.3d}$$

Pour des flux moyens $\dot{S}_0 \in [750\,\text{DN/s}; 5000\,\text{DN/s}]$

$$a_1\left(\dot{S}_0\right) = \alpha_1\left(\dot{S}_0\right) = 0. \tag{5.4a}$$

$$a_2\left(\dot{S}_0\right) = 2{,}577 \times 10^{-6} \times \dot{S}_0^2 - 0{,}0295 \times \dot{S}_0 - 10{,}88 \tag{5.4b}$$

$$\alpha_2\left(\dot{S}_0\right) = 3{,}086 \times 10^4 \times e^{-5{,}738 \times 10^{-4} \times \dot{S}_0} + 527{,}58. \tag{5.4c}$$

Pour des flux forts $\dot{S}_0 > 5000\,\text{DN/s}$, on considère que l'effet n'existe plus. En effet, le jeu de données de test utilisé pour quantifier l'effet s'arrête à 5000 DN/s. Les effets étant peu visibles autour de cette valeur, nous avons choisi de ne pas extrapoler les expressions.

$$a_1\left(\dot{S}_0\right) = \alpha_1\left(\dot{S}_0\right) = a_2\left(\dot{S}_0\right) = \alpha_2\left(\dot{S}_0\right) = 0. \tag{5.5}$$

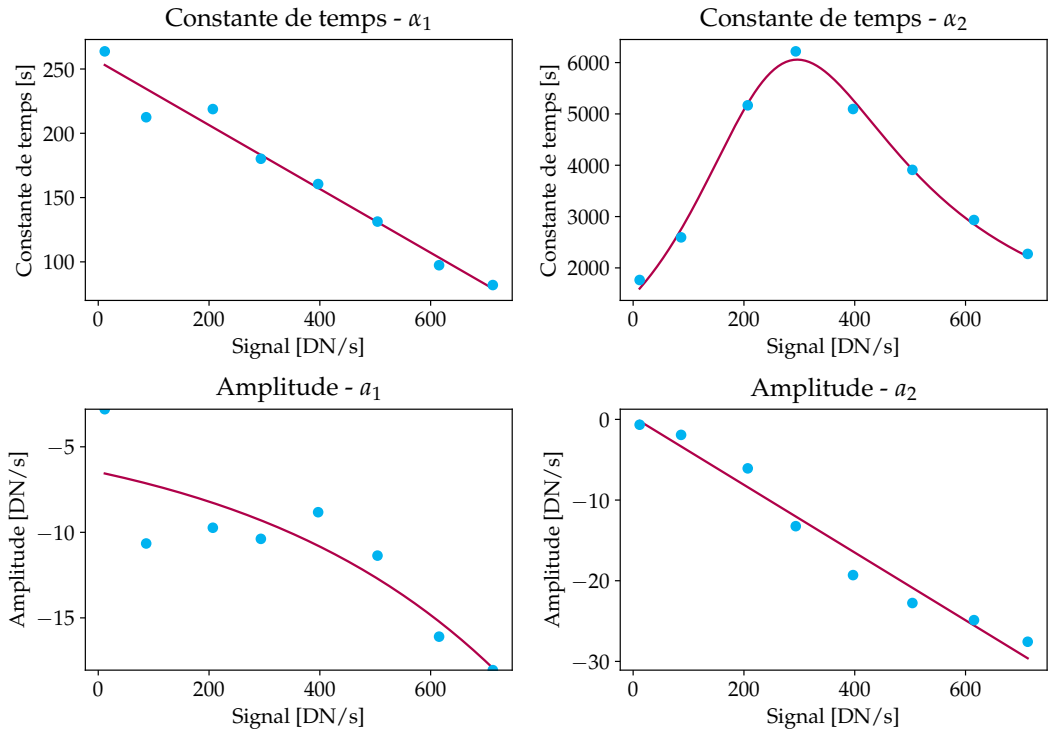


FIGURE 5.6 – Mesures (en bleu) et courbes ajustées (en rouge) pour chacun des paramètres caractéristiques décrivant l'évolution du *response drift* au cours d'une observation, pour un flux entre 0 DN/s et 750 DN/s.

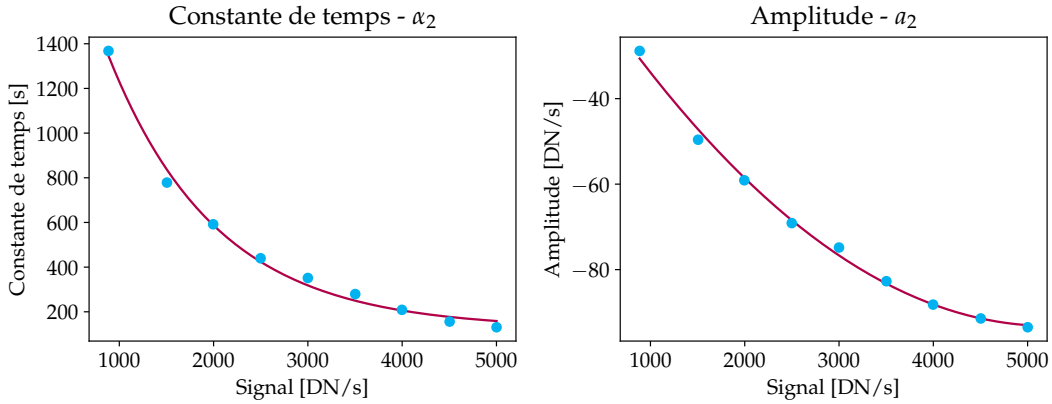


FIGURE 5.7 – Mesures (en bleu) et courbes ajustées (en rouge) pour chacun des paramètres caractéristiques décrivant l'évolution du *response drift* au cours d'une observation, pour un flux entre 750 DN/s et 5000 DN/s.

Continuité des expressions On peut remarquer que $a_2(\dot{S}_0)$ et $\alpha_2(\dot{S}_0)$ sont approximativement continus pour $\dot{S}_0 \in [0\,\text{DN/s}; 5000\,\text{DN/s}]$. C'est donc la première ex-

ponentielle (au temps de décroissance court $\alpha_1(\dot{S}_0) \sim 10^2$ s) qui chute rapidement avec le flux, la deuxième (au temps de décroissance plus long $\alpha_2(\dot{S}_0) \sim 10^3 - 10^4$ s) étant dominante pour les flux moyens.

La valeur de la constante d'intégration C_{RD} dépend de la rampe originale $S_0(t)$.

5.2.2.b La dissipation du recuit

Définition La dissipation du recuit (ou *anneal recovery*) est un effet de latence dû au réchauffage (recuit) du détecteur pour enlever les empreintes sur le détecteur dû aux autres latences. La mise en place de cette procédure est un héritage de la mission Spitzer. L'*anneal* induit un signal qui se comporte de façon analogue à un *dark current* plus fort, qui diminue petit à petit. L'effet sur le signal est représenté plusieurs fois en Figure 5.5, où on peut voir un signal initialement de 5 DN/s décroître en quelques heures exponentiellement.

L'*anneal recovery* s'ajoute au signal obtenu, sous la forme d'une décroissance exponentielle du courant d'obscurité (*dark current*) depuis l'arrêt de l'*anneal*. Il est modélisé par une double exponentielle et ne dépend pas du niveau du signal sur un pixel ni aucune autre caractéristique propre à l'observation.

$$\dot{S}_{\mathrm{A}}(t) = b_1 \times e^{-\frac{t+t_{\mathrm{A}}}{\beta_1}} + b_2 \times e^{-\frac{t+t_{\mathrm{A}}}{\beta_2}}. \tag{5.6}$$

Avec t_{A} le temps écoulé entre la fin de l'*anneal* et le début de l'observation. Ici, β_1 et β_2 sont les temps caractéristiques de décroissance ; b_1 et b_2 sont les amplitudes du signal. Le signal S après l'application de cet effet sera $\dot{S}_{corrige}(t) = \dot{S}_0(t) + \dot{S}_{\mathrm{A}}(t)$. Il est important de noter que le phénomène décrit ici n'est pas un flux dû à une illumination, mais analogue à une augmentation du courant d'obscurité due au chauffage du détecteur. La formulation en flux de l'Équation 5.6 comme une traduction de cet excès de signal est une façon de le modéliser.

↪ ***Estimation de l'expression de décroissance*** On trouve en Figure 5.8 la décroissance mesurée dans les tests JPL. On peut alors quantifier b_1, β_1, b_2 et β_2 pour trouver l'expression.

↪ ***Expression*** On exprime alors le signal corrigé, incluant un *anneal* ayant débuté à $t = -t_{\mathrm{A}}$ (avec $t = 0$ le démarrage de l'observation) :

$$S_{\text{corrected}}(t) = S_0(t) - \left(b_1.\beta_1.e^{-\frac{t+t_{\mathrm{A}}}{\beta_1}} + b_2.\beta_2.e^{-\frac{t+t_{\mathrm{A}}}{\beta_2}} \right) + C_{\mathrm{A}}. \tag{5.7}$$

Avec : $b_1 = 11{,}6$ DN/s, $\beta_1 = 197{,}97$ s, $b_2 = 0{,}868$ DN/s et $\beta_2 = 991{,}76$ s.

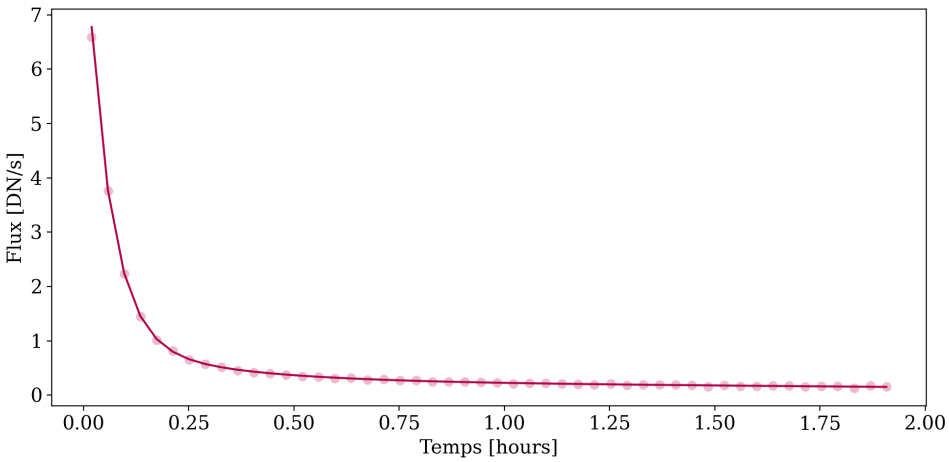


FIGURE 5.8 – Courbe ajustée (en rouge foncé) de l'évolution de la perturbation due à l'*anneal*, modélisée grâce aux données de tests (points en rouge clair).

Avec C_{A} la constante d'intégration. Pour $t \to +\infty$, l'excès de *dark current* est dissipé. Par conséquent $S_{\text{corrected}}(t) = S_0(t)$. Comme $\left[b_1.\beta_1.e^{-\frac{t+t_{\mathrm{A}}}{\beta_1}} + b_2.\beta_2.e^{-\frac{t+t_{\mathrm{A}}}{\beta_2}}\right] \to 0$, alors $C_{\mathrm{A}} = 0$. L'effet d'un *anneal* étant additif, et ne dépendant d'aucun des paramètres de l'observation, il sera ajouté en dernier, et considéré uniforme sur toute l'image.

5.2.2.c La dissipation des phases d'attente

Pendant que l'instrument attend (*idle time*), le détecteur est illuminé. Les lectures ne sont que des lectures destructives et le niveau de signal dans les pixels est très bas. Au début de l'acquisition, on remarque un surplus de signal qui s'estompe progressivement. Pour l'instant, il n'existe pas d'explication physique du phénomène. Il est particulièrement visible sur la Figure 5.4, au milieu de l'observation. On observe une interruption de l'acquisition. À sa reprise, bien que le flux de la source n'ait pas changé, le signal mesuré est plus intense.

La dissipation des phases d'attente (ou *idle recovery*) est un effet de la forme d'une décroissance exponentielle simple. Son amplitude initiale est proportionnelle au flux, son temps de décroissance dépend de la durée de la phase d'*idle* qui a précédé.

$$\dot{S}_{\text{corrected}}(t) = \dot{S}_0 + \left(c \times e^{-\frac{t}{\gamma}}\right). \tag{5.8}$$

Avec $\gamma\left(\dot{S}_0\right)$ la constante de temps de l'évolution de l'*idle recovery*, et $c\left(\dot{S}_0, \Delta t_{\text{idle}}\right)$ son amplitude. Ces paramètres dépendent tous les deux de $\dot{S}_0$, le flux asymptote stabilisé (différent pour chaque pixel). De plus, c dépend également de Δt_{idle} la durée de la phase d'*idle* avant l'observation.

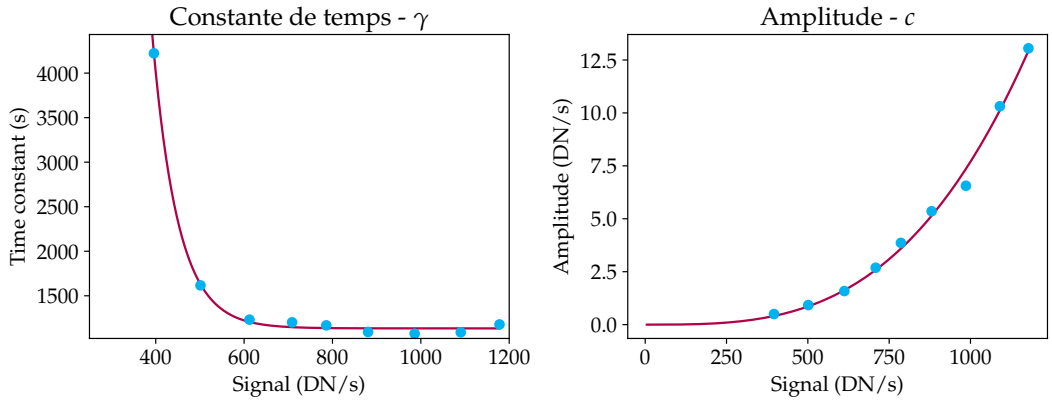


FIGURE 5.9 – Mesures (en bleu) et courbes ajustées (en rouge) pour chacun des paramètres caractéristiques décrivant l'évolution de l'*idle time* au cours d'une observation.

↪ ***Estimation de l'expression de décroissance*** On trouve en Figure 5.9 l'évolution de c et γ en fonction de $\dot{S}_0$. Ces paramètres dépendent également de la durée de l'*idle* avant l'observation Δt_{idle}. Des tests JPL ont été réalisés fin 2019, durant lesquels l'influence du temps d'*idle* a été explorée de façon plus précise et plus réaliste que précédemment. Leur analyse permettra d'obtenir une meilleure quantification de cet effet. En attendant l'accès à ces données, nous avons à notre disposition les mesures de la Figure 5.9, où $\Delta t_{\text{idle}} = 2011.9\ s$. D'autres mesures avec $\Delta t_{\text{idle}} \approx 0\ s$ montrent que l'effet est inexistant dans ce cas. Nous considérerons donc une relation de proportionnalité entre Δt_{idle} et c.

↪ ***Expression*** On exprime alors le signal corrigé, incluant l'*idle recovery* :

$$S_{corrected}(t) = S_0(t) + \left(c.\gamma \times e^{-\frac{t}{\gamma}}\right) + C_{\text{IR}}. \tag{5.9}$$

Avec

$$c\left(\dot{S}_0, \Delta t_{\text{idle}}\right) = \frac{2{,}41 \times 10^{-9} \times \left(\dot{S}_0\right)^{3.168}}{2011.9} \times \Delta t_{\text{idle}} \tag{5.10a}$$

$$\gamma\left(\dot{S}_0\right) = 2{,}976 \times 10^6 \times e^{57.62 \times \dot{S}_0} + 1{,}13 \times 10^3. \tag{5.10b}$$

Avec C_{IR} la constante d'intégration qui dépend de la rampe originale $S_0(t)$.

5.3 Introduction des systématiques

5.3.1 Conditions de simulation

Le fichier `simulator.ini` de MIRISim contient des mots-clefs pour activer ou désactiver les effets mentionnés en Section 5.1.4. Les effets à ajouter étant des effets de latence, il est nécessaire de les désactiver dans les simulations. Le bruit de Poisson doit être calculé à la fin du post-traitement, et ne doit donc pas être pris en charge par MIRISim. Enfin, dans un souci de lisibilité des résultats pendant la phase de tests et de développement, les rayons cosmiques sont également désactivés. Nous partons alors d'images LRS-*slitless* [8] calculées par MIRISim avec la configuration suivante :

- ✔ [`refpix`] Les pixels de référence
- ✘ [`poisson`] Le bruit de Poisson
- ✔ [`readnoise`] Le bruit de lecture
- ✔ [`badpix`] Les mauvais pixels
- ✔ [`dark`] Les inhomogénéités de sensibilité du détecteur et le courant d'obscurité
- ✔ [`flat`] Les défauts de l'optique
- ✔ [`gain`] Le gain (conversion $e^- \xrightarrow{\text{gain}}$ DN)
- ✔ [`nonlinearity`] La non-linéarité
- ✔ [`drift`] La dérive du point d'origine de la rampe
- ✘ [`latency`] La latence
- ✘ [`cosmic_ray_mode`] Les rayons cosmiques

Les rayons cosmiques Le cas des rayons cosmiques est particulier. Lors de tests de MIRISim, il a été constaté que presque l'intégralité des pixels étaient identifiés comme affectés par les rayon cosmiques. Ces faux positifs sont éliminés de l'observation par le *pipeline*, ce qui empêche le traitement des données. Or, l'affichage des résultats du post-traitement nécessite le *pipeline*. Pour cette raison, dans toutes nos simulations, les rayons cosmiques sont désactivés. Ce problème a depuis été corrigé par les concepteurs de MIRISim et du *pipeline*. Bien que n'ayant pas été testé, le post-traitement tel que présenté ici devrait à présent fonctionner correctement avec les rayons cosmiques activés.

Le bruit de Poisson Pour que les effets soient réintroduits de façon correcte, il est nécessaire que les rampes ne soient pas bruitées. Il est donc pris en charge par le post-traitement. La modélisation consiste en un tirage aléatoire suivant une distribution de Poisson du nombre de nouveaux photons acquis à chaque trame, autour d'une valeur de référence dépendant du flux de la source lumineuse observée.

8. *slitless* est la nomenclature du mode prisme n'utilisant pas de fente pour la diffraction, du spectromètre basse résolution de MIRI.

Pour plus de clarté dans le code, et plus de maîtrise en phase de développement et de tests, les trois effets seront ajoutés séparément, les uns après les autres. Le bruit de Poisson sera ajouté en dernier.

5.3.2 Algorithmique

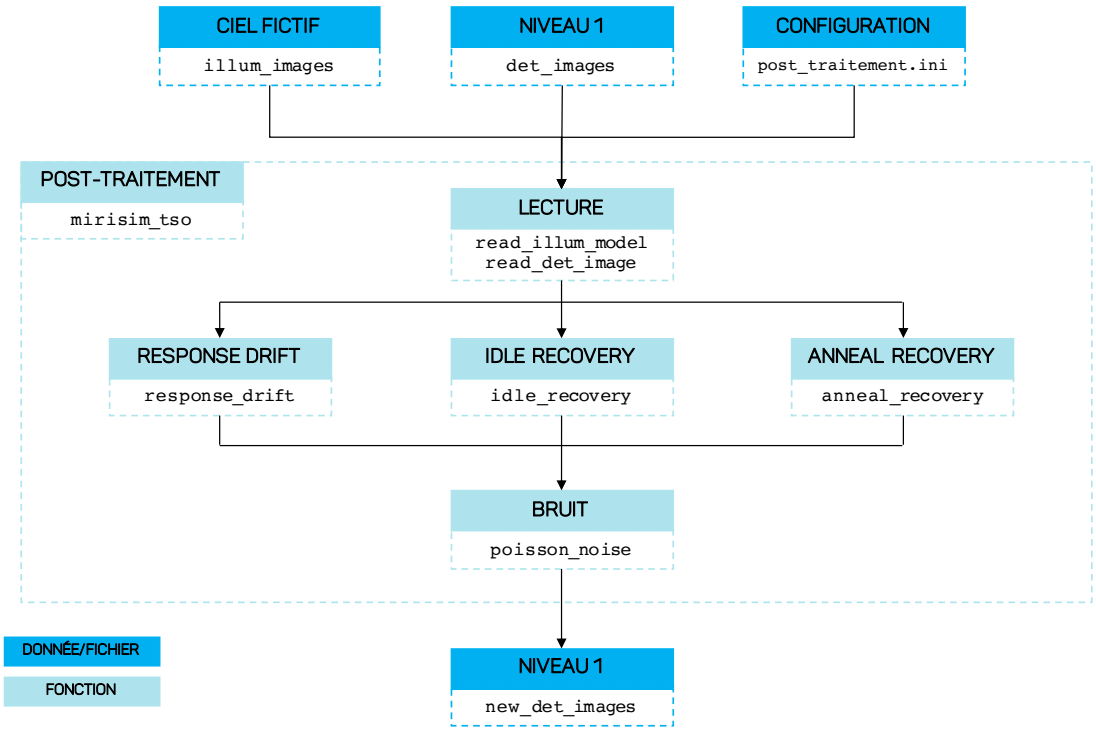


FIGURE 5.10 – Schéma d'architecture de principe du programme de post-traitement.

Le code développé pour le post-traitement, comme `exonoodle`, est un *package* Python. Il a besoin de trois fichiers pour fonctionner :

`post_traitement.ini` est le fichier de configuration. Il renseigne le nom de la simulation MIRISim à traiter, quels effets doivent être ajoutés, et quelles sont leurs propriétés (temps depuis le recuit ou durée de l'attente par exemple). Il est utile de pouvoir désactiver chacun des effets pour pouvoir analyser leur comportement indépendamment.

`det_images` est une image détecteur, générée par MIRISim, contenant une intégration (une rampe en DN) pour chacun des pixels du LRS. C'est dans cette image que sont intégrés les effets.

`illum_model` est le modèle d'illumination du détecteur. Il contient le flux en e^-/s théorique appliqué sur le détecteur, c'est à dire la vitesse d'accumulation du signal. Considéré constant pendant la durée de l'intégration, il est utilisé pour calculer les propriétés des effets qui dépendent du flux ; à savoir la dérive de la réponse, et la dissipation des phases d'attente.

La séquence d'observation Parmi les effets modélisés ici et réintroduits en post-traitement, les dissipations du recuit et des phases d'attente dépendent de la séquence d'observations choisie par les équipes de l'instrument. Dans le cas d'un recuit, pour savoir combien de temps s'écoule entre la fin de la manoeuvre et le début de l'observation. Connaître la fréquence des recuits permettra de savoir s'il y en aura un systématiquement avant l'observation ou pas. Dans le cas des phases d'attente, quelle est la longueur de cette phase avant de démarrer l'observation. Il n'existe pas encore de séquence systématique pour l'instant.

Les effets Pour chacun des effets, la fonction effectuant le calcul prend une rampe en entrée. Elle rend une autre rampe du même format. Afin de faciliter les modifications ultérieures, il est nécessaire que les effets soient considérés comme indépendants ; on ne doit alors pas calculer un effet à partir d'une rampe déjà corrigée d'un autre effet. Ainsi, la rampe rendue par le calcul de chaque effet doit correspondre à l'ajout ou au déficit (en DN) de signal dû à l'effet ([rampe avant correction] - [rampe après correction]). Les effets seront ensuite ajoutés les uns aux autres et à la rampe initiale en dehors des fonctions calculant les effets en eux-mêmes. Une fois la recombinaison opérée, il est possible de calculer le bruit de Poisson.

Parallélisation Afin de garder un temps de calcul raisonnable, il est nécessaire de paralléliser le calcul. C'est la raison pour laquelle tous les effets ne sont pas estimés par rapport à une image antérieure, mais en modifications absolues, avec t le temps depuis le début de l'exposition. De cette façon, chaque image peut être calculée indépendamment des autres. Afin de gagner en efficacité, l'image détecteur (`det_image`) est considéré comme une matrice à trois dimensions (deux dimensions de pixels et le temps sur une rampe). En adaptant toutes les autres variables à ce format, le calcul se fait entièrement en matriciel.

Formattage des données L'option la plus intuitive serait de rendre un fichier avec une exposition, contenant les N intégrations de l'observation. Il apparaît peu probable que ce soit le format de données retenu, puisque ce fichier contenant de l'ordre d'une dizaine d'heures d'observation, un ordinateur aurait beaucoup de difficultés (sinon une impossibilité) à le lire. Il est donc probable que l'exposition soit séparée en N/n fichiers contenant n intégrations. Dans notre cas, nous pouvons donc raisonnablement considérer N fichiers indépendants, qui seront éventuellement fusionnés *a posteriori*

selon le modèle de données choisi par le consortium. Il n'est donc pas nécessaire de modifier la façon dont MIRISim est lancé jusqu'à présent, en dehors de la désactivation des effets indésirables.

5.4 Résultats

L'ensemble des étapes de la création des observations synthétiques d'exoplanètes en transit avec MIRI-LRS est reporté Figure 5.11. En partant des propriétés et des spectres de l'étoile et de la planète, nous sommes à présent capable de fournir des images représentatives des performances de l'instrument en orbite, autant qu'il est possible de l'être.

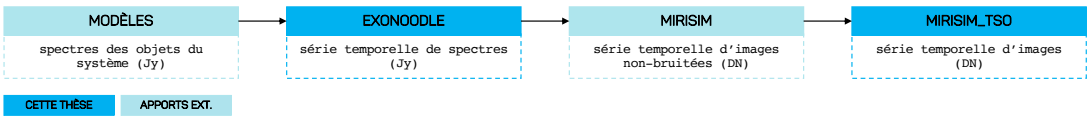


FIGURE 5.11 – Schéma d'illustration de l'ensemble des étapes de la création d'observations réalistes en série temporelle d'un système exoplanétaire.

5.4.1 Temps de dissipation des systématiques instrumentales

On peut alors étudier le temps de dissipation de chacune des systématiques instrumentales rajoutées aux données synthétiques de MIRISim. Il est intéressant de comparer les variations en fonction des différents paramètres jouant un rôle dans les amplitudes de chacun de ces effets. Une fenêtre de transit durant quelques heures, certains de ces effets ont de grandes chances de biaiser les mesures de transit soit en affectant l'évènement de transit lui-même, soit en faussant le calcul du flux en dehors du transit, qui sert de comparaison à la mesure de la profondeur du transit. Une partie de ces effets jouant de façon différente en fonction du niveau de flux, les longueurs d'ondes seront affectées différemment. En conséquence, une mauvaise prise en compte des systématiques dans les traitement de données peut, au mieux biaiser les paramètres de la planète, au pire distordre le spectre de la planète mesurée.

On peut constater qu'en utilisant les expressions précédentes (voir Équations 5.1, 5.6 et 5.8), s'approcher la valeur asymptote du flux attendu $\dot{S}_0$ peut être très long. En pratique, le flux évolue très peu et on peut considérer un effet comme complètement dissipé lorsque sa variation est plus petite que le bruit de poisson (voir Figure 5.12). C'est à dire quand l'intégrale de la différence de flux dû à l'effet entre le début et la fin de l'observation $S_{\text{dérive}}$ (zone en rose sur la Figure 5.12) est plus faible que le bruit de photon pendant l'observation.

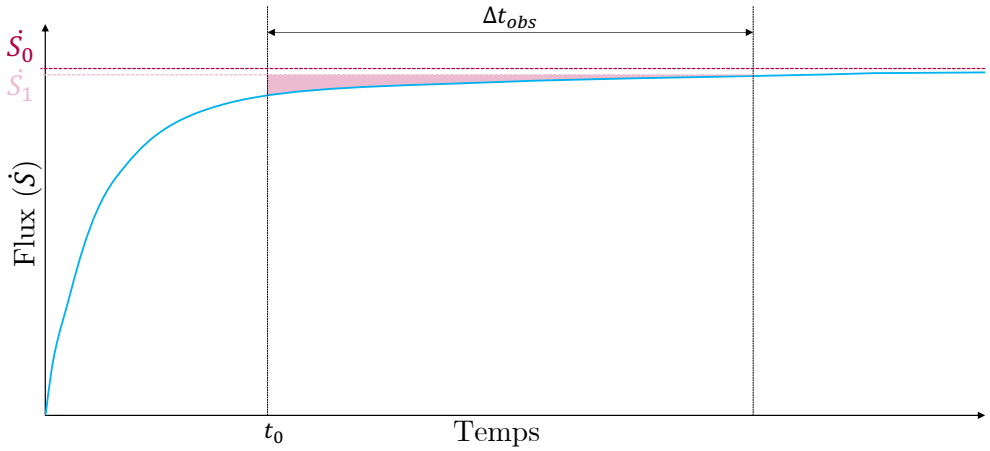


FIGURE 5.12 – Schéma d'illustration du critère de dissipation des effets, dans le cas de la dérive de la réponse. La courbe bleue représente l'évolution temporelle du flux affecté par la dérive. $\dot{S}_0$ est le flux théorique non affecté. $\dot{S}_1$ est le flux attendu à la fin de l'observation, Δt_{obs} est la durée de l'observation, ici la fenêtre de transit et t_0 est le temps du début de l'observation. La zone en rose est la différence d'intégrale entre $\dot{S} = \dot{S}_1$ et la courbe théorique (en bleu).

On peut exprimer le bruit de poisson S_{bruit} associé à $\dot{S}_1$ sur la durée de l'observation :

$$S_{\text{bruit}}(t_0) = \frac{\sqrt{\dot{S}_1 \times \Delta t_{\text{obs}} \times G}}{G}, \tag{5.11}$$

avec $G = 5{,}5\ \text{e}^-/\text{DN}$ le gain du détecteur. On cherche alors t_0 à partir duquel $S_{\text{bruit}}(t_0) > S_{\text{dérive}}$.

5.4.1.a La dérive de la réponse

On peut exprimer $\dot{S}_1$ (à $t = t_0 + \Delta t_{\text{obs}}$) dans le cas de la dérive de la réponse comme :

$$\dot{S}_1(t_0) = \dot{S}_0 + \left(a_1 \times e^{-\frac{t_0 + \Delta t_{\text{obs}}}{\alpha_1}} + a_2 \times e^{-\frac{t_0 + \Delta t_{\text{obs}}}{\alpha_2}} \right). \tag{5.12}$$

Son intégrale sur le temps d'observation (l'aire rose sur la Figure 5.12) est donc :

$$S_1(t_0) = \dot{S}_1(t_0) \times \Delta t_{\text{obs}}. \tag{5.13}$$

L'intégrale du signal affecté par la dérive de la réponse pendant l'observation (l'aire sous la courbe bleue de la Figure 5.12) s'écrit à partir de l'Équation 5.1, et donne :

$$S(t_0) = \int_{t_0}^{t_0 + \Delta t_{\text{obs}}} \dot{S}_0 + a_1 \times e^{-\frac{t}{\alpha_1}} + a_2 \times e^{-\frac{t}{\alpha_2}}\ \mathrm{d}t \tag{5.14}$$

$$S(t_0) = \dot{S}_0 \times \Delta t_{\text{obs}} + a_1.\alpha_1 \times e^{-\frac{t_0}{\alpha_1}} + a_2.\alpha_2 \times e^{-\frac{t_0}{\alpha_2}} - a_1.\alpha_1 \times e^{-\frac{t_0+\Delta t_{\text{obs}}}{\alpha_1}} - a_2.\alpha_2 \times e^{-\frac{t_0+\Delta t_{\text{obs}}}{\alpha_2}}. \quad (5.15)$$

On a donc $S_{\text{dérive}} = S_1(t_0) - S(t_0)$, l'aire rose sur la Figure 5.12, que l'on cherche à comparer au bruit de poisson S_{bruit} associé à $\dot{S}_1$ sur la durée de l'observation (Équation 5.11).

La dérive de la réponse dépend largement du niveau de flux appliqué sur le pixel. Il n'affecte que les flux modérés, en dessous de 5000 DN/s. C'est aussi l'effet qui a les temps de dissipation les plus longs.

5.4.1.b Le recuit

De façon analogue, on peut exprimer le flux à la fin de l'observation $\dot{S}_1(t_0)$ pour le recuit :

$$\dot{S}_1(t_0) = \dot{S}_0 + \left(b_1 \times e^{-\frac{t_0+\Delta t_{\text{obs}}+t_{\text{A}}}{\beta_1}} + b_2 \times e^{-\frac{t_0+\Delta t_{\text{obs}}+t_{\text{A}}}{\beta_2}}\right). \quad (5.16)$$

On a alors également $S_1(t_0) = \dot{S}_1(t_0) \times \Delta t_{\text{obs}}$, et l'intégrale de la courbe de recuit s'exprime :

$$S(t_0) = \dot{S}_0 \times \Delta t_{\text{obs}} + b_1.\beta_1 \times e^{-\frac{t_0+t_{\text{A}}}{\beta_1}} + b_2.\beta_2 \times e^{-\frac{t_0+t_{\text{A}}}{\beta_2}} - b_1.\beta_1 \times e^{-\frac{t_0+\Delta t_{\text{obs}}+t_{\text{A}}}{\beta_1}} - b_2.\beta_2 \times e^{-\frac{t_0+\Delta t_{\text{obs}}+t_{\text{A}}}{\beta_2}}. \quad (5.17)$$

On compare alors $S_{\text{recuit}} = S(t_0) - S_1(t_0)$ des Expressions 5.16 et 5.17 à S_{bruit} (voir Équation 5.11).

L'excès de signal dû au recuit du détecteur est un effet uniforme et son amplitude ne varie pas avec l'intensité du flux appliqué sur le détecteur. En revanche, sa contribution au signal total est plus ou moins significative.

5.4.1.c Les phases d'attente

De la même façon, on exprime le flux à la fin de l'observation $\dot{S}_1(t_0)$ pour les phases d'attente :

$$\dot{S}_1(t_0) = \dot{S}_0 + \left(c \times e^{-\frac{t_0+\Delta t_{\text{obs}}}{\gamma}}\right). \quad (5.18)$$

On a alors également $S_1(t_0) = \dot{S}_1(t_0) \times \Delta t_{\text{obs}}$, et l'intégrale de la courbe de dissipation de l'attente donne :

$$S(t_0) = \dot{S}_0 \times \Delta t_{\text{obs}} + c.\gamma \times e^{-\frac{t_0}{\gamma}} - c.\gamma \times e^{-\frac{t_0+\Delta t_{\text{obs}}}{\gamma}}. \quad (5.19)$$

On compare alors $S_{\text{attente}} = S(t_0) - S_1(t_0)$ des Expressions 5.18 et 5.19 à S_{bruit} (voir Équation 5.11).

	Dérive de la réponse	Dissipation des phases d'attente	Dissipation du recuit
20 DN/s	1 h	<10 s	25 min
500 DN/s	6 h	<10 s	7 min
4000 DN/s	10 min	1,6 h	1 min

TABLE 5.1 – Tableau reportant temps de dissipation des différents effets systématiques introduits, pour trois flux différents. D'après les Équations 5.15, 5.17 et 5.19.

L'amplitude de l'effet des phases d'attente dépend à la fois de l'intensité du flux appliqué sur le pixel, mais également de la durée de la phase d'attente.

5.4.1.d Résultats

Les expressions ci-dessus donnent donc une estimation du temps à partir duquel chaque effet peut être considéré comme négligeable devant le bruit de poisson. Ce temps correspond à combien de temps il faut attendre à partir du début de l'acquisition des données pour être sûr que la dérive soit stable pendant la fenêtre d'observation du transit. Les résultats pour trois niveaux de flux (faible à 20 DN/s, moyen à 500 DN/s et fort à 4000 DN/s) sont rapportés dans la Table 5.1

On remarque que l'effet significatif le plus longtemps est la dérive de la réponse, qui est le plus défavorable autour de 400 DN/s puis se dissipe de plus en plus rapidement jusqu'à devenir négligeable au delà de 5000 DN/s. La dissipation des phases d'attente est dissipé plus rapidement qu'une intégration entre 20 DN/s et 500 DN/s, et devient significative pour des flux forts. La dissipation du recuit ayant la même amplitude quel que soit le flux, son effet devient de moins en moins significatif lorsque le flux augmente.

5.4.2 Les observations synthétiques

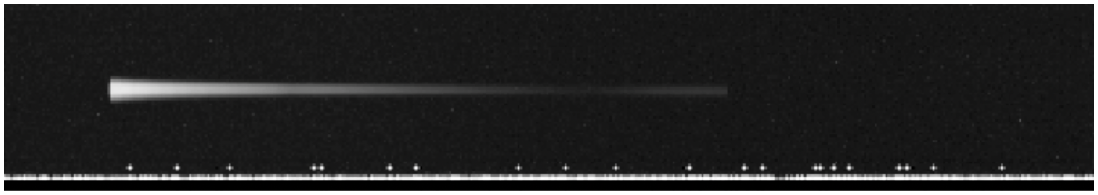
La Figure 5.13 montre deux exemples de `det_image`. La première (5.13a) est l'image créée par MIRISim avec les caractéristiques nécessaire à son post-traitement [9]. La seconde (Figure 5.13b) est l'image en sortie de post-traitement. Chacune des images fait 72 pixels de large par 416 pixels de long.

On peut nettement distinguer l'illumination laissée par le spectre, au milieu en blanc. Elle est plus intense vers la gauche de l'image, autour de 5 µm, puis diminue en avançant vers la droite jusqu'à disparaître à 11 µm. En effet, le spectre est dominé par la queue de la courbe de corps noir de l'étoile, qui diminue avec la longueur d'onde.

9. C'est à dire qu'elle n'inclut ni le bruit de Poisson, ni les rayons cosmiques, ni les effets de latences.

On remarque une rangée horizontale de pixels avec des valeurs différentes en bas de chacune des images. Il s'agit de pixels de références, servant à la calibration et au suivi d'effets systématiques du détecteur pendant le traitement des données. La ligne blanche au milieu est la lumière du spectre de l'étoile dispersé sur le détecteur ; autour en gris, le niveau de signal est le bruit de fond.

(a) Sortie de MIRISim (dernière trame)



(b) Sortie de post-traitement

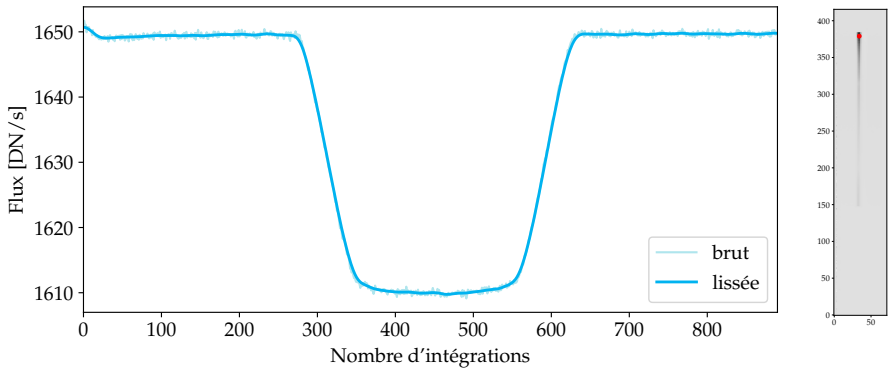
FIGURE 5.13 – Exemple d'image détecteur en sortie de MIRISim, et en sortie du post-traitement.

L'image seule ici n'a pas grand intérêt puisqu'il s'agit d'étudier l'évolution du spectre au cours du temps. Ces deux exemples sont des images tirées de la série temporelle simulée de WASP43-b. On peut alors suivre l'évolution de plusieurs pixels.

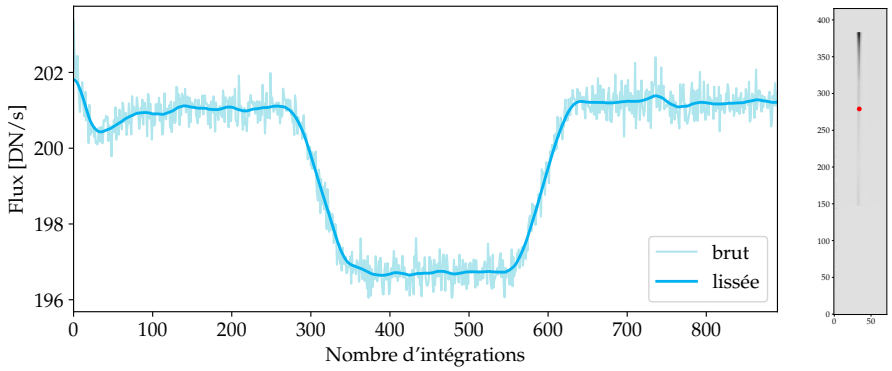
La Figure 5.14 représente le suivi de trois pixels différents du même jeu de données simulées. Chacun des pixels est représenté sur l'image à côté de la courbe brute (en bleu clair) et lissée (en bleu foncé).

Pixel brillant Le panneau 5.14a est le suivi du pixel le plus brillant de l'image. On remarque un fort signal sur bruit. Les effets systématiques sont peu visibles, en effet, le flux étant relativement fort, la dérive de la réponse est assez faible. On peut en revanche remarquer, au début de l'observation, la dissipation progressive de la phase d'attente auquel s'ajoute le signal du recuit.

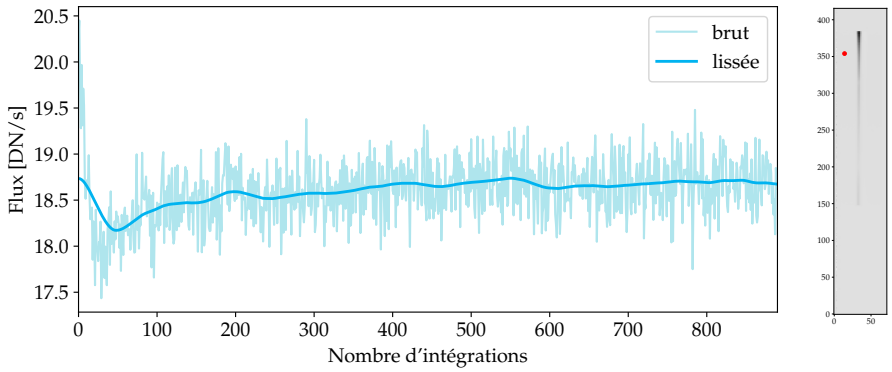
Pixel moyen Le panneau 5.14b suit un pixel au milieu du spectre, avec un flux moyen. On remarque alors de façon plus nette la présence du recuit, la phase d'attente étant déjà dissipée. La dérive de la réponse est également nettement visible, et son



(a) Flux fort



(b) Flux moyen



(c) Flux faible

FIGURE 5.14 – Résultats post-*pipeline* de l'évolution temporelle du flux mesuré sur différents pixels de l'image à différents ordres de grandeur de flux (Niveau 2A). L'emplacement des trois pixels suivis sont à côté de chacune des courbes correspondantes.

temps de dissipation est de l'ordre de grandeur du temps avant le transit. Il est donc probable que la profondeur de transit soit affectée par la présence de cet effet.

Bruit de fond Le panneau 5.14c correspond à un pixel hors du spectre, et donc marginalement illuminé. Le signal mesuré y est donc très faible. L'effet du recuit est visible, ainsi que la dérive de la réponse, de façon très nette. A flux faible, cette dérive a un temps de stabilisation très long.

On remarque bien que dans le cas des observations en spectroscopie, l'amplitude du signal de variation présent sur l'image est très grande, et il faut pouvoir traiter des informations de tous les ordres de grandeur de signal, étant affectés différemment par chaque systématique. C'est une des difficultés du traitement des données.

5.5 Utilisation des données simulées

5.5.1 Le data challenge JWST - ERS

La communauté du programme ERS pour les exoplanètes en transit, dont nous faisons partie, coordonne la préparation, les contributions et les observations du programme. Les observations utilisent les modes en séries temporelles des quatre instruments du JWST ayant été identifiés comme les plus adaptés pour ce type de sources, et vont observer les systèmes toutes les configurations géométriques possibles (transit, éclipse et courbe de phase). La préparation de la communauté comportera un *data-challenge* en deux temps : une première phase sur des données simulées, et une seconde avec des images réelles après la mise en service du télescope (Bean et al., 2018).

En particulier, le but de cette première phase du *data-challenge*, prévue pour la fin de l'année, est de fournir à la communauté des jeux de données représentatives autant que possible du comportement du télescope en orbite pour permettre à la communauté de se familiariser avec les données et tester différentes méthodes pour les réduire.

Dans ce cadre, les données synthétiques de MIRI-LRS seront fournies à l'aide de la méthode présentée ici.

5.5.2 CASCADe

Le programme Calibration of trAnsit Spectroscopy using CAusal Data (CASCADe) est une méthode de traitement de données développée par J. Bouwman dans le cadre du projet ExoplANETS-A [10]. Son objectif est, à partir de séries temporelles 1D ou 2D (pipeline niveau 2B et 2A respectivement, voir Figure 5.1), d'extraire le signal en enlevant

10. Documentation disponible à jbouwman.gitlab.io/CASCADe

les signaux corrélés, en utilisant un modèle causal [11]. On suppose que les systématiques instrumentales affectent tous les pixels de l'image de façon corrélée, et en identifiant ces corrélations, on peut isoler ces signaux. Ce modèle en « boîte noire » ne suppose pas de connaissance *a priori* sur le comportement et la forme des systématiques.

A partir de la série temporelles, CASCADe donne la profondeur de transit en fonction de la longueur d'onde ; c'est à dire le spectre en transmission de la planète. Le modèle utilisé pour ajuster la profondeur de transit est le modèle `BATMAN` (Kreidberg, 2015) (voir Section 4.1.1). On peut remarquer que cette méthode utilise l'hypothèse *dark-planet*, discutée dans le Chapitre 6. Dans le cadre d'ExoplANETS-A, ce programme a été utilisé pour des traitements de données Spitzer et HST-WFC3, permettant d'obtenir des caractéristiques affinées pour 80 planètes.

On souhaite ici étudier les performances de CASCADe avec des données MIRI-LRS, pour lequel des ajustements ont été nécessaire pour permettre le traitement des données. Le modèle de données et les perturbations instrumentales sont de nature différentes que les données traitées précédemment avec le programme. Dans ce cadre, nous avons généré une observation synthétique de WASP43-b avec la méthode de traitement présentée ici (voir Figure 5.10), qui ont été traité avec CASCADe. On compare alors les résultats obtenus avec le spectre en transmission initialement utilisé dans `exonoodle` pour créer les données.

Cette démarche a permis d'identifier et de corriger des erreurs d'implémentation dans l'adaptation du programme pour le traitement de données MIRI-LRS. La création des données synthétiques a été essentielle à cette étude de performance. Les tests sont toujours en cours, et contribuent encore à l'amélioration du programme.

11. Un modèle causal est un modèle qui fait l'hypothèse que des signaux corrélés ont une cause commune.

Chapitre 6

Conditions de validation de l'hypothèse 'dark-planet'

But star-gazing is not science. The entrance to astronomy is through mathematics. You must make up your mind to steady and earnest work. You must be content to get on slowly if you only get on thoroughly.

Maria Mitchell, *Maria Mitchell : Life, Letters, and Journals* (1896)

Lors du traitement de données d'observations d'exoplanètes en transit, les courbes de lumières sont modélisées en utilisant une expression paramétrique, comme celle introduite par Mandel & Agol (2002). Dans ces modèles, il est courant de considérer le flux de l'étoile constant pendant la fenêtre de transit, et le flux de la planète négligeable (*dark-planet* - planète noire). C'est cette dernière hypothèse qui nous intéresse plus particulièrement ici.

Nous avons commencé cette étude de façon empirique en utilisant `exonoodle` pour créer des observations synthétiques de transit incluant la courbe de phase de l'exoplanète, pour un échantillon de 17 planètes. Nous avons ensuite analysé ces données simulées avec l'hypothèse de *dart-planet*. Nous avons constaté que cette hypothèse pouvait introduire un biais significatif dans la détermination de la profondeur de transit de certaines exoplanètes. Nous avons alors cherché à interpréter ces résultats et pour cela nous avons développé un modèle analytique. Ce travail a donné lieu à un article accepté dans *The Astronomical Journal* (Martin-Lagarde et al., 2020). Le texte ci-après est une traduction augmentée de ce papier qui ne suit pas l'ordre chronologique de la recherche mais commence par présenter le modèle analytique.

L'hypothèse de *dart-planet* a été discutée par Kipping & Tinetti (2010), considérant que la présence d'une émission du côté nuit de la planète pouvait influencer la mesure

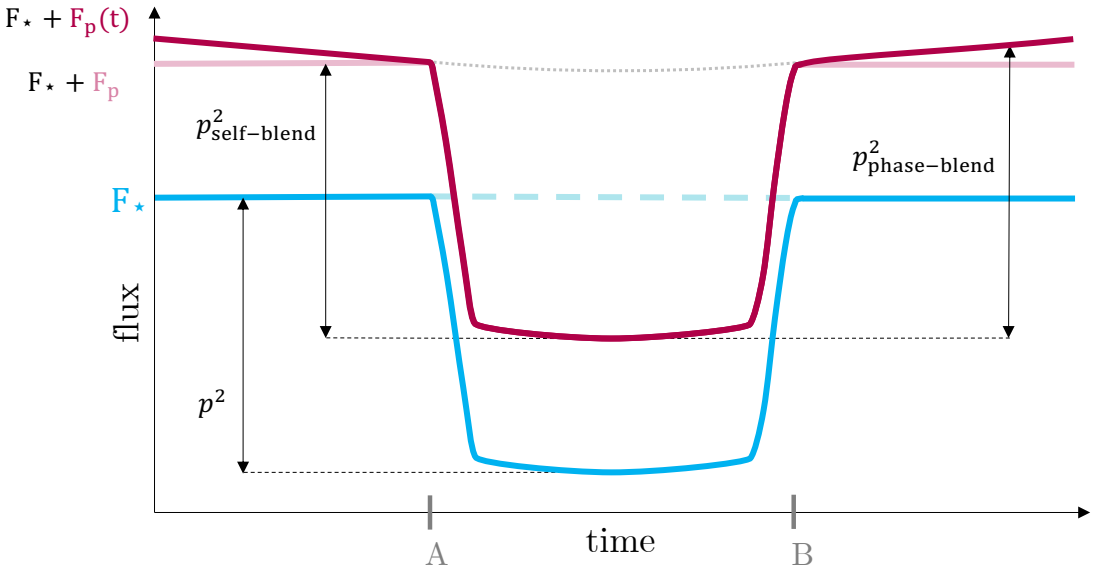


FIGURE 6.1 – Représentation schématique d'une courbe de transit avec (en rouge) et sans (en bleu) la prise en compte d'une contribution de la planète au flux du système. En rouge clair la contribution constante de la planète par Kipping & Tinetti (2010) et en rouge foncé la contribution variable traitée ici (Martin-Lagarde et al., 2020).

de la profondeur de transit. Dans leur étude, ils considèrent, comme pour l'étoile, un flux constant de la planète, c'est à dire que l'extérieur du transit est plat (*flat out-of-transit*). La conséquence principale de la présence d'une émission constante non négligeable de la planète est une dilution de la profondeur apparente du transit (Équation 6.1 et Figure 6.1), nommée *self-blend* par les auteurs. La profondeur de transit apparente $p^2_{\text{self-blend}}$ devient :

$$p^2_{\text{self-blend}} = \frac{F_\star}{F_\star + F_\text{p}} p^2 \qquad \text{avec} \qquad p^2 = \frac{R_\text{p}}{R_\star} \tag{6.1}$$

Avec $R_\star$, $F_\star$ le rayon et le flux de l'étoile, R_p, F_p le rayon et le flux de la planète respectivement et p^2 la profondeur géométrique du transit, pour une planète qui n'émet aucun flux (voir Figure 6.1). Ils ont montré que cette dilution peut être de l'ordre de $\sim$ 100 ppm pour certaines exoplanètes observées dans l'infrarouge moyen. Cette contribution est donc significative pour certaines des observations actuelles et futures.

Ici, nous proposons d'aller plus loin, et de considérer les variations du flux de la planète dues à sa rotation, et au fait qu'elle présente différentes faces à l'observateur selon sa position le long de son orbite : la courbe de phase. On explore l'impact des deux effets, la présence du flux de la planète introduit par Kipping & Tinetti (2010) et sa variabilité due à la courbe de phase, sur des observations simulées d'un échantillon de planètes avec l'instrument MIRI du JWST. Comme pour le reste de cette thèse, on se concentre sur le mode spectroscopique à basse résolution « sans fente » (MIRI-LRS),

ici en particulier sur les courbes blanches [1]. En effet, des erreurs dans l'analyse des courbes blanches peuvent causer un biais ou une tendance parasite dans l'interprétation du spectre en transmission, en particulier si cette courbe blanche est utilisée pour corriger des effets systématiques instrumentaux ou calculer les paramètres du système qui ne dépendent pas de la longueur d'onde (Tsiaras et al., 2016).

6.1 Etude analytique

On peut estimer analytiquement le biais sur la profondeur de transit, due à l'hypothèse de *dark-planet* ; c'est à dire négliger la présence de la courbe de phase en émission et en réflexion de la planète.

6.1.1 Formulation analytique

La modulation de la courbe de phase peut être approximée par une fonction étagée [2] sur trois intervalles, avec comme valeurs le flux moyen avant, pendant (entre A et B) et après le transit (voir Figure 6.2). D'après les Équations 4.3, 4.4 et 4.12 et en

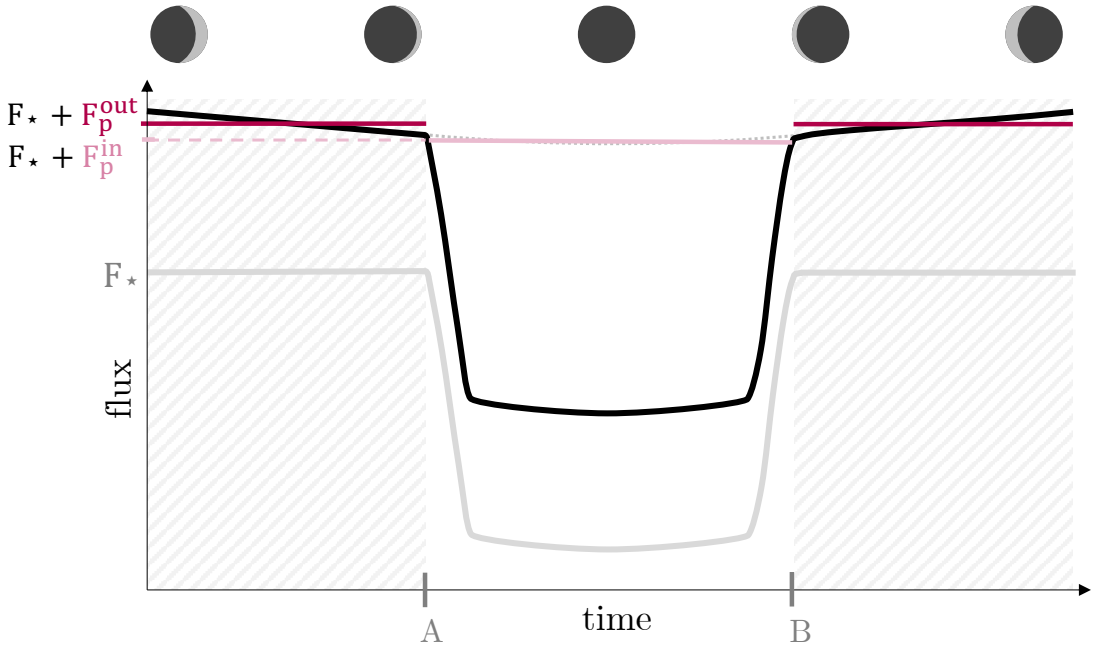


FIGURE 6.2 – Représentation schématique d'une courbe de transit incluant le courbe de phase de la planète (en noir). Les flux moyens en dehors (rayé) et pendant le transit sont représentés en rouge foncé et clair respectivement. Une illustration des phases de la planète est présente au dessus. La courbe de transit de l'hypothèse *dark-planet* est représenté en gris clair.

1. Les courbes blanches (ou *white curves*) sont les courbes intégrées sur toutes les longueurs d'onde
2. Une fonction étagée (ou *step function*) est une fonction constante par morceaux.

considérant $\Delta\varphi = 0$, on définit les intégrales suivantes :

$$\begin{aligned}\mathcal{F}_{\text{jour}}(\varphi_1, \varphi_2) &= \frac{F_{\text{jour}}}{\varphi_2 - \varphi_1} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \frac{1 - \cos(\varphi)}{2} \mathrm{d}\varphi \\ &= \frac{F_{\text{jour}}}{2} \left(1 - \frac{\sin(\varphi_2) - \sin(\varphi_1)}{\varphi_2 - \varphi_1}\right)\end{aligned} \tag{6.2}$$

$$\begin{aligned}\mathcal{F}_{\text{nuit}}(\varphi_1, \varphi_2) &= \frac{F_{\text{nuit}}}{\varphi_2 - \varphi_1} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \frac{1 + \cos(\varphi)}{2} \mathrm{d}\varphi \\ &= \frac{F_{\text{nuit}}}{2} \left(1 + \frac{\sin(\varphi_2) - \sin(\varphi_1)}{\varphi_2 - \varphi_1}\right).\end{aligned} \tag{6.3}$$

Avec φ l'angle entre la ligne de visée et la position de la planète sur son orbite (voir Section 4.4.2). En utilisant à nouveau la symétrie de la courbe de phase $\Delta\varphi = 0$, on peut écrire le flux moyen dans, et en dehors du transit F_{p}^{in} et $F_{\text{p}}^{\text{out}}$ comme :

$$F_{\text{p}}^{\text{in}} = \mathcal{F}_{\text{jour}}\left(0, \frac{\Phi_{1-4}}{2}\right) + \mathcal{F}_{\text{nuit}}\left(0, \frac{\Phi_{1-4}}{2}\right) \tag{6.4a}$$

$$F_{\text{p}}^{\text{out}} = \mathcal{F}_{\text{jour}}\left(\frac{\Phi_{1-4}}{2}, m\Phi_{1-4}\right) + \mathcal{F}_{\text{nuit}}\left(\frac{\Phi_{1-4}}{2}, m\Phi_{1-4}\right), \tag{6.4b}$$

où $\Phi_{1-4} = 2\pi(T_{1-4}/P)$ est l'angle de phase associée à la durée du transit (entre A et B sur la Figure 6.2 avec P la période orbitale). m est un paramètre qui permet de définir la durée d'observation en dehors du transit. Lorsque $m = 1$, cette durée est égale à la durée du transit. Ici, on choisit $m = 1{,}25 = 5/4$. On peut alors expliciter ces expressions en utilisant les Équations 6.2 et 6.3 :

$$F_{\text{p}}^{\text{in}} = \frac{F_{\text{jour}} + F_{\text{nuit}}}{2} - \frac{F_{\text{jour}} - F_{\text{nuit}}}{2} \frac{\sin\left(\frac{\Phi_{1-4}}{2}\right)}{\frac{\Phi_{1-4}}{2}} \tag{6.5a}$$

$$F_{\text{p}}^{\text{out}} = \frac{F_{\text{jour}} + F_{\text{nuit}}}{2} - \frac{F_{\text{jour}} - F_{\text{nuit}}}{2} \frac{\sin(m\Phi_{1-4}) - \sin\left(\frac{\Phi_{1-4}}{2}\right)}{\left(m - \frac{1}{2}\right)\Phi_{1-4}}. \tag{6.5b}$$

On peut remarquer que les Équations 6.5 ci-dessus donnent, au premier ordre, l'approximation de Kipping & Tinetti (2010) :

$$F_{\text{p}}^{\text{in}} \approx F_{\text{p}}^{\text{out}} \approx F_{\text{nuit}} \tag{6.6}$$

On donne ici une approximation pour la différence de flux $F_{\text{p}}^{\text{out}} - F_{\text{p}}^{\text{in}}$ en remplaçant les fonctions sinus par leur développement de Taylor du 3ème ordre :

$$F_{\text{p}}^{\text{out}} - F_{\text{p}}^{\text{in}} \approx \left(F_{\text{jour}} - F_{\text{nuit}}\right) \frac{m(2m+1)}{24} \Phi_{1-4}^2. \tag{6.7}$$

La fonction étagée simplifiée décrivant le flux de la planète peut alors être réécrite :

$$F_{\text{p}}(\varphi) = F_{\text{p}}^{\text{out}}(1 - \Gamma(\varphi)), \tag{6.8}$$

avec

$$\Gamma(\varphi) = \begin{cases} \frac{F_{\mathrm{p}}^{\mathrm{out}} - F_{\mathrm{p}}^{\mathrm{in}}}{F_{\mathrm{p}}^{\mathrm{out}}} & \text{pendant le transit} \\ 0 & \text{en dehors du transit} \end{cases}. \tag{6.9}$$

Le flux total du système s'écrit donc :

$$F_{\text{système}} = F_{\star}(1 - \Lambda_{\star}(\varphi)) + F_{\mathrm{p}}^{\mathrm{out}}(1 - \Gamma(\varphi)), \tag{6.10}$$

et peut se normaliser par :

$$\tilde{F}_{\text{système}} = \frac{F_{\text{système}}}{F_{\star} + F_{\mathrm{p}}^{\mathrm{out}}} = 1 - \frac{F_{\star}}{F_{\star} + F_{\mathrm{p}}^{\mathrm{out}}}\Lambda_{\star}(\varphi) - \frac{F_{\mathrm{p}}^{\mathrm{out}}}{F_{\star} + F_{\mathrm{p}}^{\mathrm{out}}}\Gamma(\varphi). \tag{6.11}$$

Le flux normalisé peut alors se réécrire :

$$\tilde{F}_{\text{système}} = 1 - \Lambda_{\text{système}}(\varphi), \tag{6.12}$$

avec

$$\Lambda_{\text{système}}(\varphi) = \frac{F_{\star}}{F_{\star} + F_{\mathrm{p}}^{\mathrm{out}}}\Lambda_{\star}(\varphi) + \frac{F_{\mathrm{p}}^{\mathrm{out}}}{F_{\star} + F_{\mathrm{p}}^{\mathrm{out}}}\Gamma(\varphi). \tag{6.13}$$

Ici, $\Lambda_{\text{système}}(\varphi)$ représente la fraction occultée du système. On remarque alors que $\Lambda_{\text{système}} = \Lambda_{\star}$ si le flux de la planète est nul. On peut alors conclure que, dans un cas réel, l'hypothèse de *dark-planet* induit un biais dans la profondeur de transit mesurée (d'après les Équations 6.9 et 6.13) :

$$p^2_{\text{biaisé}} = \frac{F_{\star}}{F_{\star} + F_{\mathrm{p}}^{\mathrm{out}}}p^2 + \frac{F_{\mathrm{p}}^{\mathrm{out}} - F_{\mathrm{p}}^{\mathrm{in}}}{F_{\star} + F_{\mathrm{p}}^{\mathrm{out}}}. \tag{6.14}$$

On peut séparer les deux contributions au biais induit par la présence de la courbe de phase de la planète :

$$(\Delta p^2)_{\text{self-blend}} = -\frac{F_{\mathrm{p}}^{\mathrm{out}}}{F_{\star} + F_{\mathrm{p}}^{\mathrm{out}}}p^2 \tag{6.15a}$$

$$(\Delta p^2)_{\text{phase-blend}} = \frac{F_{\mathrm{p}}^{\mathrm{out}} - F_{\mathrm{p}}^{\mathrm{in}}}{F_{\star} + F_{\mathrm{p}}^{\mathrm{out}}}. \tag{6.15b}$$

Le premier terme (Équation 6.15a) est le *self-blend* de la planète, introduit par Kipping & Tinetti (2010). La profondeur de transit a tendance à être sous-estimée à cause du *self-blend* lorsqu'on utilise l'hypothèse de *dark-planet*, qui entraîne un « écrasement » de la courbe normalisée. Le second terme vient de la variation du flux de la planète avec la phase orbitale de la planète, que nous avons introduit ici. Le *phase-blend* diminue l'effet du *self-blend* et peut même conduire à une sur-estimation de la profondeur de transit. En reprenant les notations de la Figure 6.1, on a $p^2_{\text{self-blend}} \leqslant p^2 \leqslant p^2_{\text{phase-blend}}$.

6.1.2 Dépendance aux différentes caractéristiques du système

On peut estimer le biais sur la profondeur de transit d'une exoplanète en fonction des différentes caractéristiques du système. En considérant le flux de l'étoile et de la planète comme des émissions de corps noir, $F \propto R^2 B_\lambda(T)$, où λ est la longueur d'onde effective couverte par l'instrument, en négligeant l'albedo de la planète, et en considérant $F_{\mathrm{p}}^{\mathrm{out}} \ll F_\star$, on obtient :

$$(\Delta p^2)_{\text{self-blend}} \approx -\frac{B_\lambda(T_{\text{nuit}})}{B_\lambda(T_{\text{eff}})}\left(\frac{R_{\mathrm{p}}}{R_\star}\right)^4 \tag{6.16a}$$

$$(\Delta p^2)_{\text{phase-blend}} \approx \frac{m(2m+1)}{24}\frac{B_\lambda(T_{\text{jour}}) - B_\lambda(T_{\text{nuit}})}{B_\lambda(T_{\text{eff}})}\left(\frac{R_{\mathrm{p}}}{R_\star}\right)^2\left(\frac{T_{1-4}}{P}\right)^2. \tag{6.16b}$$

Pour les observations en infrarouge moyen, le spectre peut être approché, la plupart du temps, par l'expression de Rayleigh-Jeans, $B_\lambda(T) \propto T$. A partir des Équations 2.3b et 2.3a, on démontre que $T_{\text{jour}},\ T_{\text{nuit}} \propto T_{\text{irr}}$. On peut alors écrire :

$$(\Delta p^2)_{\text{self-blend}} \approx -C_{\text{night}}\sqrt{\frac{R_\star}{a}}\left(\frac{R_{\mathrm{p}}}{R_\star}\right)^4 \tag{6.17a}$$

$$(\Delta p^2)_{\text{phase-blend}} \approx C_{\mathrm{m}} C_{\text{day}}\sqrt{\frac{R_\star}{a}}\left(\frac{R_{\mathrm{p}}}{R_\star}\right)^2\left(\frac{T_{1-4}}{P}\right)^2, \tag{6.17b}$$

avec

$$C_{\text{nuit}} = (1 - A_{\mathrm{B}})^{\frac{1}{4}}\left(\frac{\varepsilon}{4}\right)^{\frac{1}{4}} \tag{6.18a}$$

$$C_{\text{jour}} = (1 - A_{\mathrm{B}})^{\frac{1}{4}}\left[\left(\frac{2}{3} - \frac{5}{12}\varepsilon\right)^{\frac{1}{4}} - \left(\frac{\varepsilon}{4}\right)^{\frac{1}{4}}\right] \tag{6.18b}$$

$$C_{\mathrm{m}} = \frac{m(2m+1)}{24}. \tag{6.18c}$$

Ces expressions permettent d'estimer facilement les effets de *self-blend* et *phase-blend* en fonction des paramètres de l'étoile et de la planète.

6.2 Expérience avec des courbes de lumières simulées

On propose maintenant une étude sur un échantillon de 17 planètes, afin de valider la démarche analytique précédente pour laquelle nous avons considéré que l'impact de la prise en compte du flux de la planète se traduisait uniquement en termes de biais sur la profondeur de transit et pas sur d'autres paramètres, comme par exemple la durée du transit. Le but ici est d'analyser des courbes de transit simulées prenant en compte la courbe de phase, avec une méthode classique, faisant l'hypothèse d'une *dark-planet*.

6.2.1 La sélection des planètes

Nous avons sélectionné un échantillon de 17 planètes dont la période orbitale s'étale de 0,7 j à 8,5 j, correspondant à un demi-grand axe de 0,014 AU à 0,077 AU. Ce domaine couvre respectivement 80 % et 90 % de la population des exoplanètes en transit connues aujourd'hui [3]. La plupart des planètes de l'échantillon sont des *jupiters chauds* ; il inclut également deux *super-Terres*, une tiède (GJ1214-b) et une chaude (55Cnc-e). Elles sont représentées en Figure 6.3

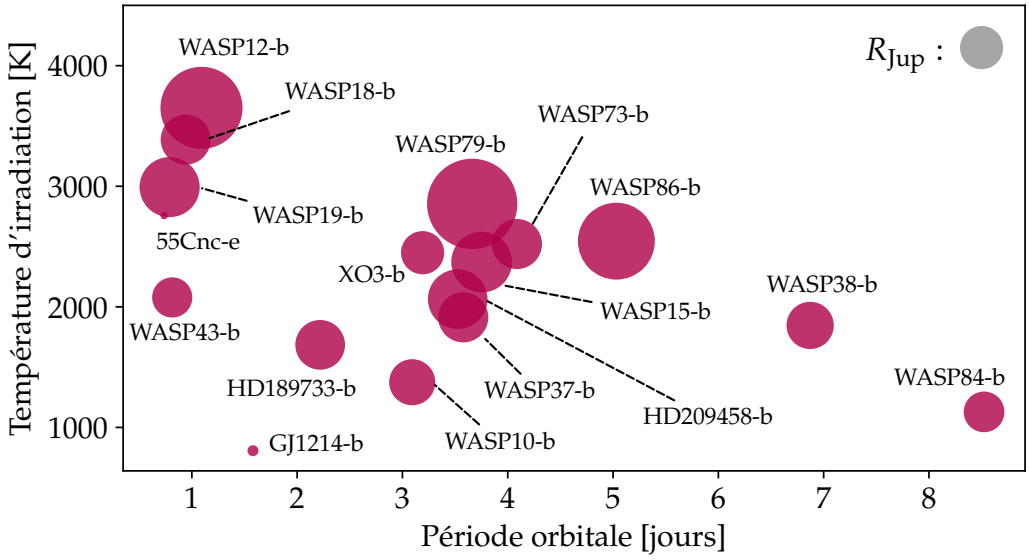


FIGURE 6.3 – Graphique représentant les températures d'irradiation de toutes les planètes de l'étude en fonction de leur période orbitale. La taille des points correspond au rayon de la planète (Rayon de Jupiter pour référence.)

Pour chacune des planètes, on peut obtenir dans la littérature :

- Sa masse ($\mathrm{M_p}$ en $\mathrm{M_{Jup}}$),
- Son rayon ($\mathrm{R_p}$ en $\mathrm{R_{Jup}}$),
- Sa période orbitale (P en j),
- L'inclinaison de son orbite (i en $^\circ$),
- Sa distance à la Terre (d en pc),
- La masse de son étoile ($\mathrm{M_\star}$ en $\mathrm{M_\odot}$),
- Le rayon de son étoile ($\mathrm{R_\star}$ en $\mathrm{R_\odot}$),
- La temperature effective de son étoile ($\mathrm{T_{eff}}$ en K),
- La métallicité de son étoile (Fe/H),
- Le coefficient de gravité de son étoile ($\log g$).

3. D'après les informations du catalogue exoplanet.eu, au 31 mars 2020 : exoplanet.eu

A partir de ces paramètres, on peut compléter en calculant :

— Le demi-grand axe de son orbite (en AU),

$$a = \sqrt[3]{\left(\frac{T}{2.\pi}\right)^2 GM_\star} \tag{6.19}$$

— Le paramètre d'impact de sa trajectoire apparente (en $\mathrm{R}_\star$),

$$b = \frac{a \cos i}{R_\star} \tag{6.20}$$

— Sa température d'irradiation (en K),

$$T_{\text{irr}} = T_\star \times \sqrt{\frac{R_\star}{a}} \tag{6.21}$$

— Ses températures de jour et de nuit ($\mathrm{T}_{\text{jour}}(A, \varepsilon)$ et $\mathrm{T}_{\text{nuit}}(A, \varepsilon)$ en K) - voir Équations 2.3b et 2.3a.

Une partie du travail a consisté, pour chacune de ces planètes, à trouver ces paramètres, en s'assurant de garder une cohérence entre les différentes valeurs lorsque plusieurs estimations étaient disponibles dans la littérature. Les valeurs de ces paramètres, pour chacunes des planètes, sont reportées en Annexe C. Il est alors possible, à l'aide des caractéristiques du système, de créer les observations synthétiques des courbes de lumières blanches.

6.2.2 Générer les courbes de lumière

On utilise `exonoodle` pour générer des courbes de lumières synthétiques (voir Chapitre 4). Les spectres des étoiles sont tirés d'une librairie de spectre `PHOENIX` (Baraffe et al., 2015). Ces spectres sont catalogués par température effective (T_{eff}), gravité de surface ($\log g$) et métallicité ($\mathrm{Fe/H}$), et les spectres vus depuis la Terre sont calculés en utilisant le facteur de dilution $(R_\star/d)^2$. Les exoplanètes sont modélisés comme deux demi-sphères avec chacune une émission de corps noir correspondant à la température du côté jour et du côté nuit. En effet, la majorité des planètes étudiées ici sont verrouillées par les effets de marées ; elles ont donc une temperature moyenne constante différente côté jour $\mathrm{T}_{\text{jour}}(A, \varepsilon)$ et côté nuit $\mathrm{T}_{\text{nuit}}(A, \varepsilon)$ (voir Équations 2.3b et 2.3a). Ces températures dépendent de l'albédo A, et de l'efficacité de circulation dans l'atmosphère de la planète ε ; ces deux paramètres sont très peu contraints, à cause du manque de données observationelles.

Dans nos simulations, nous avons considéré $A = 0{,}3$, qui est une valeur typique pour des *jupiters chauds* (Mallonn et al., 2019), et $\varepsilon = 0{,}5$, qui est une valeur moyenne de la plage de variation, de 0 à 1.

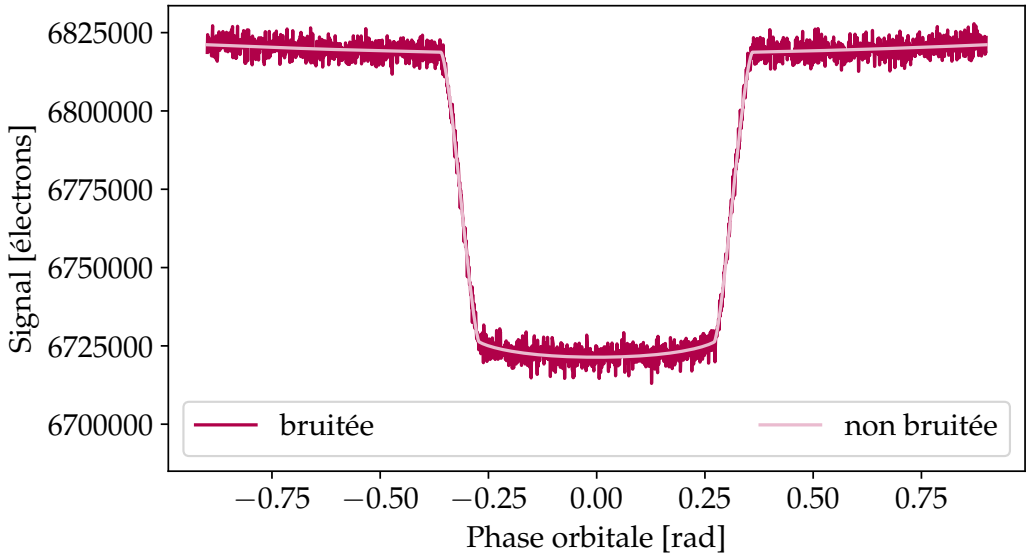


FIGURE 6.4 – Exemple d'observation synthétique de la courbe de lumière, ici pour WASP12-b. La courbe claire est la courbe de lumière théorique ; la courbe foncée considère le bruit de photon.

Nous avons calculé les séries temporelles spectrales sur une fenêtre de transit de $\Delta t_{\mathrm{obs}} = 2.5 \times T_{1-4}$ avec une cadence de 12,35 s. Pour modéliser le transit, les coefficients d'assombrissement centre-bords sont calculés en utilisant `ExoTETHyS` (Morello et al., 2020a,b). Tous les spectres sont multipliés par la conversion γ/e^- de MIRI-LRS (Kendrew et al., 2015) puis intégré sur les longueurs d'onde d'observation de l'instrument et la durée d'une rampe. Les flux intégrés sont multipliés par la surface collectrice et l'efficacité de transmission du télescope. Ces opérations donnent une courbe blanche en e^- auquel on ajoute le bruit de photon sous la forme d'une distribution de Poisson. Les courbes blanches ainsi bruitées sont les observations synthétiques qu'on utilisera par la suite, dont on trouve un exemple en Figure 6.4.

6.2.3 Méthode d'ajustement des courbes synthétiques

L'ajustement Afin d'extraire les paramètres du système exoplanétaire ayant créé une observation, on procède à un ajustement des données. On choisit un modèle qui, à partir des paramètres d'ajustements choisis, nous donne la courbe correspondant aux données. Le but est de comparer l'observation avec ce que donne un modèle paramétrique, et d'explorer l'espace des paramètres pour trouver ceux qui donnent le meilleur accord entre le modèle et les points observés. Il est généralement nécessaire de faire plusieurs centaines, voir milliers, d'itérations avant de trouver les bons paramètres. Le modèle choisi doit donc être particulièrement efficace, et il est nécessaire d'avoir accès

à une machine de calcul pour que l'ajustement prenne un temps raisonnable.

Les paramètres Le but ici étant d'être représentatif des études d'une courbe de transit, nous avons donc ajusté ces observations synthétiques en utilisant des courbes de transit générées avec `pylightcurve` (Tsiaras et al., 2016). Ce modèle ne prend pas en compte l'émission ni la réflection de la planète, comme il est habituel pour l'étude d'exoplanètes en transit. Les paramètres libres pour l'ajustement sont :

- La profondeur de transit
$$p^2 = \left(\frac{R_\mathrm{p}}{R_\star}\right)^2, \tag{6.22}$$
- Le paramètre d'impact
$$b = \frac{a}{R_\star}\cos(i), \tag{6.23}$$
- La durée du transit (Kipping, 2010)
$$T_0 = \frac{P}{\pi}\arcsin\left(\frac{\sqrt{1-b^2}}{\frac{a}{R_\star}\sin(i)}\right), \tag{6.24}$$
- Le décalage du temps de mi-transit (qui prend en compte de potentielles erreurs dans les éphémérides),
- Le facteur de normalisation (Valeur du flux constant hors-transit).

Ces paramètres sont ceux habituellement utilisés dans les études de photométrie de transit (par exemple Beaulieu et al. (2011); Morello (2018); Vanderspek et al. (2019); Shporer et al. (2020)) ou des observations de courbes blanches (comme celles de Sing et al. (2015); Tsiaras et al. (2018)). Remarquons qu'ici, on estime avoir une connaissance parfaite des coefficients d'assombrissement centre-bords, pour éviter trop de dégénérescences entre les paramètres. Cette hypothèse est plutôt réaliste pour les observations en infrarouge moyen, comme c'est le cas pour nos observations simulées de JWST/MIRI (Magic et al., 2014; Morello et al., 2017). Nous avons également procédé à des tests d'ajustements en fixant tous les paramètres ci-dessus, à l'exception de la profondeur de transit et du facteur de normalisation.

La méthode Afin d'explorer efficacement l'espace des paramètres, nous commençons l'ajustement avec une simple minimisation au moindre carré [4] pour obtenir une estimation préliminaire des valeurs des paramètres. Avec ce résultat, on peut utiliser `emcee` [5] (Foreman-Mackey et al., 2013) en prenant 40 marcheurs aléatoires avec 2×10^5 itérations chacun. Chacun des marcheurs est initialisé avec une position aléatoire dans

4. La méthode des moindre carrés est une méthode d'analyse par régression, pour approcher des données avec un modèle en minimisant la somme des carrés des résidus (soustraction entre le modèle et les observations).

5. L'outil `emcee` de Foreman-Mackey et al. (2013) est l'implémentation en Python d'une exploration de l'espace des paramètres par marche aléatoire MCMC.

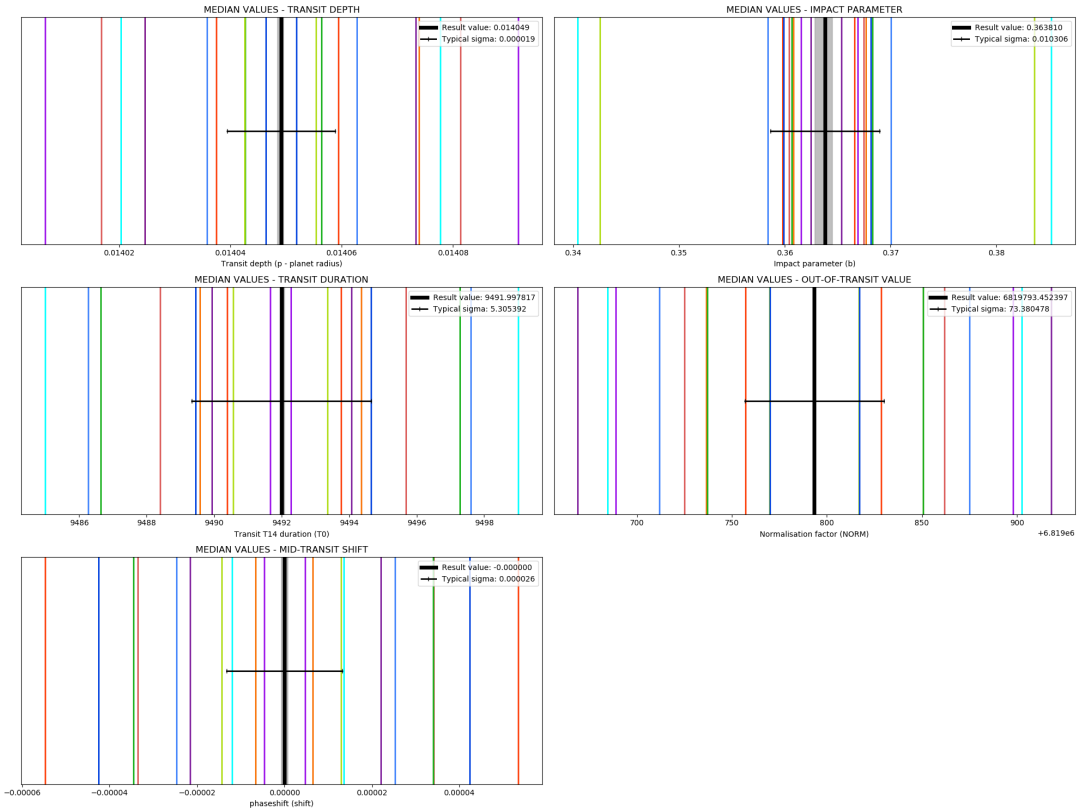


FIGURE 6.5 – Meilleur ajustement des paramètres du système de WASP19 avec 10 réalisations de bruit, ajoutés et soustraits. Les résultats de chaque paire sont tracés de la même couleur. La ligne noire épaisse est la moyenne des résultats compensés deux-à-deux des 10 tirages de bruit ; l'aire grise autour de cette ligne contient tous les résultas compensés deux-à-deux. La barre d'erreur moyenne à 1σ de toutes les réalisation de bruit sont affichées pour comparaison, comme un σ typique.

l'espace des paramètres, proche de la solution des moindres carrés. Les résultats de l'ajustement sont les médianes des chaînes de solutions des cinq paramètres. Les barres d'erreurs sont définies par la différence entre les 84e et les 16e centiles à la médiane.

6.2.4 Discussion sur la dispersion statistique due au bruit

Afin d'éliminer les biais induits par la composante aléatoire du bruit de Poisson, et qui serait spécifique à une réalisation particulière de ce bruit, on applique le bruit deux fois : une première fois en ajoutant le tirage de bruit à la courbe, et une seconde fois en le soustrayant. En prenant la moyenne des médianes des deux distributions obtenues, on obtient les paramètres « purs », indépendant de la forme du bruit spécifique à une observation.

La Figure 6.5 montre les résultats d'ajustement de la courbe de WASP19-b avec 10 tirages de bruits, ajouté et soustrait, générant 20 configuration au total. Chacun des meilleurs ajustement est dispersé sur un large intervalle, comparable avec les barres d'erreurs statistiques. Les moyennes deux-à-deux des résultats sont très proches. Leur dispersion représente une très petite fraction des barres d'erreurs respectives (barre horizontale noire) ; si bien que, sur la Figure 6.5, la zone grise comprenant toutes ces valeurs n'est pas toujours visible, masquée par le trait noir vertical.

6.3 Etude comparative des simulations avec le modèle analytique

6.3.1 Comparaison des résultats

La Figure 6.6 montre les différences entre le meilleur ajustement, et la vraie valeur de la profondeur de transit pour les systèmes étudiés. On note des biais significatifs ($\gtrsim 3\sigma$) pour 5 planètes. Dans trois cas (WASP12-b, WASP18-b et WASP19-b), la profondeur de transit ajustée est surestimée, suggérant que le *phase-blend* est dominant sur le *self-blend*. On remarque que ces planètes sont celles avec la plus grande température d'irradiation, et donc le plus grand contraste jour/nuit. Toutes les trois ont aussi des périodes orbitales inférieures à 1 j. Dans les deux autre cas (HD189733-b et HD209458-b) la profondeur de transit est sous-estimée, signe que l'effet dominant est le *self-blend*. Ces deux planètes sont des *jupiters chauds* classiques avec pour période orbitale 2,2 j et 3,5 j, respectivement. On ne compte pas de différences significatives pour les valeurs de profondeur de transit obtenues avec 5 ou 2 paramètres libres (voir Section 6.2.3). Les seules différences notables sont pour WASP37-b (17 ppm) et WASP43-b (9 ppm) ce qui, du reste, représente moins de la moitié de leurs erreurs respectives. Les barres d'erreur sont de 6 % à 17 % plus petites pour les ajustements à 2 paramètres. Cela est dû au fait que moins il y a de paramètres libres, moins il y a de dégénérescences entre paramètres.

Les estimations analytiques obtenues avec l'Équation 6.14 sont en excellent accord avec les résultats des ajustements, toujours à l'intérieur des 0,65σ. La différence médiane entre les résultats d'ajustement et analytique est inférieure à 1 ppm.

La Figure 6.7 montre la différence entre le meilleur résultat d'ajustement et les vraies valeurs pour deux autres paramètres libres : le paramètre d'impact et la durée du transit. Pour certaines planètes, avec un biais significatif sur la profondeur de transit, le paramètre d'impact et la durée du transit sont aussi biaisées, mais à moins de 2σ. De manière générale, ces paramètres ne présentent pas de biais significatifs, ce qui montre que le biais est principalement reporté sur la profondeur de transit. Dans les cas où le biais sur la profondeur de transit n'est pas significatif, les autres paramètres ne sont

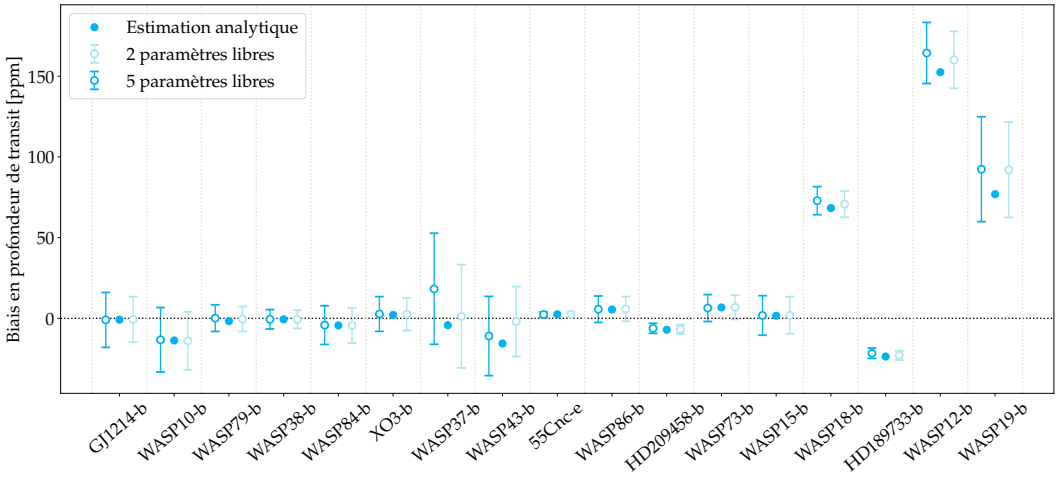


FIGURE 6.6 – Différences entre le résultat de l'ajustement et la vraie valeur de la profondeur de transit, obtenus avec 5 (bleu, cercles creux) et 2 (bleu clair, cercles creux) paramètres libres, comme décrit dans la Section 6.2.3. Les barres d'erreur sont les 1σ statistiques obtenus avec les ajustement MCMC. Les prédictions analytiques de l'Équation 6.14 donc également reportées (bleu, cercles pleins).

pas affectés non plus. Ceci justifie l'hypothèse que nous avions prise pour l'approche analytique, à savoir que seule la profondeur de transit présente un biais.

6.3.2 Exploration de la variation en ε

La Figure 6.8 présente le biais attendu sur la profondeur de transit pour chacune des planètes, avec différentes valeurs d'efficacité de circulation. Pour $\varepsilon = 1$, l'énergie thermique est redistribuée efficacement sur toute la planète, de sorte qu'il n'y a pas de différence de température entre le côté jour et le côté nuit. Dans ce cas, seul le *self-blend* joue un rôle, et on remarque bien que la profondeur de transit est sous-estimée. Au contraire, si $\varepsilon = 0$, l'énergie thermique ne circule pas et reste sur du côté jour. Le contraste jour/nuit est alors maximal et le *phase-blend* domine sur le *seld-blend*, ce qui conduit à sur-estimer la profondeur de transit. Le biais sur la profondeur de transit est une fonction monotone en ε, ce qui peut être démontré à l'aide des Équations 2.3b et 2.3a. La Figure 6.9 montre la variation du biais de la profondeur de transit en fonction de l'efficacité de circulation pour le système de WASP12-b, qui a la variation la plus large entre les deux cas $\varepsilon = 0$ et $\varepsilon = 1$.

On peut remarquer sur la Figure 6.8 des intervalles très différents délimités par les cas extrêmes, et donc que les systèmes exoplanétaires n'ont pas tous la même sensibilité à ce paramètre. On identifie sept planètes pour lesquelles les biais observés sont statistiquement significatifs, ($> 3\sigma$) pour $\varepsilon = 0$ ou $\varepsilon = 1$. Par ordre décroissant de la

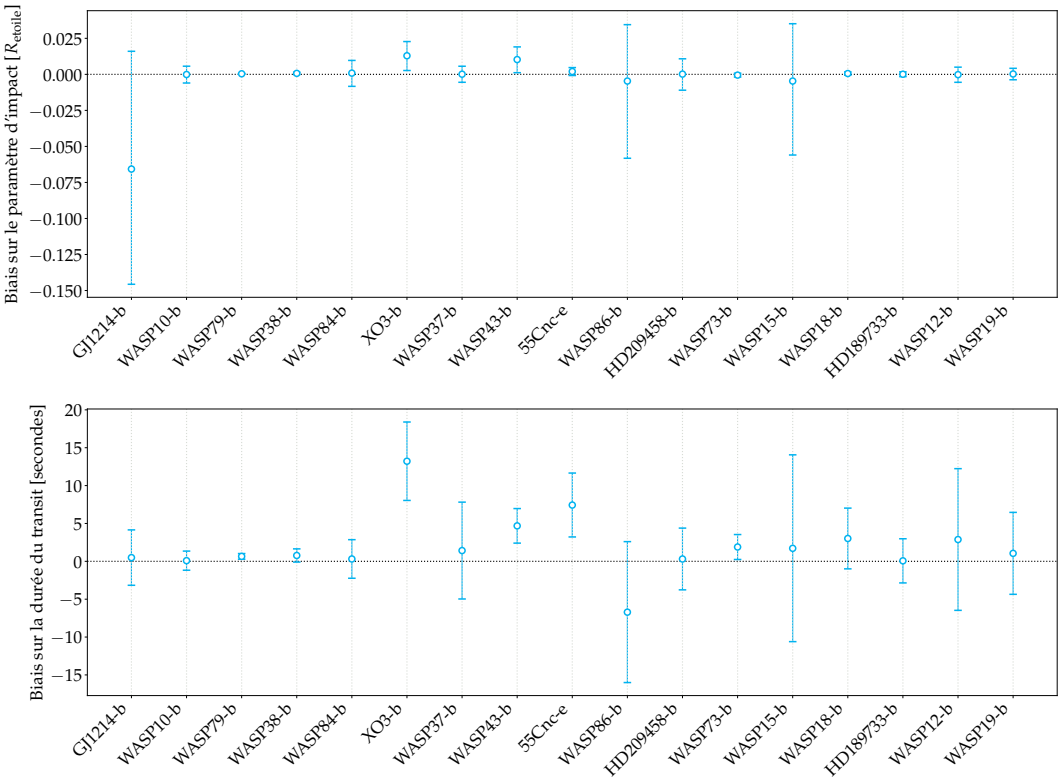


FIGURE 6.7 – Différences entre le résultat de l'ajustement et la vraie valeur du paramètre d'impact et de la durée du transit, obtenus avec 5 paramètres libres (bleu, cercles creux), comme décrit dans la Section 6.2.3. Les barres d'erreur sont les 1σ statistiques obtenus avec les ajustements MCMC.

valeur absolue du biais maximal, on a WASP12-b, WASP19-b, WASP18-b, WASP43-b, HD189733-b, WASP79-b, et HD209458-b. Cinq de ces planètes étaient déjà identifiées comme ayant des biais détectables à $\varepsilon = 0{,}5$. Les trois premières planètes présentent des intervalles très assymétriques, avec des biais positifs allant de 230 ppm à 550 ppm pour $\varepsilon = 0$, et des biais négatifs de 20 ppm à 100 ppm pour $\varepsilon = 1$. À l'inverse, WASP43-b présente un intervalle quasi-symétrique, le biais potentiel allant de -110 ppm à 150 ppm. On peut finalement remarquer que HD189733-b a une plus grande probabilité de présenter un biais négatif, l'intervalle prédit étant de -60 ppm à 30 ppm.

6.3.3 Corrélations avec des paramètres du système

La Figure 6.10 représente comment le biais théorique sur la profondeur de transit, pour $\varepsilon = 1$ et $\varepsilon = 0$, est corrélé avec les paramètres du système selon les Équations 6.17a et 6.17b, respectivement. On note que les corrélations sont bonnes et per-

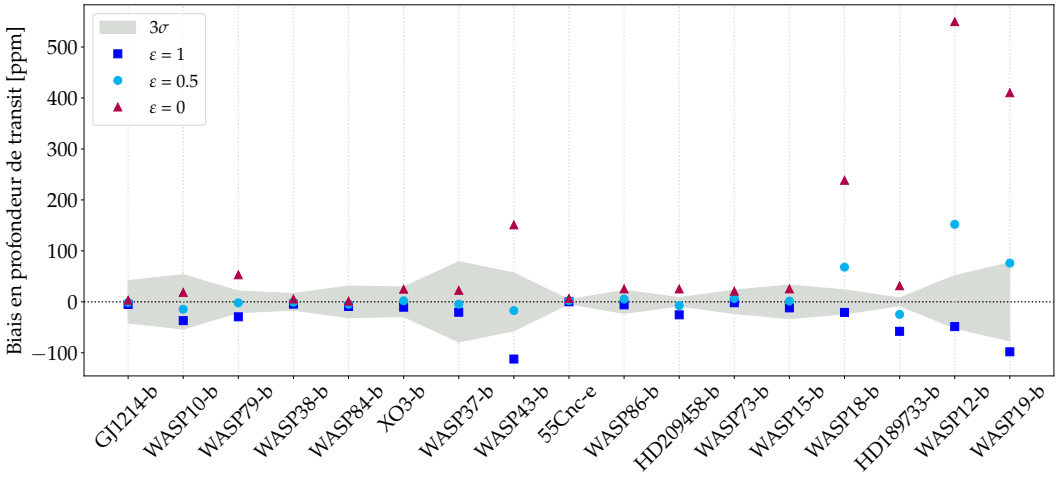


FIGURE 6.8 – Estimations analytique du biais sur la profondeur de transit avec différentes valeurs d'efficacité de circulation : $\varepsilon = 0$ (triangles rouges), $\varepsilon = 0{,}5$ (ronds bleus), $\varepsilon = 1$ (carrés bleu foncés). Les régions en gris représentent les erreurs estimées à 3σ.

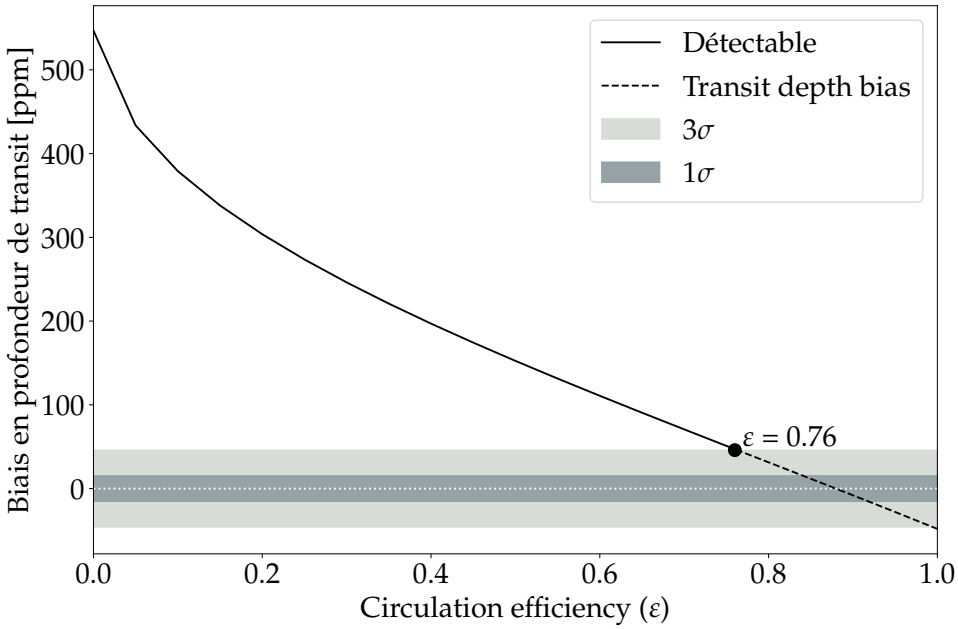


FIGURE 6.9 – Prédictions du biais sur la profondeur de transit en fonction de ε pour WASP12-b. Les régions en gris représentent les erreurs à 1σ et 3σ.

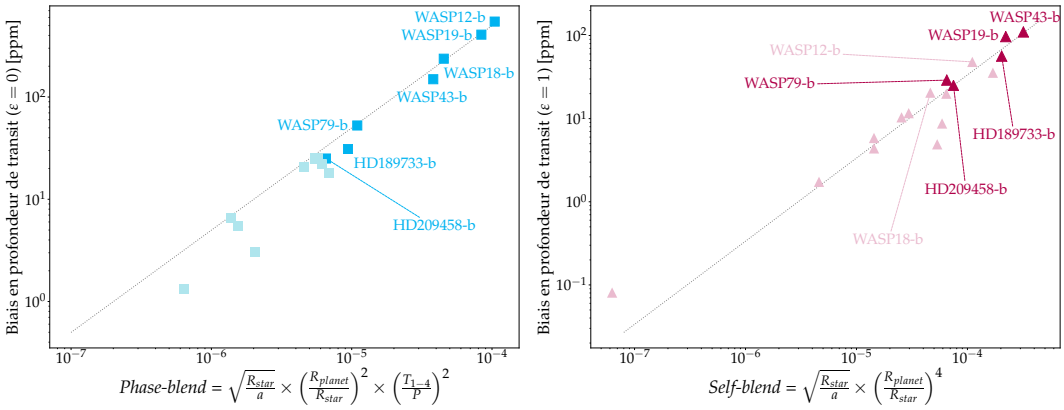


FIGURE 6.10 – *Gauche :* Biais estimé de la profondeur de transit avec $\varepsilon = 0$ en fonction du facteur de corrélation du *phase-blend*. *Droite :* Biais estimé de la profondeur de transit avec $\varepsilon = 1$ en fonction du facteur de corrélation du *self-blend*. Les planètes pour lesquelles le biais prédit est supérieur à 3 σ sont plus foncés. La courbe de régression linéaire passant par zéro est affichée en pointillé gris.

mettent d'obtenir un ordre de grandeur du biais possible. Les facteurs de proportionnalités sont $\sim$ 0,34 (Équation 6.17a) et $\sim$ 5 (Équation 6.17b) pour des observations sur les longueurs d'ondes couvertes pas JWST-MIRI. Les points qui dévient le plus des corrélations linéaires tracées ici sont les planètes les plus froides, pour lesquelles l'approximation de Rayleigh-Jeans devient trop grossière. On peut cependant remarquer que le biais prédit pour ces planètes est en dessous des limites de détection. Le point en dessous de 10^{-7} n'a pas beaucoup de sens ici, puisque la valeur est comparable avec la précision numérique du calcul d'`exonoodle`.

6.3.4 Correction à l'aide d'un continuum polynomial

Nous avons exploré la possibilité que l'effet du *phase-blend* puisse être réduit lors de la réduction de donnée utilisant une approche de paramètrisation polynomiale pour enlever les effets instrumentaux systématiques. Cette approche équivaut à modéliser la courbe de phase de l'exoplanète de la même façon qu'une modulation de la sensibilité du détecteur (Todorov et al., 2014; Morello, 2018; Teachey & Kipping, 2018; Teachey et al., 2020).

Dans certains cas, la variance des résidus obtenus avec une référence constante peut excéder celle du bruit de photon jusqu'à 6 %. Dans ces cas, la présence de bruit corrélés peut être révélée grâce à des tests simples, comme l'analyse de la variance des résidus groupés (*binned*) en fonction de la taille des groupes (*bins*). À noter qu'il n'est pas rare d'obtenir plus de bruit corrélés à partir des transits observés par les télescopes HST et Spitzer, probablement du fait du traitement imparfait des systématiques

Nom	Constante		Quadratique		ΔBIC	Prédit		
	Bias	1-σ	Bias	1-σ		Self	Phase	Total
WASP12-b	+164	19	-39	29	+58/+102	-47	+200	+152
WASP19-b	+77	33	-73	47	+15/+7	-80	+172	+92
WASP43-b	-11	25	-74	34	-8/-6	-79	+64	-15
WASP38-b	-1	6	-3	9	-16/-17	-3	+2	-1

TABLE 6.1 – Comparaison des performances d'ajustement entre les modèles plat et quadratique, pour une sélection de simulation : le biais sur la profondeur de transit mesuré et l'erreur à 1σ (en ppm) pour les deux configuration, et le $\Delta\text{BIC} = \text{BIC}_{\text{constante}} - \text{BIC}_{\text{quadratique}}$. Les deux valeurs de ΔBIC se rapportent aux simulations avec le bruit ajouté ou soustrait, respectivement (voir Section 6.2.4). Les *self-*, *phase-blend* et biais total sont aussi rapportés (voir Équations 6.15a et 6.15b).

instrumentales (Ingalls et al., 2016; Tsiaras et al., 2018).

La variance des résidus obtenus avec un continuum quadratique est moins grande ou équivalente à celle obtenue avec une référence constante (continuum plat), grâce à deux paramètres supplémentaires. Le critère d'information bayésien (BIC, Schwarz (1978)) est communément utilisé pour sélectionner le meilleur modèle pour ajuster les données :

$$\text{BIC} = n \log \sigma_{\text{res}}^2 + k \log n, \tag{6.25}$$

où σ_{res}^2 est la variance des résidus, n est le nombre de points de donnée et k est le nombre de paramètres libres dans le modèle. La base quadratique est privilégiée seulement si elle obtient un BIC plus faible. On note que le second terme de l'Équation 6.25 est une pénalité pour un modèle ayant un plus grand nombre de paramètres libres.

La Table 6.1 compare les résultats avec les bases constante et quadratique pour quatre simulations. La valeur du ΔBIC est positive lorsque le modèle quadratique doit être préféré. Il apparaît qu'une base quadratique réduit de manière significative le biais dû au *phase-blend*, et donne une mesure de la profondeur de transit principalement affectée par le *self-blend*. Les barres d'erreur correspondantes sont $\sim 50\,\%$ plus grandes que celles obtenues avec le continuum plat, à cause des dégénérescence entre les paramètres supplémentaires du modèle. Pour les deux cas avec les courbes de phases les plus amples (WASP12-b et WASP19-b), le modèle quadratique est favoriser d'après le BIC. Il est intéressant de remarquer que pour WASP43-b, la solution avec la base constante est préférée, bien que présentant un *phase-blend* significatif à $\sim 2{,}5\sigma$. À noter également que, même si le biais dû au *phase-blend* est inférieur à 1σ avec une seule visite, sa significativité peut augmenter en considérant une moyenne pondérée des meilleurs ajustement sur plusieurs observations.

6.4 Discussion

Le télescope Spitzer a observé quelques dizaines de courbes de phase d'exoplanètes. La majorité d'entre elles a été observée avec l'instrument InfraRed Array Camera (IRAC) en utilisant deux filtres en bande large à 3,6 µm et 4,5 µm. Les courbes de phases de trois exoplanètes ont été observées avec Spitzer-IRAC à 8 µm. Le télescope HST a observé le spectre de la courbe de phase d'au moins trois planètes en utilisant la WFC3 dans les longueurs d'onde 1,1 µm à 1,7 µm.

Les mesures fiables de l'efficacité de circulation sont rares. Les quelques mesures obtenues donnent des estimations de ε très diverses, par exemple Schwartz et al. (2017) rapporte des valeurs allant de $\varepsilon = 0{,}01$ pour l'atmosphère de WASP18-b à $\varepsilon = 0{,}69$ pour celle de HD189733-b. Schwartz & Cowan (2015) donne aussi des valeurs plus hautes, jusqu'à $\varepsilon = 1$ pour certaines planètes, en s'appuyant principalement sur des observations d'éclipses en infrarouge et courbes de phase en visible.

Il est donc très difficile d'avoir une bonne estimation du biais *a priori*. Cependant, il est possible de calculer le biais attendu pour les valeurs extrêmes de ε pour évaluer si les effets décrits ici peuvent être significatifs. Cette vérification peut être importante dans deux situations :

1. pendant la préparation d'une proposition d'observation, pour éventuellement éviter de couvrir uniquement le transit si les biais introduit en ignorant la courbe de phase peuvent être significatifs ;
2. au cours de l'analyse des observations de transit photométriques ou spectroscopiques, pour évaluer le risque de mauvaise interprétation des résultats, et éventuellement choisir un modèle de transit plus complet pour l'ajustement des données.

Le calcul d'estimation analytique présent ici est implémenté dans le sous-*package* `ExoTETHyS.BOATS` du *package* `ExoTETHyS`, qui est un ensemble d'outil permettant de faciliter les traitement de données de transits exoplanétaires (Morello et al., 2020b).

Chapitre 7

Conclusions et perspectives

Cette thèse participe à la préparation des traitements de données des observations d'exoplanètes en transit avec le JWST-MIRI. Les défis ouverts par les précisions renouvelées des nouveaux télescopes, et les recherches de signatures de plus en plus fines dans l'atmosphère des exoplanètes sont nombreux.

Dans ce cadre, `exonoodle` permet de générer des séries temporelles de spectres d'un système exoplanétaire en transit, en prenant en compte l'émission de la planète. Des modèles complets permettent d'anticiper les signatures recherchées et évaluer les performances des instruments plus précisément. En particulier, les signatures fines des atmosphères d'exoplanètes sont souvent noyées dans les bruits instrumentaux. A ce titre, l'étude de l'hypothèse *dark-planet* permet d'identifier les observations pour lesquelles la courbe de phase a un effet significatif dans l'observation du transit, et risquerait au mieux d'être confondue avec une systématique instrumentale, au pire entraîner des distorsions du spectre dans le traitement des données. La création de données synthétiques réalistes permet de tester et d'affiner les techniques de traitement de données, et dans le cadre de *data-challenges*, de confronter la communauté à des données formatées de la même façon que les produits du télescope et avec les formes des systématiques instrumentales attendues.

Le code `exonoodle` est stable, et sa publication dans le Journal of Open-Source Software marquera son lancement officiel. Il a déjà été présenté à de nombreuses reprises et reçu avec intérêt. En particulier, `exonoodle` n'est pas utilisable uniquement dans le cadre de MIRI-LRS. En effet si les contributions sont données au programme dans une autre gamme de longueur d'onde, il est peut être utile pour la préparation des observations ARIEL ou des autres instruments du JWST. Des additions progressives sont prévues dans les prochains mois, en particulier la prise en en compte d'un gradient longitudinal de température de la planète, l'ajout de planètes dans le système, l'élargissement à des orbites non-circulaires, etc.

Pour l'hypothèse *dark-planet*, dans le futur, il sera possible d'explorer des stratégies pour réduire le biais sur la profondeur de transit si plus d'information est disponible, par exemple s'il existe des observations de l'éclipse. Un étude sur la dépendance en longueur d'onde de ce biais et pas seulement les courbes blanches traitées dans cette thèse, et sur les conséquences dans l'interprétation des spectres exoplanétaires est en cours de publication (Morello et al. *in prep*).

Même si les performances finales ne seront connues qu'après la mise en service du télescope, on peut avoir une bonne idée en exploitant les données des modèles de tests pour se préparer autant que possible. La procédure de création des données synthétiques MIRI-LRS dans le cadre des observations en séries temporelles est actuellement utilisée pour mettre au point et évaluer les performances de CASCADe. Dans la continuité, des jeux de données seront fabriqués et distribués dans le cadre du *data-challenge* ERS. Nous serons ainsi prêts pour le lancement du JWST en octobre 2021.

Le rendez-vous suivant pour la communauté des exoplanètes est le lancement de la mission ARIEL en 2029. La démarche développée ici, de simulations de données réalistes de l'instrument, comprenant l'étude et la modélisation d'effets détecteurs à partir de tests en laboratoire, sera également appliquée à ARIEL. Une thèse sur ce sujet démarre dans l'équipe en octobre 2020.

Les prochaines années s'annoncent florissantes pour l'étude de l'atmosphère des exoplanètes avec le JWST et ARIEL, accompagnés de la mise en service d'instruments complémentaires au sol à haute résolution spectrale de plus en plus performants, en particulier dans l'infrarouge.

Annexes

Annexe A

Publications et Conférences

Liste des publications

— Morello G., Claret, A., **Martin-Lagarde M.**, Cossou C., Tsiaras, A., Lagage P.-O., ExoTETHyS : Tools for Exoplanetary Transits around host stars, The Journal of Open Sourcs Software, 2020 , 10.21105/joss.01834

— Morello G., Claret, A., **Martin-Lagarde M.**, Cossou C., Tsiaras, A., Lagage P.-O., ExoTETHyS : Tools for Exoplanetary Transits around host stars, The Astronomical Journal, 2020, 10.3847/1538-3881/ab63dc

— **Martin-Lagarde M.**, Morello G., Lagage P.-O., Gastaud R., Cossou C., Phase-curve pollution of exoplanet transit depths, The Astronomical Journal, 2020, 10.3847/1538-3881/abac09

— **Martin-Lagarde M.**, Cossou C., Gastaud R., ExoNoodle : A Python package for spectral time-series of transiting exoplanets, The Journal of Open Sourcs Software, 2020, Soumis

— Hébrard, G., Diaz, R. F., Correia, A. C. M., Collier Cameron, A., Laskar, J., Pollacco, D., Almenara, J. -M., Anderson, D. R., Barros, S. C. C., Boisse, I., Bonomo, A. S., Bouchy, F., Boue, G., Boumis, P., Brown, D. J. A., Dalal, S., Deleuil, M., Demangeon, O., Doyle, A. P., Haswell, C. A., Hellier, C., Osborn, H., Kiefer, F., Kolb, U. C., Lam, K., Lecavelier des Etangs, A., Lopez, T., **Martin-Lagarde M.**, Maxted, P., McCormac, J., Nielsen, L. D., Palle, E., Prieto-Arranz, J., Queloz, D., Santerne, A., Smalley, B., Turner, O., Udry, S., Verilhac, D., West, R., Wheatley, P. J., Wilson, P. A., Discovery and characterization of the exoplanets WASP-148b and c. A transiting system with two interacting giant planets, Astronomy & Astrophysics, 2020, 10.1051/0004-6361/202038296

Autres communications

— **Martin-Lagarde M.**, Lagage P.-O., Gastaud R., Coulais A., Cossou C., Morello G., Generating JWST transiting exoplanet time series data-set, European Plane-

tary Science Conference (2018). - Poster

— **Martin-Lagarde M.**, Lagage P.-O., Gastaud R., Coulais A., Cossou C., Dicken D., Creating realistic synthetic observations of transiting exoplanets with JWST introducing instrumental systematics, Extreme Solar Systems 4 (2019). – Poster
— Morello G., Tremblin, P., Danielski, C., **Martin-Lagarde M.**, Gastaud R., Dicken D., Lagage P.-O., The strange chemistry of the Dr. Dayside and Mr. Nightside, Extreme Solar Systems 4 (2019). – Poster
— **Martin-Lagarde M.**, Lagage P.-O., Gastaud R., Coulais A., Cossou C., Dicken D., Simulating observations of transiting exoplanets with JWST/MIRI including instrumental systematics, European Planetary Science Conference (2019). – Oral
— Morello G., Danielski, C., Tremblin, P., **Martin-Lagarde M.**, Dicken D., Lagage P.-O., Ultra-short period planets : opportunities and challenges for phase-curve spectroscopy, European Planetary Science Conference (2019). - Oral
— Morello G., **Martin-Lagarde M.**, Cossou C., Tsiaras, A., Lagage P.-O., ExoTETHyS : Tools for Exoplanetary Transits around Host Stars, European Planetary Science Conference (2019). - Poster

Annexe B

ExoNoodle

```
[exonoodle]
nb_proc = 4
folder = "output"
time = 0.5  # rad
time_sampling = 370
t_min = 0  # rad
t_max = 0.2  # rad

[observation]
wave_min = 3
wave_max = 11
dwave = 0.006
wave_unit = micron

[star]
name = WASP-43a
spectral_type = K7
spectral_file = DATA/Wasp43_star_microJy.fits
mass = 0.713
radius = 0.66
temperature = 4536.0
distance = 80.0
LD_file = Data/WASP43_LDCs_A100.txt
LD_coeff = 0.2, 0.5
LD_method = quadratic

mass_unit = solMass
radius_unit = solRad
temperature_unit = K
distance_unit = pc

[planet]
name = WASP-43b
mass = 2.029
radius = 1.034
absorption_file = DATA/HotJupiter_Absorption_Clear.dat
day_temperature = 1712.0
day_emission_file = DATA/W43b_Fix_NoTiO_NoClouds_Long+000_model_3um0.dat
night_temperature = 830.0
night_emission_file = DATA/W43b_Fix_NoTiO_NoClouds_Long-180_model_3um0.dat
phase_shift = 0
albedo = 0.20
albedo_file = ??

mass_unit = jupiterMass
radius_unit = jupiterRad
temperature_unit = K
phase_shift_unit = deg

[orbit]
orbital_period = 0.81347437
inclination = 82.64
impact_factor = 0.636
semi_major_axis = 0.01524

orbital_period_unit = day
inclination_unit = deg
semi_major_axis_unit = AU
```

FIGURE B.1 – Exemple of the configuration file (in .txt) with the maximum information, here for the WASP-43 system.

Annexe C

Caractéristiques complètes des planètes de l'étude de l'hypothèse *dark-planet*

Cette annexe contient les tables reportant tous les paramètres utilisés pour générer les courbes simulées avec `ExoNoodle`. Le Tableau C.1 contient les paramètres de la planète et de son orbite. Le Tableau C.2 contient les paramètres de l'étoile. Enfin, le Tableau C.3 contient les températures calculées du côté jour et du côté nuit de la planète. Les références pour les valeurs sont chiffrées et reportées plus bas. Toutes les valeur sans références sont celles calculées à partir de celles de la littérature.

[1] Southworth (2010), [2] Barros et al. (2011), [3] Hellier, C. et al. (2011), [4] Delrez, L. et al. (2014), [5] Simpson et al. (2010), [6] Collins et al. (2017), [7] Wong et al. (2016), [8] Smalley et al. (2012), [9] Stevens et al. (2017), [10] Anderson et al. (2014), [11] Southworth et al. (2013), [12] **?**, [13] Harpsøe et al. (2012), [14] Mortier et al. (2013), [15] Sousa et al. (2018), [16] Andreasen et al. (2017), [17] Gaia Collaboration et al. (2018)

Planet						
Name	Mass (Mjup)	Radius (Rjup)	Period (day)	SMA (AU)	Inclination (deg)	Impact Param
55Cnc-e	0.0251 [12]	0.17 [12]	0.7365474 [12]	0.01544	83.59 [12]	0.393
GJ1214-b	0.0197 [13]	0.254 [13]	1.58040456 [13]	0.01411	88.17 [13]	0.449
HD189733-b	1.15 [1]	1.151 [1]	2.21857578 [1]	0.03141	85.78 [1]	0.661
HD209458-b	0.714 [1]	1.38 [1]	3.52474859 [1]	0.04745	86.59 [1]	0.522
WASP10-b	3.16 [1]	1.067 [1]	3.0927616 [1]	0.03777	88.81 [1]	0.240
WASP-12 b	1.47 [6]	1.9 [6]	1.0914203 [6]	0.02339	83.37 [6]	0.351
WASP15-b	0.592 [11]	1.408 [11]	3.75209748 [11]	0.05163	85.74 [11]	0.542
WASP18-b	10.29 [1]	1.158 [1]	0.94145181 [1]	0.02028	85 [1]	0.311
WASP19-b	1.069 [7]	1.392 [7]	0.788838989 [7]	0.01615	78.78 [7]	0.673
WASP37-b	1.8 [5]	1.16 [5]	3.577469 [5]	0.04460	88.82 [5]	0.197
WASP38-b	2.691 [2]	1.094 [2]	6.871815 [2]	0.07522	88.69 [2]	0.278
WASP43-b	1.78 [3]	0.93 [3]	0.813475 [3]	0.01438	82.6 [3]	0.687
WASP73-b	1.88 [4]	1.16 [3]	4.08722 [3]	0.05515	87.4 [3]	0.260
WASP79-b	0.9 [8]	2.09 [8]	3.6623866 [8]	0.05346	83.3 [8]	0.702
WASP84-b	0.694 [10]	0.942 [10]	8.5234865 [10]	0.07710	88.368 [10]	0.631
WASP86-b	0.95 [9]	1.78 [9]	5.031623 [9]	0.06708	84.47 [9]	0.587
XO3-b	11.83 [1]	1.248 [1]	3.1915289 [1]	0.04515	84.89 [1]	0.614

TABLE C.1 – Liste des planètes étudiées dans le Chapitre 6, ainsi que leurs caractéristiques utilisées pour l'étude.

Star							
Name	Distance (pc)	Mass (Msun)	Radius (Rsun)	Teff (K)	Fe/H	log(G)	Tirr (K)
55Cnc-e	12.5901 [17]	0.905 [12]	0.943 [12]	5172 [12]	0.35 [12]	4.43 [12]	2756
GJ1214-b	14.6487 [17]	0.15 [13]	0.216 [13]	3026 [13]	0.39	4.94 [13]	807
HD189733-b	19.7752 [17]	0.84 [1]	0.752 [1]	5050 [1]	-0.03 [1]	4.61 [1]	1685
HD209458-b	48.3688 [17]	1.148 [1]	1.162 [1]	6117 [1]	0.02 [1]	4.37 [1]	2064
WASP10-b	141.571 [17]	0.752 [1]	0.703 [1]	4675 [1]	0.03 [1]	4.62 [1]	1375
WASP-12 b	432.589 [17]	1.434 [6]	1.657 [6]	6360 [6]	0.33	4.16 [6]	3650
WASP15-b	284.712 [17]	1.305 [11]	1.522 [11]	6405 [11]	0.00 [11]	4.19 [11]	2371
WASP18-b	123.925 [17]	1.256 [1]	1.222 [1]	6400 [1]	0.00 [1]	4.36 [1]	3387
WASP19-b	270.409 [17]	0.904 [7]	1.004 [7]	5568 [7]	0.15 [7]	4.45 [7]	2993
WASP37-b	397.093 [17]	0.925 [5]	1.003 [5]	5917 [16]	-0.29 [16]	4.45 [16]	1913
WASP38-b	136.771 [17]	1.203 [2]	1.331 [2]	6436 [14]	0.06 [14]	4.80 [14]	1846
WASP43-b	86.9633 [17]	0.6 [3]	0.58 [3]	4798 [15]	-0.13 [15]	4.55 [15]	2078
WASP73-b	319.57 [17]	1.34 [4]	2.07 [4]	6036 [4]	0.14 [4]	3.93 [4]	2521
WASP79-b	248.447 [17]	1.52 [8]	1.91 [8]	7002 [14]	0.03 [14]	4.20 [14]	2854
WASP84-b	100.878 [17]	0.842 [10]	0.748 [10]	5314 [10]	0.00 [10]	4.40 [10]	1129
WASP86-b	371.960 [17]	1.591 [9]	2.37 [9]	6279 [9]	0.19 [9]	3.89 [9]	2545
XO3-b	214.316 [17]	1.206 [1]	1.409 [1]	6429 [1]	-0.18 [1]	4.22 [1]	2449

TABLE C.2 – Liste des planètes étudiées dans le Chapitre 6, ainsi que les caractéristiques de leur étoile utilisées pour l'étude.

Other properties				
Name	Albedo	Circulation Efficiency	Tday (K)	Tnight (K)
55Cnc-e	0.30	0.50	2074	1499
GJ1214-b	0.30	0.50	608	439
HD189733-b	0.30	0.50	1268	916
HD209458-b	0.30	0.50	1553	1123
WASP10-b	0.30	0.50	1035	748
WASP-12 b	0.30	0.50	2747	1985
WASP15-b	0.30	0.50	1785	1290
WASP18-b	0.30	0.50	2549	1842
WASP19-b	0.30	0.50	2253	1628
WASP37-b	0.30	0.50	1440	1041
WASP38-b	0.30	0.50	1389	1004
WASP43-b	0.30	0.50	1564	1130
WASP73-b	0.30	0.50	1898	1371
WASP79-b	0.30	0.50	2148	1552
WASP84-b	0.30	0.50	849	614
WASP86-b	0.30	0.50	1915	1384
XO3-b	0.30	0.50	1843	1332

TABLE C.3 – Liste des planètes étudiées dans le Chapitre 6, ainsi que les caractéristiques utilisées pour leurs propriétés thermiques.

Glossaire des notations

α	Portion de flux de l'étoile visible par l'observateur (Chapitre 4)
α_1, α_2	Temps caractéristiques des exponentielles (Chapitre 5)
a	Demi-grand axe de l'orbite de la planète
a_1, a_2	Amplitudes des exponentielles (Chapitre 5)
A_B	Albédo de Bond
β	Portion de flux du côté jour de la planète visible par l'observateur (Chapitre 4)
β	Paramètre d'impact (Section 4.4.3)
β_1, β_2	Temps caractéristiques des exponentielles (Chapitre 5)
$B_\lambda(T)$	Spectre de corps noir
BIC	Critère d'information Bayésien
b	Distance minimale apparente entre le centre des disques de l'étoile et de la planète (Chapitre 4)
b_1, b_2	Amplitudes des exponentielles (Chapitre 5)
γ	Angle entre la ligne de visée et la normale à la surface de l'étoile (Section 4.4.5)
γ	Portion de flux du côté nuit de la planète visible par l'observateur (Chapitre 4)
γ	Temps caractéristiques des exponentielles (Chapitre 5)
c	Vitesse de la lumière (Chapitre 4)
c	Amplitude d'une exponentielle (Chapitre 5)
$\Delta F/F$	Variation de flux relatif
$\Delta\varphi_{\text{in}}$	Durée du transit en considérant l'affleurement interne des disques
$\Delta\varphi_{\text{out}}$	Durée du transit en considérant l'affleurement externe des disques
Δt_{obs}	Durée d'une observation
d	Distance entre la Terre et l'étoile observée
$d_{\star-\text{p}}$	Distance apparente entre les centres du disque de l'étoile et du disque de la planète
ε	Efficacité de circulation
F_{jour}	Flux de la face jour de la planète
F_{nuit}	Flux de la face nuit de la planète

$F_{\text{système}}$	Flux émis par le système étoile-planète
$F_\star$	Flux de l'étoile
F_{in}	Flux mesuré pendant le transit
F_{out}	Flux mesuré en dehors du transit
$\tilde{F}$	Flux normalisé
$\mathcal{F}$	Intégrale de flux entre deux positions sur la courbe de phase
$\mathrm{Fe/H}$	Métallicité
G	Gain
g	Accélération de la gravité
θ	Phase orbitale décalée de $\pi/2$ ($\theta = \varphi + \pi/2$)
I	Intensité lumineuse
i	Inclinaison du plan de l'orbite avec le plan perpendiculaire à l'axe de visée
k	Constante de Stefan-Boltzmann
k	Nombre de paramètres libres (Chapitre 6)
$\Lambda_\star$	Portion de l'étoile occultée
Λ_{p}	Portion de la planète occultée
λ	Longueur d'onde
λ^{e}	Portion du disque stellaire occultée
$\log g$	Portion du disque stellaire occultée
$\mu = \cos\gamma$	Coordonnée radiale sur la surface de l'étoile
m	Masse
m	Portion de transit observée (Chapitre 6)
$M_\star$	Masse de l'étoile
$M_{\text{planète}}$	Masse de la planète
ν	Coefficient de visibilité de la planète
n	Nombre de points de données
P	Période orbitale de la planète
p	Probabilité d'un transit (Chapitre 1)
p	Ratio de taille entre l'étoile et la planète
p^2	Profondeur de transit
ρ_{MIR}	Contraste dans l'infrarouge moyen
$\rho_{\text{V-IR}}$	Contraste dans le visible et le proche infrarouge

$R = \lambda/\Delta\lambda$	Résolution spectrale
$R_\star$	Rayon de l'étoile
$R_{\text{planète}}$	Rayon de la planète
r	Coordonnée radiale par rapport au centre de l'étoile
σ	Écart-type
σ^2	Variance
S_{n}	Aire d'une maille élémentaire dans le calcul de l'assombrissement centre-bords
$S_{\text{planète}}$	Surface du disque apparent de la planète
S_{phase}	Surface d'une phase de la planète
$S_\star$	Surface du disque apparent de l'étoile
$\dot{S}_0$	Pente originale de l'exposition, avant traitement
$\dot{S}$	Pente de l'exposition, après traitement
S_0	Signal original de l'exposition, avant traitement
S	Signal de l'exposition, après traitement
T	Température
$T_{\text{1-4}}$	Durée du transit
t	Temps
T_{eff}	Température effective
T_{eq}	Température d'équilibre de la planète
T_{irr}	Température d'irradiation
$\Phi_{\text{1-4}}$	Angle de phase associé à la durée du transit
φ	Phase orbitale
φ_{shift}	Décalage en phase orbitale du maximum d'émission de la planète
χ	Portion de la planète montrant le côté jour
z	Distance entre les centres de l'étoile et de la planète (normalisé au rayon de l'étoile)
T_{jour}	Température de la face jour
T_{nuit}	Température de la face nuit

Glossaire des acronymes

2D À *deux dimensions*, souvent utilisé pour les cartes, avec deux dimensions spatiales, ou pour des sections dans l'atmosphère (latitude/profondeur par exemple). 50

4QPM Le *Four Quadrants Phase Masks* (ou masque de phase à quatre cadrants) est un type de coronographe, utilisé sur l'instrument MIRI du JWST. 36

AIRS L'*ARIEL InfraRed Spectrometer* (ou spectromètre infrarouge d'ARIEL) est l'instrument scientifique principal de la mission ARIEL (ESA). 42, 43

AMI L'*Apperture Mask Interferometry* (ou interféromètrie à synthèse d'ouverture) est un mode d'observation du JWST/NIRISS. 35–37

ARIEL *Atmospheric Remote-sensing Infrared Exoplanet Large-survey* - Future mission de l'ESA pour la caractérisation de l'atmosphère des exoplanètes. Le lancement est prévu en 2028. 27, 29, 33, 42–45, 117, 118

BIB Les détecteurs *Blocked-Impurity-Band* ou détecteurs BIB-trap.... 79

BIC Le *Bayesian Information Criterion* ou critère d'information bayésien est un critère permettant de choisir un modèle parmi plusieurs pour l'ajustement de données. 115

BOTS La *Bright-Objects Times-Series spectroscopy* (ou spectroscopie en séries temporelles d'objets brillants) est un mode d'observation du JWST/NIRSpec. 35

CARMENES Le *Calar Alto high-Resolution search for M dwarfs with Exoearths with Near-infrared and optical Échelle Spectrographs* est un instrument du télescope de 3,5 m de l'Observatoire de Calar Alto (Espagne), constitué de deux spectrographes échelles à haute résolution (R ̃80 000 - 100 000) dans le visible et l'infrarouge. 9

CASCADe Le programme *Calibration of trAnsit Spectroscopy using CAusal Data* est une méthode de traitement de données développée dans le cadre du projet ExoplANETS-A. 96, 97

CDP Un *Calibration Data Product* (ou données de calibration) est un fichier contenant un aspect des caractéristiques du détecteur, souvent pixel par pixel. Par

exemple le *dark* et le *flat* sont des CDP. Cela comprend aussi l'efficacité quantique du détecteur, ou son gain.. 73, 77

CHEOPS *CHaracterising ExOPlanets Satellite* - Mission spatiale européenne dédiée à la recherche d'exoplanète par la méthode des transits. 10

CNES Le *Centre National d'Études Spatiales* est l'agence spatiale française, chargée de mener la politique spatiale de la France ainsi que coordonner ses efforts avec l'Agence Spatiale européenne. 10

CoRoT *Convection, Rotation et Transits planétaires* - Mission spatiale menée par le CNES pour la détection d'exoplanètes. 2, 10

CPU Une *Central Processing Unit* (Unité Centrale de Traitement ou processeur) est un composant informatique présent dans tous les ordinateurs, chargé d'effectuer les instructions des programmes. La plupart du temps maintenant, un ordinateur de bureau en possède plusieurs (entre 2 et 8), permettant de faire plusieurs opérations en parallèle. Il existe également des *clusters* ou fermes de calcul, qui en possède jusqu'à plusieurs milliers. 56, 68, 78

DD-ERS le *Director's Discretionary-Early Release Science program* (ou programme scientifique a disponibilité anticipée) est un programme d'observation du JWST ouvert à tous les scientifiques qui souhaitent observer avec le télescope, sans période d'exclusivité sur les données. Elles sont directement disponible à toute la communauté pour permettre une bonne connaissance de l'instrument rapidement. 37–39, 96, 118

ELT L'*Extremely Large Telescope* européen est le plus grand des trois télescopes géants actuellement en construction (39 m de diamètre). Il se situe dans le désert du Chili à plus de 3000 m d'altitude et son entrée en fonctionnement est prévu pour 2025. 23, 33

ESA L'*European Space Agency* est l'agence spatiale européenne. Rassemblant vingt-deux pays membre dont la France, c'est une agence intergouvernementale chargée coordonner de mettre en oeuvre le programme spatial de l'Europe. 10, 11, 42

ESO l'*European Southern Observatory* ou Observatoire Européen Austral est l'agence intergouvernementale en charge des observatoires Européens d'astronomie dans l'hémisphère Sud, principalement au Chili. 9

ExoplANETS-A Le projet *ExoplANETS-A* (*Exoplanet Athmosphere New Emission Transmission Spectra Analysis*) est un projet Horizon 2020 (H2020) de la commission européenne.... 44, 45, 96, 97

FGS Le *Fine Guidance System* (ou système de guidage fin) d'ARIEL, est un sous-système du satellite dédié pour le guidage fin et le pointage du télescope. Il est également utilisé comme un instrument scientifique. 42, 43

FGS-NIRISS Le *Fine Guidance Sensor and Near Infrared Imager and Slitless Spectrograph* est in des instrument du James Webb Space Telescope (JWST). C'est un instrument qui opère entre 0,8 et 5 μm et qui possède différents modes d'observation scientifique (spectromètre, imageur), ainsi que l'aide au pointage fin du télescope. Il est construit par l'Agence Spatiale Canadienne. 35–38

FORTRAN Le *FORmula TRANslator* est un langage de programmation publié par IBM principalement dédié au calcul scientifique. C'est un des plus anciens langage de programmation, très utilisé dans les années 90 en astronomie. Trois versions existent le FORTRAN 77, 90 et 95 en fonction de l'année de sortie. 48

FS La *Fixed-Slit spectroscopy* (ou spectroscopie à fente fixe) est un mode d'observation du JWST/NIRSpec. 35, 37, 38

GCM Un *Modèle de Circulation Globale* (ou Global Circulation Model) est un modèle climatique permettant de simuler la circulation atmosphérique d'une planète. Développé à l'origine pour comprendre et prédire les comportements de l'atmosphère terrestre, ces modèles se déclines pour les planètes du système solaire et les exoplanètes. 23

GNU Le système *GNU is Not Unix* (ou GNU c'est pas Unix) est un acronyme récursif désignant un système d'exploitation libre proche d'Unix. Il possède sa propre licence d'exploitation en open source, utilisée par d'autres logiciels. 69

GNU-GPL La *GNU General Public License* (ou Licence Publique Générale de GNU) est la licence fixant les conditions légales de distribution du projet GNU. Elle est utilisées par de nombreux autres logiciels libres comme GDL, ou ici ExoNoodle. Sa dernière version est la « GNU-GPL version 3 » parue en 2007. 69

GO Le *General Observers time* (ou Temps Ouvert) est le programme d'observation du JWST ouvert à tous les scientifiques qui souhaitent observer avec le télescope. Il fait l'objet d'une sélection par un comité scientifique qui retient les meilleurs propositions et leur alloue du temps télescope. 37

GPI Le *Gemini Planet Imager* est un imageur installé au Chili, dédié aux observations en imagerie directe et disposant également d'un spectromètre pour mesurer le spectre des exoplanète observées. 9

GTO Le *Guaranteed Time Observations* (ou Observations en Temps Garanti) est le programme d'observation du JWST réservé aux scientifiques qui ont contribué au développement matériel et logiciel de la mission. 37, 39

GTS Le mode *Grism Time-Series* (ou série temporelle grisme) est le mode d'observation spectroscopique en série temporelle de NIRCam utilisant les grismes. 35

HARPS *High Accuracy Radial velocity Planet Searcher* - Spectromètres à échelle haute résolution installé à l'ESO-Chili pour HARPS-South et à La Palma pour

HARPS-North. Ils sont destinés à la détection d'exoplanètes par la méthode des vitesses radiale. 9

HST Le *Hubble Space Telescope* (ou Télescope Spatial Hubble) est un des télescope spatiaux les plus prolifiques jamais envoyé, emblématique de l'astronomie spatiale. Lancé en 1990, il est le seul télescope spatial a avoir été réparé et modernisé en orbite (par la navette spatiale américaine), ce qui lui vaut une longévité exceptionnelle et des résultats scientifiques renouvelés. 13–16, 23, 45, 51, 97, 114, 116

ICA L'*Independent Component Analysis* (ou Analyse en Composantes Indépendantes) est une méthode de traitement du signal consistant à décomposer en aveugle un signal, en reconnaissant différentes sources de bruit statistiquement indépendantes. 27

IDL L'*Interactive Data Language* est un langage de programmation propriétaire efficace pour le traitement d'image, et très utilisé depuis les années 80 en astronomie et en imagerie médicale. Une version libre existe depuis 2004 : GDL, *GNU Data Language*. 48, 49

IFU L'*Integral Field Unit spectroscopy* (ou spectroscopie à intégrale de champ) est une technique d'observation permettant d'obtenir le spectre d'une image complète. Elle est disponible sur JWST/NIRSpec et JWST/MIRI-MRS. 35, 38

IRAC L'instrument *InfraRed Array Camera* du télescope spatial Spitzer (NASA) est une caméra permettant d'observer l'infrarouge proche et moyen. 116

JPL Le *Jet Propulsion Laboratory* (à Pasadena) est un centre de recherche de la NASA, géré par le *California Institute of Technology* (Caltech). Il est particulièrement tourné vers les missions spatiales robotiques et scientifiques, et développe les missions d'exploration du système solaire, d'astronomie spatiale et d'observation de la Terre de la NASA. Le JPL coordonne également le réseau d'antennes du *Deep Space Network* qui permet de communiquer avec les sondes interplanétaires. 79

JWST *James Webb Space Telescope* - Missions spatiale menée par la NASA, en coopération avec l'ESA et l'Agence Spatiale Canadienne, destinée à l'observation astronomique en infrarouge, notamment d'exoplanètes. 9, 10, 14, 27, 29, 33–37, 40, 41, 43–45, 51, 71, 72, 96, 100, 108, 114, 117, 118

KELT Le *Kilodegree Extremely Little Telescope* est un observatoire composé de deux télescopes dédiés à l'observation des transit d'exoplanètes, le premier, KELT-Nord, est situé dans l'Arizona (USA) depuis 2005 et le second, KELT-Sud, en Afrique du Sud depuis 2009. 9

KOI Les *Kepler Objects of Interest* sont des détections de candidats exoplanètes de satellite Kepler (NASA) qui n'ont pas encore été confirmés. Il y en a plus de 4000. 7

LDCs Les *Limb-Darkening Coefficients* (ou Coefficients d'assombrissement centre-bords) sont les coefficients de la loi de paramétrisation de la courbe de l'assombrissement centre-bords de l'étoile. Les différentes paramétrisations utilisent généralement entre 2 et 4 coefficients, propres à chaque étoile, et dépendant de la longueur d'onde. 52, 64

LRS Le *Low Resolution Spectrometer* (ou Spectromètre Basse Résolution) est un des mode d'observation de l'instrument MIRI du JWST, plus particulièrement utilisé pour les observations de spectroscopie de transit. 36–38, 40–42, 65, 72, 77, 78, 87, 88, 90, 96, 97, 100, 107, 117, 118

MCMC la méthode *Markov Chain Monte Carlo* (ou Monte-Carlo par chaînes de Markov) est une méthode d'échantillonnage statistique explorant un espace des paramètre pour chercher un optimum, le plus souvent en marche aléatoire, à partir de distributions de probabilité. 49, 108

MIRI Le *Mid InfraRed Instrument* est un des instrument du James Webb Space Telescope (JWST). C'est un instrument avec des modes multiples (imageur, coronographe, spectromètre) en infrarouge moyen (5 - 28 μm). Il est construit par l'Agence Spatiale Européenne. 36–38, 40–42, 44, 45, 51, 65, 71, 72, 76, 78, 79, 87, 90, 96, 97, 100, 107, 108, 114, 117, 118

MIRISim Le *Simulateur de l'instrument MIRI* est un outil informatique permettant de générer des images synthétiques de l'instrument MIRI du JWST. 72–74, 76–79, 87, 88, 90, 93

MOS La *Multi-Object Spectroscopy* (ou spectroscopie multi-objet) est un mode d'observation de JWST/NIRSpec qui permet des observations spectroscopiques sur plusieurs objets du champ de vie simultanément. 35

MRS le mode *Medium Resolution Spectrometer* (ou spectromètre à moyenne résolution) de l'instrument MIRI du JWST, est le mode d'observation du spectrographe intégrale de champ. Il possède son propre détecteur, et effectue un spectre résolu spatialement entre 4,9 et 28,3 microns avec une résolution entre 1500 et 3500. 36, 37, 72

NASA La *National Aeronautics and Space Administration* est l'agence gouvernementale en charge du programme spatial civil des États-Unis. 2, 10

NIRCam La *Near Infrared Camera* est un des instrument du James Webb Space Telescope (JWST). C'est un imageur en infrarouge proche (0,6 - 5 μm). 34–38

NIRSpec le *Near-Infrared Spectrometer* est un des instrument du James Webb Space Telescope (JWST). C'est un spectromètre en infrarouge proche (0,6 - 5 μm). C'est également un sous-système de l'instrument FGS d'ARIEL. 35, 37, 38, 43

OHP L'*Observatoire de Haute Provence* est un observatoire français situé à Saint Michel l'Observatoire (Alpes-de-Haute-Provence). C'est depuis l'OHP qu'a été découverte la première exoplanète. 2, 9

P-T Abréviation utilisée pour désigner le profil pression-température dans un atmosphère. 45

PI le *Principal Investigator* (ou Investigateur Principal) d'une mission ou d'une observation est le scientifique qui dirige le consortium à l'origine de la mission ou de la demande de temps. Les autres scientifiques sont les co-Is (pour co-Investigateurs). 38

PLATO *PLAnetary Transits and Oscillations of stars* - Future mission de l'ESA pour la détection d'exoplanètes en transit. Le lancement est prévu en 2026. 11

ppm *parts per million* (ou partie par millon) représente une proportion de 1 / 1 000 000. 65

PSF La *Point Spread Function* (ou Fonction d'Étalement du Point) est la forme de la réponse du détecteur à une source ponctuelle. La source ponctuelle sera « étalée » sur le détecteur en fonction des propriétés de l'optique du télescope (et de l'atmosphère dans le cas d'un télescope au sol). 9, 73, 75, 81

S/B Le *Rapport de Signal sur Bruit* (ou Signal to Noise Ratio) est un indicateur de la qualité d'un signal. C'est la quantité de signal, par rapport au bruit induit par la mesure de ce signal. 34, 41, 44

SCASim Le *Sensor Chip Assembly Simulator* est la partie du simulateur MIRISim qui simule spécifiquement les effets au détecteur de MIRI. 76, 77

SOSS La *Single-Object Slitless Spectroscopy* (ou spectroscopie d'objet unique sans fente) est un mode d'observation du JWST/NIRISS. 35, 37, 38

SPHERE Le *Spectro Polarimetric High contrast Exoplanet REsearch* est un instrument installé sur le VLT au Chili depuis 2014, dont l'objectif est d'observer des exoplanètes par imagerie directe. Il permet de procéder à des études spectrales et polarimétriques. 9

SPIRou Le *SPectropolarimètre InfraRouge* est un instrument français observant en infrarouge proche, installé à l'Observatoire Canada France Hawaï. 9

STScI Le *Space Telescope Science Institute* (ou Institut des Sciences des Télescopes Spatiaux, à Baltimore) est l'institut chargé de la coordination des grands observatoires spatiaux américains. D'abord dédié uniquement au télescope Hubble, il est depuis 2018 en charge des développement liés au James Webb. En plus de la sélection des observations, des opérations et d'être garant de la bonne marche des instruments scientifiques à bord ; il est chargé de réunion les ressources scientifiques et informatiques nécessaire à la bonne utilisation de ces télescope par la communauté. 37, 38, 51, 65

TESS *Transiting Exoplanet Survey Satellite* - Mission spatiale de la NASA pour la détection d'exoplanètes. 10, 14

TRAPPIST Le *Transiting Planets and Planetesimals Small Telescope* est un ensemble de deux télescopes belges, installés au Chili (2010) et au Maroc (2016), dont le but est de détecter des exoplanètes par la méthode des transits. Cet observatoire est à l'origine de la découverte du système TRAPPIST1 en 2017, composé d'au moins sept planètes telluriques dont trois dans la zone habitable de leur étoile. 9

TSO Une *Time-Series Observation* (ou observations en séries temporelles) est un mode d'observation qui consiste à prendre une série d'images, pour ensuite analyser l'évolution du signal entre les différentes images ; c'est à dire sa variation au cours du temps. 78

VISPhot Le *Visible Photometer* (ou photomètre visible) d'ARIEL, est un sous-système de l'instrument FGS. 43

WASP *Wide Angle Search for Planets* - Couple d'instrument (North/South) au sol destinés à la détection d'exoplanètes par la méthode des transits photométriques. 9

WFC3 La *Wide Field Camera 3* du télescope spatial Hubble (HST) est un spectromètre dans le visible du télescope Hubble. 14, 97, 116

WFSS La *Wide Field Slitless Spectroscopy* (ou spectroscopie grand champ sans fente) est un mode d'observation du JWST, présent sur l'instrument NIRCam et NIRISS. 35–37

Bibliographie

Agol, E., Luger, R., & Foreman-Mackey, D. 2020, The Astronomical Journal, 159, 123

Agúndez, M., Parmentier, V., Venot, O., Hersant, F., & Selsis, F. 2014, Astronomy & Astrophysics, 564, A73

Anderson, D. R., Cameron, A. C., Delrez, L., et al. 2014, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 445, 1114

Andreasen, D. T., Sousa, S. G., Tsantaki, M., et al. 2017, Astronomy & Astrophysics, 600, A69

Baraffe, I., Homeier, D., Allard, F., & Chabrier, G. 2015, Astronomy & Astrophysics, 577, A42

Barros, S. C. C., Faedi, F., Collier Cameron, A., et al. 2011, Astronomy & Astrophysics, A54

Batalha, N. E., Mandell, A., Pontoppidan, K., et al. 2017, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 129, 064501

Baudino, J.-L., Mollière, P., Venot, O., et al. 2017, The Astrophysical Journal, 850, 150

Bean, J. L., Stevenson, K. B., Batalha, N. M., et al. 2018, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 130, 114402

Beaulieu, J.-P., Tinetti, G., Kipping, D. M., et al. 2011, The Astrophysical Journal, 731, 16

Beichman, C. A., & Greene, T. P. 2018, in Handbook of Exoplanets (Springer International Publishing), 1283–1308

Bell, T. J., & Cowan, N. B. 2018, The Astrophysical Journal, 857, L20

Benneke, B., Wong, I., Piaulet, C., et al. 2019, The Astrophysical Journal, 887, L14

Berdyugina, S. V., Berdyugin, A. V., Fluri, D. M., & Piirola, V. 2007, The Astrophysical Journal, 673, L83

Birkby, J. L., de Kok, R. J., Brogi, M., Schwarz, H., & Snellen, I. A. G. 2017, The Astronomical Journal, 153, 138

Borucki, W. J., Koch, D., Jenkins, J., et al. 2009, Science, 325, 709

Boss, A. P. 1997, Science, 276, 1836

Bourrier, V., des Etangs, A. L., Ehrenreich, D., et al. 2018, Astronomy & Astrophysics, 620, A147

Brogi, M., de Kok, R. J., Birkby, J. L., Schwarz, H., & Snellen, I. A. G. 2014, Astronomy & Astrophysics, 565, A124

Brogi, M., Snellen, I. A. G., de Kok, R. J., et al. 2012, Nature, 486, 502

Brown, T. M. 2001, The Astrophysical Journal, 553, 1006

Buchhave, L. A., Latham, D. W., Johansen, A., et al. 2012, Nature, 486, 375

Burke, C. J., Bryson, S. T., Mullally, F., et al. 2014, The Astrophysical Journal Supplement Series, 210, 19

Burrows, A., Rauscher, E., Spiegel, D. S., & Menou, K. 2010, The Astrophysical Journal, 719, 341

Charbonneau, D., Brown, T. M., Latham, D. W., & Mayor, M. 2000, The Astrophysical Journal, 529, L45

Charbonneau, D., Brown, T. M., Noyes, R. W., & Gilliland, R. L. 2002, The Astrophysical Journal, 568, 377

Chemke, R., & Kaspi, Y. 2017, The Astrophysical Journal, 845, 1

Clanton, C., & Gaudi, B. S. 2014, The Astrophysical Journal, 791, 90

Claret, A. 2000, Astronomy & Astrophysics, 363, 1081–1190

Collins, K. A., Kielkopf, J. F., & Stassun, K. G. 2017, The Astronomical Journal, 153, 78

Cowan, N., & Agol, E. 2011, The Astrophysical Journal, 729, 54

Danielski, C., Baudino, J.-L., Lagage, P.-O., et al. 2018, The Astronomical Journal, 156, 276

de Wit, J., Wakeford, H. R., Gillon, M., et al. 2016, Nature, 537, 69

Delrez, L., Van Grootel, V., Anderson, D. R., et al. 2014, Astronomy & Astrophysics, 563, A143

Deming, D., Louie, D., & Sheets, H. 2018, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 131, 013001

Deming, D., Sada, P. V., Jackson, B., et al. 2011, The Astrophysical Journal, 740, 33

Deming, D., Wilkins, A., McCullough, P., et al. 2013, The Astrophysical Journal, 774, 95

Deming, L. D., & Seager, S. 2017, Journal of Geophysical Research : Planets, 122, 53

Diamond-Lowe, H., Stevenson, K. B., Bean, J. L., Line, M. R., & Fortney, J. J. 2014, The Astrophysical Journal, 796, 66

Eastman, J., Gaudi, B. S., & Agol, E. 2013, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 125, 83

Edwards, B., Mugnai, L., Tinetti, G., Pascale, E., & Sarkar, S. 2019, The Astronomical Journal, 157, 242

Ehrenreich, D., Lovis, C., Allart, R., et al. 2020, Nature, 580, 597

Encrenaz, T. 2014, Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 372, 20130083

Espinoza, N., & Jordán, A. 2016, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 457, 3573

Evans, C., Puech, M., Afonso, J., et al. 2015, arXiv e-prints, arXiv :1501.04726

Foreman-Mackey, D., Hogg, D., Lang, D., & Goodman, J. 2013, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 125, 306

Foreman-Mackey, D., Morton, T. D., Hogg, D. W., Agol, E., & Schölkopf, B. 2016, The Astronomical Journal, 152, 206

Fortney, J. J., Mordasini, C., Nettelmann, N., et al. 2013, The Astrophysical Journal, 775, 80

Fulton, B. J., Petigura, E. A., Howard, A. W., et al. 2017, The Astronomical Journal, 154, 109

Gaia Collaboration, Brown, A. G. A., Vallenari, A., et al. 2018, Astronomy & Astrophysics, 616, A1

Gazak, J. Z., Johnson, J. A., Tonry, J., et al. 2012, Advances in Astronomy, 2012, 1

Gillon, M., Triaud, A. H. M. J., Demory, B.-O., et al. 2017, Nature, 542, 456

Greene, T., Bean, J., Beatty, T., et al. 2019, Characterizing Transiting Exoplanets with JWST Guaranteed Time and ERS Observations, , , arXiv :1903.07152

Hansen, C. J., Schwartz, J. C., & Cowan, N. B. 2014, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 444, 3632

Harpsøe, K. B. W., Hardis, S., Hinse, T. C., et al. 2012, Astronomy & Astrophysics, 549, A10

Hellier, C., Anderson, D. R., Collier Cameron, A., et al. 2011, Astronomy & Astrophysics, 535, L7

Henry, G. W., Marcy, G. W., Butler, R. P., & Vogt, S. S. 2000, The Astrophysical Journal, 529, L41

Inamdar, N. K., & Schlichting, H. E. 2016, The Astrophysical Journal, 817, L13

Ingalls, J. G., Krick, J. E., Carey, S. J., et al. 2016, The Astronomical Journal, 152, 44

Ito, Y., Ikoma, M., Kawahara, H., et al. 2015, The Astrophysical Journal, 801, 144

Kaspi, Y., & Showman, A. P. 2015, The Astrophysical Journal, 804, 60

Kataria, T., Showman, A. P., Lewis, N. K., et al. 2013, The Astrophysical Journal, 767, 76

Kendrew, S., Scheithauer, S., Bouchet, P., et al. 2015, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 127, 623

Kipping, D., & Tinetti, G. 2010, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 407, 2589–2598

Kipping, D. M. 2008, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 389, 1383

Kipping, D. M. 2010, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 407, 301

Kopal, Z. 1950, Harvard College Observatory Circular, 454, 1

Kreidberg, L. 2015, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 127, 1161

Kreidberg, L., Bean, J. L., Désert, J.-M., et al. 2014, Nature, 505, 69

Kreidberg, L., Line, M. R., Bean, J. L., et al. 2015, The Astrophysical Journal, 814, 66

Krissansen-Totton, J., Garland, R., Irwin, P., & Catling, D. C. 2018, The Astronomical Journal, 156, 114

Leconte, J., Wu, H., Menou, K., & Murray, N. 2015, Science, 347, 632

Lee, E. J., & Chiang, E. 2016, The Astrophysical Journal, 817, 90

Lee, E. J., Chiang, E., & Ormel, C. W. 2014, The Astrophysical Journal, 797, 95

Léger, A., Rouan, D., Schneider, J., et al. 2009, Astronomy & Astrophysics, 506, 287

Leung, M., Meadows, V. S., & Lustig-Yaeger, J. 2020, The Astronomical Journal, 160, 11

Lim, P. L., Diaz, R. I., & Laidler, V. 2015, PySynphot User's Guide (Baltimore, MD : STScI), Website, , , astrophysics Source Code Library, https ://pysynphot.readthedocs.io/en/latest/

Line, M. R., & Parmentier, V. 2016, The Astrophysical Journal, 820, 78

Linsky, J. 2019, Host Stars and their Effects on Exoplanet Atmospheres (Springer International Publishing), doi :10.1007/978-3-030-11452-7

Louden, T., & Kreidberg, L. 2018, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 477, 2613

Machalek, P., McCullough, P. R., Burrows, A., et al. 2009, The Astrophysical Journal, 701, 514

Madhusudhan, N., Agúndez, M., Moses, J. I., & Hu, Y. 2016, Space Science Reviews, 205, 285

Madhusudhan, N., Mousis, O., Johnson, T. V., & Lunine, J. I. 2011, The Astrophysical Journal, 743, 191

Magic, Z., Chiavassa, A., Collet, R., & Asplund, M. 2014, Astronomy & Astrophysics, 573, A90

Maiolino, R., Haehnelt, M., Murphy, M. T., et al. 2013, arXiv e-prints, arXiv :1310.3163

Mallonn, M., Köhler, J., Alexoudi, X., et al. 2019, Astronomy & Astrophysics, 624, A62

Mandel, K., & Agol, E. 2002, The Astrophysical Journal, 580, L171

Marley, M. S., & McKay, C. P. 1999, Icarus, 138, 268

Martin-Lagarde, M., Cossou, C., Gastaud, R., Morello, G., & Lagage, P.-O. Soumis, Journal of Open-Souce Softwares

Martin-Lagarde, M., Morello, G., Lagage, P.-O., Gastaud, R., & Cossou, C. 2020, The Astronomical Journal, 160, 197

Martins, J. H. C., Figueira, P., Santos, N. C., et al. 2018, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 478, 5240

Mayor, M., & Queloz, D. 1995, Nature, 378, 355

Mazeh, T., Holczer, T., & Faigler, S. 2016, Astronomy & Astrophysics, 589, A75

McCullough, P. R., Crouzet, N., Deming, D., & Madhusudhan, N. 2014, The Astrophysical Journal, 791, 55

Mollière, P., van Boekel, R., Bouwman, J., et al. 2017, Astronomy & Astrophysics, 600, A10

Mollière, P., Wardenier, J. P., van Boekel, R., et al. 2019, Astronomy & Astrophysics, 627, A67

Mordasini, C., Alibert, Y., Benz, W., Klahr, H., & Henning, T. 2012, Astronomy & Astrophysics, 541, A97

Morello, G. 2018, The Astronomical Journal, 156, 175

Morello, G., Claret, A., Martin-Lagarde, M., et al. 2020a, Journal of Open Source Software, 5, 1834

—. 2020b, The Astronomical Journal, 159, 75

Morello, G., Tsiaras, A., Howarth, I. D., & Homeier, D. 2017, The Astronomical Journal, 154, 111

Morello, G., Waldmann, I. P., Tinetti, G., et al. 2015, The Astrophysical Journal, 802, 117

Mortier, A., Santos, N. C., Sousa, S. G., et al. 2013, Astronomy & Astrophysics, 558, A106

Nikolov, N., Sing, D. K., Pont, F., et al. 2013, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 437, 46

Nymeyer, S., Harrington, J., Hardy, R. A., et al. 2011, The Astrophysical Journal, 742, 35

Owen, J. E., & Wu, Y. 2013, The Astrophysical Journal, 775, 105

Parmentier, V., Guillot, T., Fortney, J. J., & Marley, M. S. 2015, Astronomy & Astrophysics, 574, A35

Parviainen, H. 2015, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 450, 3233

—. 2018, the Handbook of Exoplanets, ed. H. J. Deeg & J. Belmonte (Springer Publishing), 1–24

Pollack, J. B., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., et al. 1996, Icarus, 124, 62

Queloz, D., Bouchy, F., Moutou, C., et al. 2009, Astronomy & Astrophysics, 506, 303

Rieke, G. H., Ressler, M. E., Morrison, J. E., et al. 2015, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 127, 665

Rocchetto, M., Waldmann, I. P., Venot, O., Lagage, P.-O., & Tinetti, G. 2016, The Astrophysical Journal, 833, 120

Rodler, F., Lopez-Morales, M., & Ribas, I. 2012, The Astrophysical Journal, 753, L25

Schwartz, J. C., & Cowan, N. B. 2015, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 449, 4192

Schwartz, J. C., Kashner, Z., Jovmir, D., & Cowan, N. B. 2017, The Astrophysical Journal, 850, 154

Schwarz, G. 1978, Ann. Statist., 6, 461

Seager, S., Bains, W., & Petkowski, J. 2016, Astrobiology, 16, 465

Seager, S., Kuchner, M., Hier-Majumder, C. A., & Militzer, B. 2007, The Astrophysical Journal, 669, 1279

Seager, S., & Mallén-Ornelas, G. 2003, The Astrophysical Journal, 585, 1038–1055

Showman, A. P., & Polvani, L. M. 2011, The Astrophysical Journal, 738, 71

Shporer, A., Collins, K. A., Astudillo-Defru, N., et al. 2020, The Astrophysical Journal, 890, L7

Simpson, E. K., Faedi, F., Barros, S. C. C., et al. 2010, The Astronomical Journal, 141, 8

Sing, D. K. 2018, in Astrophysics and Space Science Library (Springer International Publishing), 3–48

Sing, D. K., Fortney, J. J., Nikolov, N., et al. 2015, Nature, 529, 59

Smalley, B., Anderson, D. R., Collier-Cameron, A., et al. 2012, Astronomy & Astrophysics, 547, A61

Snellen, I. A. G., Brandl, B. R., de Kok, R. J., et al. 2014, Nature, 509, 63

Snellen, I. A. G., de Kok, R. J., de Mooij, E. J. W., & Albrecht, S. 2010, Nature, 465, 1049

Sousa, S. G., Adibekyan, V., Delgado-Mena, E., et al. 2018, Astronomy & Astrophysics, 620, A58

Southworth, J. 2010, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 408, 1689

Southworth, J., Maxted, P. F. L., & Smalley, B. 2004, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 351, 1277

Southworth, J., Mancini, L., Browne, P., et al. 2013, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 434, 1300

Stevens, D. J., Collins, K. A., Gaudi, B. S., et al. 2017, The Astronomical Journal, 153, 178

Stevenson, K., Désert, J.-M., Line, M., et al. 2014, Science, 346, 838

Stevenson, K. B., Harrington, J., Fortney, J. J., et al. 2012, The Astrophysical Journal, 754, 136

Teachey, A., Kipping, D., Burke, C. J., Angus, R., & Howard, A. W. 2020, The Astronomical Journal, 159, 142

Teachey, A., & Kipping, D. M. 2018, Science Advances, 4, eaav1784

Thalmann, C., Desidera, S., Bonavita, M., et al. 2014, Astronomy & Astrophysics, 572, A91

Tinetti, G., Encrenaz, T., & Coustenis, A. 2013, The Astronomy & Astrophysics Review, 21, doi :10.1007/s00159-013-0063-6

Todorov, K. O., Deming, D., Burrows, A., & Grillmair, C. J. 2014, The Astrophysical Journal, 796, 100

Tremaine, S., & Dong, S. 2012, The Astronomical Journal, 143, 94

Tremblin, P., Chabrier, G., Mayne, N. J., et al. 2017, The Astrophysical Journal, 841, 30

Tsiaras, A., Waldmann, I. P., Tinetti, G., Tennyson, J., & Yurchenko, S. N. 2019, Nature Astronomy, 3, 1086

Tsiaras, A., Rocchetto, M., Waldmann, I. P., et al. 2016, The Astrophysical Journal, 820, 99

Tsiaras, A., Waldmann, I. P., Zingales, T., et al. 2018, The Astronomical Journal, 155, 156

Udalski, A., Zebrun, K., Szymanski, M., et al. 2002, Acta Astronomica, astro-ph/0207133v1

Valencia, D., Guillot, T., Parmentier, V., & Freedman, R. S. 2013, The Astrophysical Journal, 775, 10

Vanderspek, R., Huang, C. X., Vanderburg, A., et al. 2019, The Astrophysical Journal, 871, L24

Venot, O., Parmentier, V., Blecic, J., et al. 2020, The Astrophysical Journal, 890, 176

Visscher, C., Lodders, K., & Fegley, B. 2010, The Astrophysical Journal, 716, 1060

Wakeford, H. R., & Sing, D. K. 2015, Astronomy & Astrophysics, 573, A122

Wiktorowicz, S. J. 2009, The Astrophysical Journal, 696, 1116

Winn, J. N. 2010, Exoplanets, S. Seager, 1001.2010v5

Winn, J. N., Matthews, J. M., Dawson, R. I., et al. 2011, The Astrophysical Journal, 737, L18

Wolszczan, A., & Frail, D. A. 1992, Nature, 355, 145

Wong, I., Knutson, H. A., Kataria, T., et al. 2016, The Astrophysical Journal, 823, 122

Öberg, K. I., Murray-Clay, R., & Bergin, E. A. 2011, The Astrophysical Journal, 743, L16