

Université de Montréal

Étude de l'influence de l'activité stellaire sur la  
spectroscopie de transit à basse résolution et des  
possibilités de mitigation par la haute résolution

par

**Frédéric Genest**

Département de physique  
Faculté des arts et des sciences

Mémoire présenté en vue de l'obtention du grade de  
Maître ès sciences (M.Sc.)  
en Physique

17 novembre 2020



# Université de Montréal

Faculté des arts et des sciences

---

Ce mémoire intitulé

**Étude de l'influence de l'activité stellaire sur la spectroscopie de transit à basse résolution et des possibilités de mitigation par la haute résolution**

présenté par

**Frédéric Genest**

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes :

*Paul Charbonneau*

---

(président-rapporteur)

*David Lafrenière*

---

(directeur de recherche)

*Patrick Dufour*

---

(membre du jury)



# Résumé

---

La spectroscopie de transit est un outil puissant pour la caractérisation de l'atmosphère d'exoplanètes. Plusieurs phénomènes peuvent contaminer un spectre de transmission, dont l'hétérogénéité de la surface de l'étoile hôte due à l'activité stellaire. À basse résolution spectrale, la différence entre le cordon de transit et le reste de la surface y laisse des signatures qui pourraient être attribuées à tort à la planète. Les risques associés incluent des biais sur la mesure du rayon et des abondances atmosphériques de planètes.

Afin de trouver une solution à ce problème, cette étude consiste à modéliser en détail des surfaces stellaires et des spectres de transit à basse et à très haute résolution. On cherche d'une part à qualifier l'ampleur du problème à basse résolution et, d'autre part, à déterminer si la haute résolution permet d'isoler la contamination stellaire et ainsi résoudre le problème. La modélisation se concentre sur trois types d'étoiles, entre K hâtive et M tardive.

Les modèles confirment l'importance du problème et l'absence de solution évidente à basse résolution, principalement pour les étoiles M. À haute résolution, on parvient à séparer les signaux de la planète et de l'activité stellaire. Cela permet de briser l'ambiguïté à basse résolution, pourvu que la planète ait une variation de vitesse radiale suffisante durant le transit.

Ces résultats soulignent la valeur d'un suivi à haute résolution lorsque possible. Même avec le télescope James-Webb, il sera difficile d'avoir totalement confiance en les résultats de caractérisation d'atmosphères utilisant des données à basse résolution.

**Mots-clés :** exoplanètes, spectroscopie de transit, modélisation, activité stellaire, basse résolution, haute résolution



# Abstract

---

Transit spectroscopy is a powerful tool for the characterisation of exoplanet atmospheres. There exist multiple sources of contamination for transmission spectra, including stellar activity induced surface heterogeneities on the host star. At low spectral resolution, differences between the transit chord and the rest of the surface leave signatures in the spectra, which could then be wrongly associated with the planet. This can introduce biases in radius and atmospheric abundance measurements of exoplanets.

To solve this issue, this study consists in carefully modeling stellar surfaces and transit spectra at low and very high spectral resolution. We seek to, on one hand, understand the importance of the problem at low resolution, and, on the other hand, determine if high resolution allows us to isolate stellar contamination and thus solve this problem. Modeling is focused on three types of stars, from early K to late M.

Models confirm the importance of the issue and the absence of an obvious solution at low resolution, especially for M stars. At high resolution, we manage to effectively split the planet and stellar activity signals. This allows us to break the ambiguity from low resolution, provided the planet experiences a sufficient radial velocity variation during transit.

These results highlight the strong value of high resolution follow-ups when feasible. Even with the James-Webb space telescope, it will be difficult to fully trust the results of atmospheric abundance retrievals using low resolution data.

**Keywords:** exoplanets, transit spectroscopy, modeling, stellar activity, low resolution, high resolution





# Table des matières

---

|  |      |
|--|------|
| <b>Résumé</b> .....  | v    |
| <b>Abstract</b> .....  | vii  |
| <b>Liste des tableaux</b> .....                                    | xi   |
| <b>Table des figures</b> .....                                     | xiii |
| <b>Liste des sigles et des abréviations</b> .....                  | xv   |
| <b>Remerciements</b> .....   | xvii |
| <b>Chapitre 1. Introduction et éléments théoriques</b> .....       | 1    |
| 1.1. Spectres stellaires .....                                     | 3    |
| 1.1.1. Radiation stellaire .....                                   | 3    |
| 1.1.2. Intensité spécifique et flux .....                          | 3    |
| 1.1.3. Opacités, raies atomiques et bandes moléculaires .....      | 4    |
| 1.1.4. Types spectraux .....                                       | 5    |
| 1.2. Activité stellaire .....                                      | 7    |
| 1.2.1. Activité magnétique .....                                   | 7    |
| 1.2.2. Régions actives .....                                       | 8    |
| 1.2.3. Taille, distribution et évolution des régions actives ..... | 9    |
| 1.3. Exoplanètes et atmosphères .....                              | 11   |
| 1.3.1. Planètes géantes .....                                      | 11   |
| 1.3.2. Planètes terrestres .....                                   | 13   |
| 1.3.3. Nuages .....  | 14   |
| 1.3.4. Zone habitable .....  | 15   |
| 1.4. Spectroscopie de transit .....                                | 16   |
| 1.4.1. Principes physiques d'un spectre de transmission .....      | 17   |
| 1.4.2. À basse résolution .....                                    | 19   |
| 1.4.3. À haute résolution .....                                    | 20   |

|  |   |           |
|--|---|-----------|
| 1.4.4.   | L'effet Rossiter-McLaughlin .....                     | 22        |
| 1.4.5.   | Interactions avec l'activité stellaire .....          | 22        |
| 1.5.   | Déclaration de l'étudiant .....                       | 24        |
| <b>Chapter 2. On the effect of stellar activity on low resolution transit spectroscopy and the use of high resolution as mitigation.....</b> |   | <b>25</b> |
| 2.1.   | Introduction .....                                    | 26        |
| 2.2.   | Methods .....   | 29        |
| 2.2.1.   | Components of the models .....                        | 29        |
| 2.2.2.   | Structure of the models .....                         | 30        |
| 2.2.3.   | Data analysis .....                                   | 32        |
| 2.2.3.1.   | Light curve fitting and low resolution analysis ..... | 33        |
| 2.2.3.2.   | Cross correlation and high resolution analysis .....  | 33        |
| 2.3.   | Results .....   | 34        |
| 2.3.1.   | HD 189733 analog system .....                         | 35        |
| 2.3.1.1.   | Low resolution .....                                  | 35        |
| 2.3.1.2.   | High resolution .....                                 | 36        |
| 2.3.1.3.   | Some photometric variation results .....              | 40        |
| 2.3.2.   | K2-18 analog system .....                             | 40        |
| 2.3.2.1.   | Low resolution .....                                  | 40        |
| 2.3.2.2.   | High resolution .....                                 | 43        |
| 2.3.2.3.   | Some photometric variation results .....              | 45        |
| 2.3.3.   | TRAPPIST-1 analog system .....                        | 46        |
| 2.3.3.1.   | Low resolution .....                                  | 46        |
| 2.3.3.2.   | High resolution .....                                 | 49        |
| 2.3.3.3.   | Some photometric variation results .....              | 52        |
| 2.4.   | Discussion .....                                      | 53        |
| 2.5.   | Conclusion .....                                      | 55        |
|  | Acknowledgements .....                                | 56        |
| <b>Chapitre 3. Conclusion.....</b>   |   | <b>57</b> |
| <b>Bibliographie.....</b>  |   | <b>61</b> |

## Liste des tableaux

---

|     |  |    |
|-----|--|----|
| 2.1 | Stellar model parameters .....   | 29 |
| 2.2 | Planet parameters used in atmosphere models.....                             | 30 |
| 2.3 | Volume mixing ratios of atmospheric components for each atmosphere model.... | 30 |



# Table des figures

---

|     |   |    |
|-----|---|----|
| 1.1 | Diagramme de Hertzsprung-Russell .....  | 6  |
| 1.2 | Magnétogramme et image de la surface du Soleil .....  | 7  |
| 1.3 | Champ magnétique sous la surface pour deux modèles de dynamos stellaires ....   | 8  |
| 1.4 | Imagerie Doppler de l'étoile GJ 65B.....  | 10 |
| 1.5 | Évolution temporelle du champ magnétique azimuthal moyen pour un modèle de dynamo d'une étoile de type solaire.....   | 10 |
| 1.6 | Limites de la zone habitable en fonction de la masse de l'étoile hôte .....   | 16 |
| 1.7 | Principales bandes d'absorption moléculaires dans l'infrarouge.....   | 20 |
| 1.8 | Exemple de carte de corrélation pour des observations de HD 189733 b avec le spectrographe CRIFRES .....  | 21 |
| 2.1 | Comparison of near infrared low resolution ( $R = 100$ ) transit spectra for the HD 189733 b type models.....   | 36 |
| 2.2 | Comparison of optical low resolution ( $R = 100$ ) transit spectra for the HD 189733 b type models .....  | 37 |
| 2.3 | Correlation map for a transit model including the hot Jupiter atmosphere as well as 5% spot coverage on the host star, correlated with a water line list .....    | 38 |
| 2.4 | Correlation maps for a transit model including the hot Jupiter atmosphere as well as 5% spot coverage on the host star, correlated with a CO line list .....      | 39 |
| 2.5 | Comparison of the low resolution ( $R = 100$ ) atmospheric transit spectrum and pure stellar contamination transits for the K2-18 type model .....                | 41 |
| 2.6 | Comparison of the K2-18 type model atmosphere transit with and without stellar contamination .....  | 42 |
| 2.7 | Correlation maps for a transit model with a sub-Neptune atmosphere and 10% spot coverage on the host star, correlated with a water line list.....                 | 44 |
| 2.8 | Correlation maps for a transit model with a sub-Neptune atmosphere and 10% spot coverage on the host star, correlated with a water line list (boosted $K_P$ ) ... | 45 |

|      |  |    |
|------|--|----|
| 2.9  | Correlation map for a transit model with only 10% spot coverage on the K2-18-like host star, correlated with a water line list .....                 | 46 |
| 2.10 | Comparison of multiple low resolution ( $R = 100$ ) transit spectra for different TRAPPIST-1 b models .....  | 47 |
| 2.11 | Comparison of multiple low resolution ( $R = 100$ ) transit spectra for different TRAPPIST-1 e models .....  | 48 |
| 2.12 | Correlation map for the outgassed atmosphere model and 10% spot coverage on the star with a water line list .....                                    | 50 |
| 2.13 | Correlation maps for two different TRAPPIST-1 b model transits with a water line list .....  | 51 |
| 2.14 | Correlation maps for two different TRAPPIST-1 e model transits with a water line list .....  | 52 |
| 2.15 | Correlation map for a TRAPPIST-1 e model transit with only 10% spot coverage on the host star (no planetary atmosphere) with a water line list ..... | 53 |

## Liste des sigles et des abréviations

---

|        |   |
|--------|---|
| 2MASS  | <i>2 Micron All Sky Survey</i>  |
| CCF    | Fonction de corrélation croisée, en anglais <i>cross correlation function</i> |
| CFHT   | <i>Canada-France-Hawaii telescope</i>   |
| CLV    | Variations centre-bord, en anglais <i>center to limb variations</i>           |
| ELT    | <i>Extremely large telescope</i>  |
| HST    | <i>Hubble Space Telescope</i>   |
| IR     | Infrarouge ou <i>infrared</i>   |
| JWST   | <i>James Webb Space Telescope</i>   |
| MCMC   | Monte Carlo par chaînes de Markov, en anglais <i>Markov Chain Monte Carlo</i> |
| MHD    | Magnétohydrodynamique   |
| RME    | Effet Rossiter-McLaughlin, de l'anglais <i>Rossiter-McLaughlin Effect</i>     |
| RV     | Vitesse radiale, de l'anglais <i>radial velocity</i>                          |
| S/N    | Signal sur bruit, de l'anglais <i>signal to noise</i>                         |
| SPIRou | Spectropolarimètre infrarouge, instrument installé au CFHT                    |
| STIS   | <i>Space Telescope Imaging Spectrograph</i> , instrument du HST               |
| UV     | Ultraviolet   |
| WFC3   | <i>Wide Field Camera 3</i> , instrument du HST                                |





# Remerciements

---

Je tiens à remercier mon directeur de recherche David Lafrenière pour son support continu et sa compréhension, ainsi que l'équipe de l'iREx et son directeur René Doyon, particulièrement Anne Boucher et Antoine Darveau-Bernier.

Merci à Peter Hauschildt de m'avoir gracieusement fourni des modèles de spectres stellaires PHOENIX en intensité spécifique à des résolutions plus élevées que celles disponibles en ligne dans les bibliothèques spectrales.

Je tiens à remercier les organismes qui ont cru en mon potentiel et accepté de financer ma recherche, soit le Fonds québécois de la recherche sur la nature et les technologies (FRQNT) et le Conseil de recherches en sciences naturelles et en génie du Canada (CRSNG).

Finalement, je remercie mes proches, ma famille et mes amis. 2018-2019 fut une année difficile pour moi et leur support moral a compté énormément. Un merci particulier à Derek, Daniel et Simon. Merci à Michelle, tu seras toujours avec moi et je ne serais pas là où j'en suis aujourd'hui sans toi.



# Chapitre 1

---

## Introduction et éléments théoriques

Depuis les premières découvertes d'exoplanètes il y a plus de vingt ans, la présence d'au-delà de 4000 planètes a été détectée et confirmée autour d'étoiles autres que le Soleil<sup>1</sup>. De ce nombre, la grande majorité des découvertes a été réalisée grâce à des transits, en mesurant la variation de la luminosité des étoiles due au passage d'une planète entre l'étoile et l'observateur. Ces planètes constituent des cibles de choix pour des programmes de caractérisation atmosphérique par spectroscopie de transit.

Bien que cette technique soit la plus accessible pour étudier l'atmosphère d'exoplanètes, plusieurs effets et sources de contamination peuvent fausser les conclusions qu'on peut en tirer. Par exemple, des nuages peuvent fortement modifier l'opacité de l'atmosphère d'une planète et masquer l'essentiel des signatures moléculaires. Ces problèmes peuvent également provenir de l'étoile elle-même : si la surface de l'étoile comporte des régions actives comme des taches froides ou des facules brillantes distribuées différemment à l'intérieur et en dehors du cordon de transit, un transit peut accentuer la contribution de ces régions au spectre stellaire émergent. Si le spectre des régions actives contient davantage d'absorption ou d'émission à certaines longueurs d'onde que celui du reste de l'hémisphère stellaire, ces excès apparaîtront dans le spectre de transmission de l'atmosphère planétaire mesuré en transit. Cet effet peut modifier la détermination des abondances chimiques de l'atmosphère ainsi que la mesure du rayon de la planète.

La possibilité de cette contamination stellaire sur la spectroscopie de transit devient problématique surtout lorsque les régions actives contiennent les mêmes molécules que celles qu'on espère détecter dans une atmosphère planétaire. C'est le cas notamment pour la vapeur d'eau dans les naines M, les étoiles les plus froides de la séquence principale. Or, ce sont sur ces étoiles que reposent les plus grands espoirs d'étudier des planètes similaires à la Terre et ayant le potentiel d'abriter de la vie. On pense, par exemple, aux sept planètes orbitant TRAPPIST-1 découvertes en 2017, dont trois sont situées dans la zone habitable (Gillon

---

1. Voir <http://exoplanet.eu> ou encore <http://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu>

et al., 2017). Pour étudier avec confiance l’atmosphère de ces planètes, il faut trouver un moyen fiable de s’affranchir de l’influence de l’activité stellaire.

Cette problématique a été identifiée par plusieurs chercheurs au cours de la dernière décennie. Des modèles de contamination stellaire existent pour des étoiles de la séquence principale allant d’étoiles similaires au Soleil (types F, G et K) aux étoiles moins massives et plus froides (type M) (Rackham et al., 2018, 2019). Ces modèles permettent d’estimer la contribution de l’activité stellaire à des spectres en transit à basse résolution spectrale, par exemple pour des observations prises à partir de télescopes spatiaux. L’une des méthodes avancées pour diagnostiquer le niveau d’activité stellaire consiste à utiliser la modulation rotationnelle de la brillance de l’étoile pour estimer la fraction de couverture des régions actives.

Cependant, à l’heure actuelle, on ne dispose pas de méthode entièrement fiable pour éliminer l’ambiguïté qui afflige les spectres en transit à basse résolution pour une planète autour d’une étoile possiblement active. C’est pourquoi nous comptons examiner le potentiel de la spectroscopie de transit à très haute résolution spectrale comme solution à ce problème. Pendant un transit, la vitesse radiale (par rapport à l’observateur) de la planète peut varier significativement, de l’ordre d’une dizaine de km/s. Or, la durée d’un transit est généralement courte par rapport à la période de rotation de l’étoile. L’état de la surface stellaire et des régions actives demeure donc relativement stable pendant ce temps. En principe, avec un spectrographe ayant une résolution suffisante, on peut donc séparer les raies spectrales de la planète et celles de l’étoile, et par le fait même isoler l’atmosphère planétaire de la contamination stellaire.

L’objectif de la recherche consiste à vérifier cette possibilité à l’aide de nouveaux modèles. Un code utilisant des modèles stellaires et des modèles d’atmosphères planétaires a été construit afin de modéliser fidèlement des surfaces stellaires hétérogènes et des transits à très haute résolution. On cherche d’abord à identifier clairement des cas problématiques à basse résolution, puis à analyser ces mêmes cas à haute résolution par la technique de corrélation croisée avec des listes de raies moléculaires pour tester notre hypothèse.

Le reste du présent chapitre (chapitre 1) porte sur les éléments théoriques importants pour la fondation de l’étude, en commençant par la nature des étoiles et de leur rayonnement, suivi d’une description de l’activité stellaire et de ses effets. Les caractéristiques des exoplanètes, de leur formation et des atmosphères qui en résultent sont également présentés. Les fondements du sujet principal de l’étude, la spectroscopie de transit, sont finalement introduits. Les détails de la démarche de modélisation et d’analyse, les résultats les plus importants et les conclusions qui en sont tirées sont présentés dans l’article qui suit au chapitre 2, prêt à être soumis dans une revue spécialisée en astrophysique. Le chapitre 3 conclut le mémoire et contient un retour sur la démarche et les résultats importants.

## 1.1. Spectres stellaires

Les étoiles sont des corps extrêmement massifs et chauds formés au terme de l’effondrement gravitationnel de nuages moléculaires. Elles possèdent leur propre source d’énergie dans leur intérieur et rayonnent tout au long de leur vie.

Avant de se lancer dans le sujet principal de cette étude et de traiter de spectroscopie de transit, il est essentiel de bien comprendre l’origine et les caractéristiques du rayonnement stellaire. Après tout, lorsque l’on observe des planètes en transit, on dépend entièrement de notre connaissance de leur étoile.

### 1.1.1. Radiation stellaire

Le rayonnement stellaire prend sa source d’énergie dans les réactions nucléaires qui ont lieu au coeur des étoiles, rendues possibles par les conditions locales de pression et de températures extrêmes. L’énergie générée par ces réactions voyage vers la surface par radiation ou par convection, en fonction de l’efficacité de ces mécanismes dans les différentes couches de l’étoile. Dans les couches internes, en raison de la forte densité de matière, les photons interagissent très souvent avec le plasma environnant et leur libre parcours moyen est court. On nomme **photosphère** la couche où le libre parcours moyen des photons devient assez long pour que ceux-ci puissent s’échapper dans l’espace environnant sans nouvelle interaction. Par définition, l’essentiel du rayonnement stellaire observé par un observateur éloigné provient de la photosphère.

On peut décrire le rayonnement de la photosphère par une température effective  $T_{eff}$ . Cette température est définie comme celle d’un corps noir de mêmes dimensions que l’étoile émettant la même énergie totale. La loi de Stefan-Boltzmann décrit la puissance émise par unité de surface par un corps noir de température  $T$ , où  $\sigma_{SB}$  est la constante de Stefan-Boltzmann. En combinant cette loi avec l’expression pour la surface totale d’une étoile sphérique de rayon  $R_*$ , on obtient une expression liant la luminosité totale  $L_*$  et la température effective  $T_{eff}$  d’une étoile :

$$L_* = 4\pi R_*^2 \sigma_{SB} T_{eff}^4. \quad (1.1)$$

### 1.1.2. Intensité spécifique et flux

Il est pertinent de définir certains termes et concepts liés au rayonnement stellaire dans le but de comprendre la relation entre le rayonnement stellaire observé sur Terre et les caractéristiques locales de la photosphère et du rayonnement émergent. Les deux principales quantités qui nous intéressent sont l’intensité spectrale et le flux spectral.

On définit l’intensité spectrale du rayonnement  $I_\lambda$  (ou  $I_\nu$ ) comme la quantité d’énergie  $dE_\lambda$  passant à un point par unité de temps  $dt$ , d’aire  $dS$ , d’angle solide  $d\Omega$  et d’intervalle de

longueur d'onde  $d\lambda$  (ou de fréquence  $d\nu$ ) :

$$dE_\lambda = I_\lambda dt dS d\Omega d\lambda. \quad (1.2)$$

On peut également écrire cette définition en fonction de l'unité de surface  $dA$  sur l'objet rayonnant (la surface de l'étoile) et la normale  $\theta$  entre la surface et le point :

$$dE_\lambda = I_\lambda dt dA \cos \theta d\Omega d\lambda. \quad (1.3)$$

Cette quantité est intrinsèque : elle ne dépend pas de la distance entre un observateur et l'origine du rayonnement. Dans les unités du système international (SI),  $I_\lambda$  a des unités de  $\text{J s}^{-1} \text{m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{m}^{-1}$ .

De son côté, le flux spectral  $F_\lambda$  consiste en la quantité d'énergie traversant une surface dans toutes les directions par unité de temps, d'aire et d'intervalle de longueur d'onde. Le flux spectral est obtenu en intégrant l'intensité spectrale sur l'angle solide sous-tendu par la source :

$$F_\lambda = \int_{\Omega} I_\lambda \cos \theta d\Omega. \quad (1.4)$$

L'importance du flux spectral s'explique par le fait que lorsque l'on observe une étoile éloignée en spectroscopie, il s'agit de la quantité mesurée par le détecteur. Contrairement à l'intensité  $I_\lambda$ , le flux  $F_\lambda$  dépend de la distance entre la source et l'observateur. Pour calculer le flux spectral observé pour une surface stellaire connue mais non résolue par un instrument, il suffit de supposer que les rayons qui atteignent le détecteur sont tous parallèles et d'intégrer l'intensité sur l'angle solide sous-tendu par l'étoile, que l'on peut relier à l'élément d'aire projeté de surface stellaire  $dA$  par la distance  $D$  entre l'étoile et l'observateur :

$$d\Omega = \frac{dA}{D^2}. \quad (1.5)$$

### 1.1.3. Opacités, raies atomiques et bandes moléculaires

On cherche maintenant à comprendre l'apparence générale et le comportement d'un spectre stellaire ainsi que les phénomènes à l'origine de cette apparence.

Le transport du rayonnement à travers la matière stellaire obéit à l'équation du transfert radiatif, en quelque sorte une reformulation du principe de la conservation de l'énergie :

$$\frac{dI_\lambda}{ds} = \rho j_\lambda - \rho \kappa_\lambda I_\lambda. \quad (1.6)$$

Dans cette équation,  $ds$  est l'élément de distance parcouru par le rayonnement,  $\rho$  est la densité de matière,  $j_\lambda$  est le coefficient d'émission du gaz (en unités SI de  $\text{m s}^{-3} \text{sr}^{-1}$ ) et  $\kappa_\lambda$  est son opacité (unités de  $\text{m}^2 \text{kg}^{-1}$ ). On constate que des sources d'opacités dans le gaz peuvent réduire significativement l'intensité émergente à certaines longueurs d'onde.

Les sources d'opacités dans une photosphère stellaire sont multiples. Dans le contexte de cette étude, on s'intéresse principalement aux sources qui peuvent coïncider avec les sources

présentes et détectables dans l’atmosphère d’exoplanètes dans les longueurs d’onde visibles et proche-infrarouges (voir sections 1.3 et 1.4), soit les transitions électroniques d’atomes et d’ions ainsi que les transitions électroniques, vibrationnelles et rotationnelles de molécules. Dans le cas des molécules, le nombre élevé de degrés de liberté associés à la vibration et à la rotation donne naissance à des centaines ou des milliers de raies. Chacune de ces transitions énergétiques implique l’absorption de photons ayant une énergie précise et, par conséquent, la formation de raies d’absorption en fonction de quelles transitions et configurations sont favorisées dans les conditions de pression et de température photosphériques.

Le profil des raies stellaires dépend de multiples facteurs d’élargissement. Une raie associée à une transition possède d’abord une largeur intrinsèque associée au principe d’incertitude d’Heisenberg. Les facteurs les plus importants proviennent de l’environnement où les raies se forment. La distribution de vitesse des particules dans l’atmosphère d’une étoile dépend de la température environnante : une température plus élevée et donc des vitesses plus élevées dans toutes les directions causent ce que l’on nomme l’élargissement de Doppler. Une pression élevée entraîne également un élargissement en raison de la fréquence des interactions entre particules voisines. Finalement, à l’échelle macroscopique, la rotation de l’étoile produit un élargissement pour un observateur éloigné en fonction de la vitesse équatoriale projetée  $v \sin i$ . Cet élargissement est nul pour une inclinaison stellaire  $i = 0^\circ$  (pôle vers l’observateur) et maximal pour  $i = 90^\circ$  (équateur vers l’observateur). L’élargissement rotationnel est source de l’effet Rossiter-McLaughlin discuté dans la section 1.4.4. Tous les élargissements liés à des vitesses radiales reposent sur le décalage Doppler, que l’on peut exprimer par l’équation 1.7 dans le cas d’une vitesse radiale  $v_r$  non-relativiste.

$$\lambda_{obs} = \lambda_{em} \left( 1 + \frac{v_r}{c} \right) \quad (1.7)$$

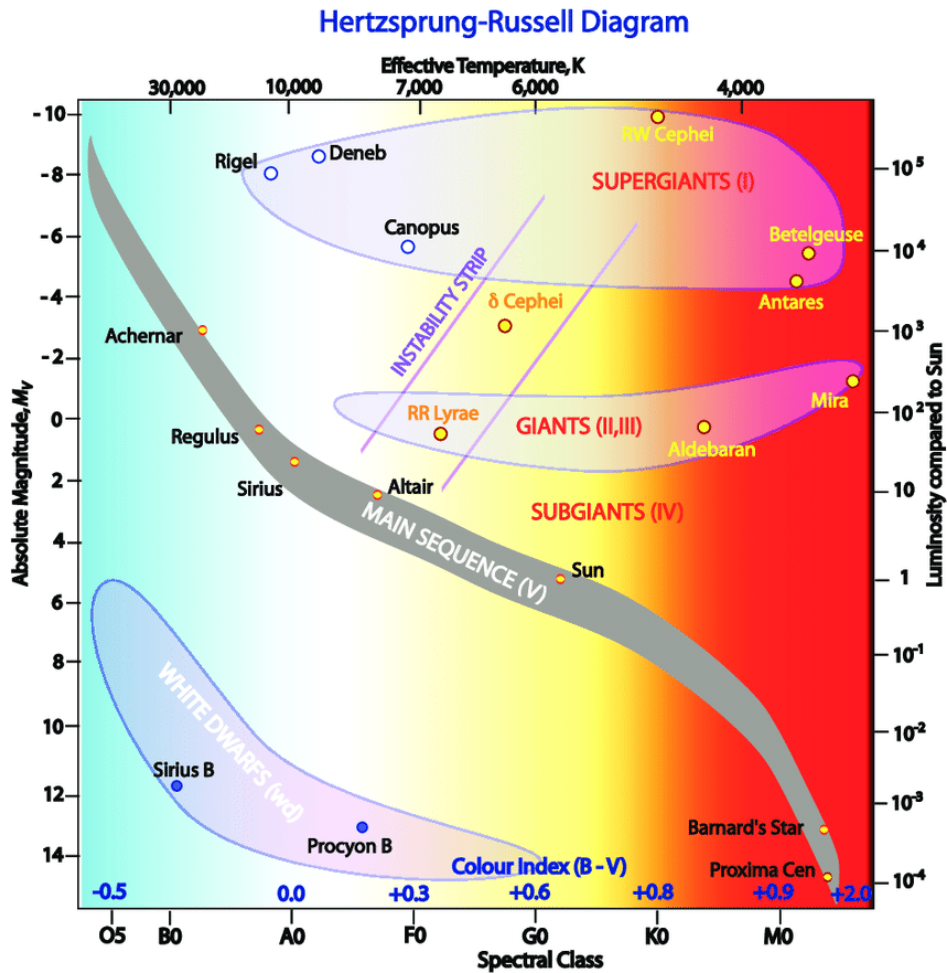
Dans cette équation,  $\lambda_{obs}$  est la longueur d’onde observée pour une longueur d’onde émise  $\lambda_{em}$  par une source ayant une vitesse radiale relative  $v_r$  et  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide.

#### 1.1.4. Types spectraux

Le système de Morgan-Keenan (Morgan and Keenan, 1973) sert communément à classifier les étoiles en fonction de l’apparence de leur spectre, combinée à une classe de luminosité. Le type spectral d’une étoile est fortement lié à sa température effective et est dénoté du plus chaud ( $\geq 25000$  K) au plus froid ( $\sim 2500$  K) par les lettres O, B, A, F, G, K et M, avec les lettres L, T, et Y ajoutées pour les objets de faible masse encore plus froids comme les naines brunes. On détermine le type spectral en fonction des signatures d’absorption et d’émission présente dans les spectres et de leur intensité. Par exemple, le type A indique les plus fortes raies d’hydrogène en absorption. Un chiffre romain de I à VI indique la classe de luminosité

d'une étoile : supergéante (I), géante brillante (II), géante (III), sous-géante (IV), séquence principale ou naine (V) et sous-naine (VI).

Lorsque l'on représente les étoiles connues sur un graphique de leur type spectral (ou, de façon à peu près équivalente, leur température) et de leur luminosité intrinsèque, on obtient ce qu'on appelle un diagramme de Hertzsprung–Russell (HR) comme dans la Figure 1.1.



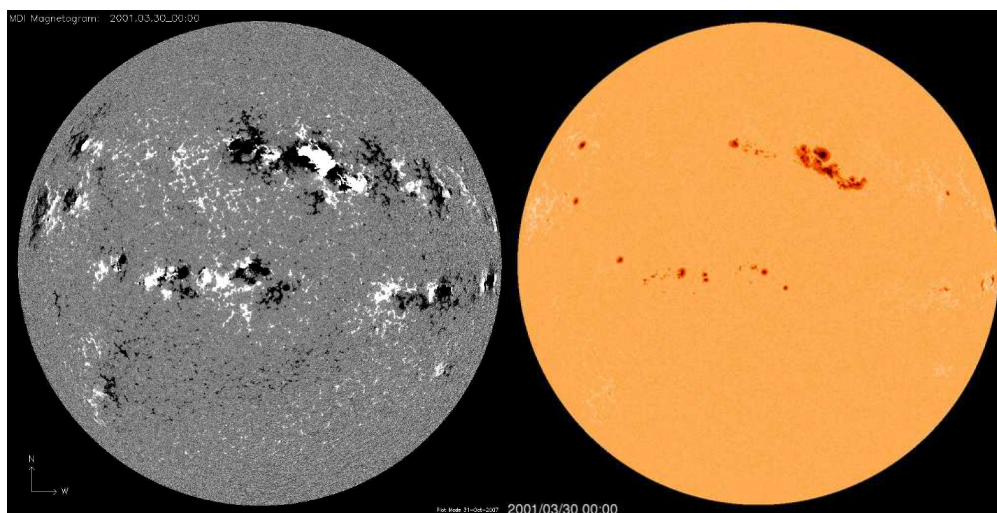
**Figure 1.1.** Représentation d'un diagramme de Hertzsprung-Russell montrant les grandes classes d'étoiles et la séquence principale. Crédit image : R. Hollow (CSIRO).

Dans le cadre de cette étude, on s'intéresse exclusivement aux étoiles appartenant à l'extrémité froide ( $T \leq 5000$  K) de la séquence principale, de types spectraux KV et MV. Les spectres des étoiles K sont dominés par des raies d'absorption métalliques (Ca, Fe, K, etc.). Quelques molécules, comme le CO, se retrouvent également dans leurs spectres. Ayant des températures inférieures à environ 3700 K, les naines M montrent de l'absorption associée à des bandes moléculaires, par exemple de TiO et de VO ; des bandes d'absorption d'eau sont même présentes de façon importante dans le spectre infrarouge des étoiles M les plus froides.



## 1.2. Activité stellaire

La photosphère des étoiles est rarement homogène. Par exemple, on observe depuis des siècles sur le Soleil l'apparition et la disparition de zones sombres et brillantes que l'on nomme **taches** solaires et **facules**, respectivement. Le comportement de ces inhomogénéités suit un cycle long d'environ 11 ans (22 ans si l'on inclut le renversement de polarité du champ magnétique solaire) couplé avec le cycle de l'activité magnétique du Soleil. La distribution des régions actives correspond assez fidèlement aux champs magnétiques locaux observés sur les magnétogrammes de la surface solaire, comme on peut voir dans la Figure 1.2.



**Figure 1.2.** *Gauche* : magnétogramme de la surface du Soleil. *Droite* : image du Soleil au même moment. Images obtenues par la mission SOHO et dans le domaine public : <http://sohowww.nascom.nasa.gov>.

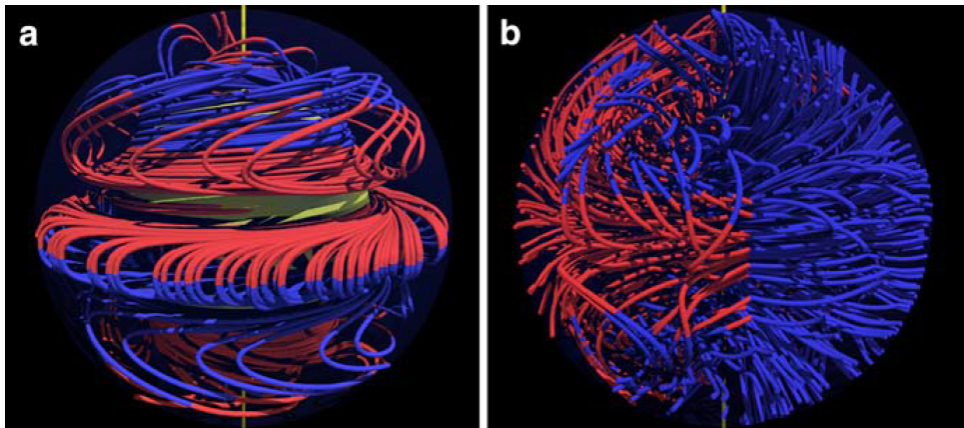
Il n'y a aucune raison de croire que l'activité solaire constitue un cas isolé parmi les étoiles, bien au contraire. Néanmoins, on ne peut pas directement généraliser le cycle solaire à l'ensemble des étoiles. Pour mieux comprendre l'activité stellaire et la diversité de ses manifestations, il faut porter attention aux phénomènes internes à l'origine des champs magnétiques stellaires. On pourra ensuite examiner plus en détails les effets de ces champs sur la surface des étoiles.

### 1.2.1. Activité magnétique

Les champs magnétiques stellaires prennent source dans les mouvements internes des étoiles. À l'intérieur d'une étoile, la matière existe sous forme de plasma ionisé. On y retrouve donc des quantités appréciables de particules chargées. Tel que formulé par les lois d'Ampère et d'Ohm, le déplacement de ces particules est lié à la présence de courants, de champs électriques et de champs magnétiques. De plus, dans les conditions intérieures des étoiles,

les lignes de champ magnétique sont couplées à la matière et se déplacent avec elle, selon le théorème d'Alfvén (Alfvén, 1942).

Bien qu'il soit impossible d'obtenir un portrait exact de l'activité magnétique d'une étoile sans un traitement complet des équations de la magnétohydrodynamique (MHD), on peut expliquer la présence de régions actives comme les taches solaires par l'existence d'une dynamo stellaire. Les caractéristiques de la dynamo dépendent fortement de la structure interne de l'étoile : le comportement du champ magnétique pour une étoile ayant une enveloppe convective comme le Soleil devrait différer radicalement de celui d'une étoile entièrement convective comme une naine M, tel que présenté dans la Figure 1.3. Il demeure que la rotation différentielle combinée aux mouvements de convection et à la turbulence à l'intérieur de l'étoile entraîne la compression des lignes de champ magnétique à certains endroits. Ces surdensités de champ sont poussées vers la photosphère par la pression magnétique existant dans l'intérieur stellaire et donnent ainsi naissance aux régions actives telles que les taches et les facules stellaires.



**Figure 1.3.** Champ magnétique sous la surface pour deux modèles de dynamos stellaires. **a)** Pour une étoile de type stellaire avec un champ dipolaire. **b)** Pour une étoile entièrement convective avec un champ non-axisymétrique. Graphique et modèles de Rainer Arlt, AIP, présenté dans Strassmeier (2009).

### 1.2.2. Régions actives

La forte concentration du champ magnétique dans les régions actives affecte le transport d'énergie par convection vers la photosphère. Par conséquent, ces régions apparaissent sombres (ou brillantes) en comparaison au reste de la photosphère. En fonction du type d'étoile, les différences de température effective peuvent atteindre plusieurs centaines, voire plus d'un millier de degrés Kelvin.

Au-delà de la température, l'effet de l'activité magnétique affecte également le profil local de vitesse de la photosphère. Normalement, la photosphère possède une composante

de vitesse orientée radialement par rapport au centre de l'étoile en raison du transport de plasma chaud par la convection. Or, dans les régions actives, ce transport se retrouve inhibé par le champ magnétique, ce qui résulte en une perte de vitesse radiale locale (Livingston, 1982; Cavallini et al., 1985). Ces effets peuvent affecter des observations spectroscopiques à très haute résolution.

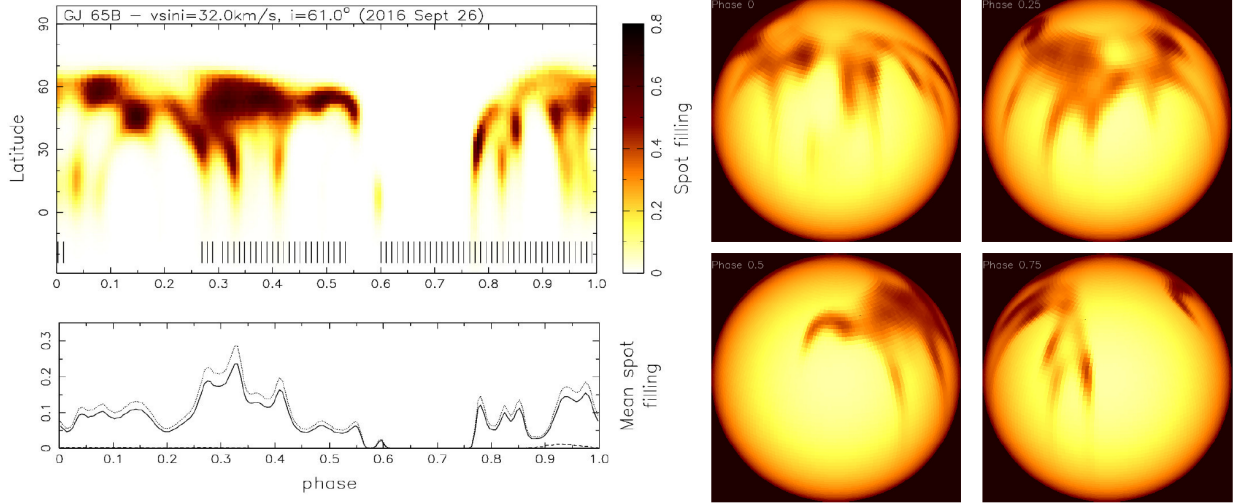
Finalement, l'activité magnétique peut modifier les abondances chimiques dans les régions actives. En effet, puisque la température y est différente, la vitesse des réactions entre tous les constituants change dans une certaine mesure. Des différences de température significatives peuvent donc introduire des déviations de composition détectables par l'entremise des opacités des régions actives. Cette conséquence de l'activité stellaire se trouve au coeur de la présente étude.

### 1.2.3. Taille, distribution et évolution des régions actives

Puisque les caractéristiques de la dynamo et du champ magnétique varient d'une étoile à l'autre, on s'attend à ce que la taille des régions actives varie également. La seule étoile où l'on peut mesurer une taille non ambiguë pour les taches est le Soleil : les valeurs typiques se situent entre 0.001 et 0.01 % de la surface solaire occupée par une tache individuelle, pouvant atteindre jusqu'à 0.1 % pendant un pic d'activité (Strassmeier, 2009).

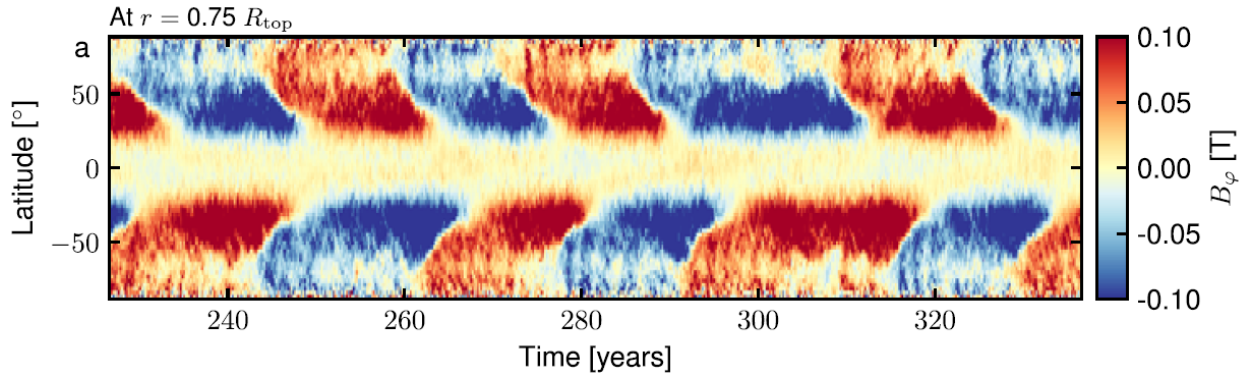
Pour toutes les autres étoiles, il est impossible de résoudre directement la surface et donc encore moins possible de résoudre des taches ou des facules individuelles. On doit ainsi se tourner vers des techniques comme l'imagerie Doppler pour détecter des taches et obtenir des contraintes sur leurs caractéristiques. L'essence de ces techniques consiste à mesurer la variation de profils de raies bien définies et bien connues pendant la rotation de l'étoile et à convertir l'information en une carte de surface stellaire. Les taches sont alors généralement modélisées soit par une valeur de température sur la carte, ou par un facteur de couverture dans un modèle de photosphère à deux composantes de température. Ce type d'observation ne peut pas fournir à la fois de contraintes rigides sur la position, la taille et la température des régions actives. Il permet toutefois d'obtenir des estimations de leur comportement général. Des observations d'étoiles actives par imagerie Doppler ont permis de détecter des taches sombres couvrant de l'ordre de 0.1 % jusqu'à 10 à 20 % de la surface visible de leur étoile (Strassmeier, 2009). La Figure 1.4 montre un exemple de taches étendues sur une étoile froide. Par conséquent, on croit qu'il doit exister une grande diversité dans les tailles de régions actives pour des étoiles générales.

Dans le cas du Soleil, la position des taches et facules peut facilement être étudiée en détails et suivie à travers le temps. La distribution spatiale de ces régions est étroitement liée au cycle solaire. Elle se concentre dans les latitudes moyennes à basses, en se rapprochant



**Figure 1.4.** Imagerie Doppler de l'étoile GJ 65B (type M6V), présentée en termes du facteur de couverture de taches. Adapté d'une figure tirée de Barnes et al. (2016).

de l'équateur au rythme où le cycle solaire approche un minimum. Les latitudes des taches solaires suivent ce que l'on surnomme un *diagramme papillon*.



**Figure 1.5.** Diagramme de l'évolution temporelle du champ magnétique azimuthal moyen en fonction de la latitude et du temps pour un modèle de dynamo d'une étoile de type solaire, avec une fréquence de rotation 0.69 fois celle du Soleil. Tiré d'une figure dans Strugarek et al. (2018).

Des modèles de dynamo existants reproduisent ce type de comportement de champ magnétique pour des étoiles de type solaire, tel que présenté dans la Figure 1.5. Rien n'indique toutefois que l'on puisse généraliser le comportement de l'activité solaire aux étoiles entièrement convectives. Pour obtenir davantage d'informations sur la distribution des régions actives sur d'autres étoiles, il faut une nouvelle fois se tourner vers des observations en imagerie Doppler. À partir des observations existantes, on peut seulement conclure qu'il existe une vaste diversité de distributions possibles, allant de régions actives polaires à des régions confinées aux plus basses latitudes comme dans le cas du Soleil.

À premier ordre, puisque les champs magnétiques sont couplés avec la matière stellaire, les régions actives se déplacent avec le reste de la photosphère et suivent la rotation de l'étoile. Elles peuvent ainsi servir d'indicateurs de la période de rotation d'une étoile.

L'action du champs magnétique global de l'étoile force les régions actives à se dissiper quelque temps après leur formation. L'échelle de temps de cette dissipation dépend de l'étoile elle-même. Pour le Soleil, elle varie de quelques jours à quelques mois. Les tentatives de généralisation basées sur des observations et des prédictions théoriques indiquent que cette échelle peut s'étendre jusqu'à quelques années pour des groupes de taches stellaires (Strassmeier, 2009).

### 1.3. Exoplanètes et atmosphères

On se tourne maintenant vers les planètes que l'on veut étudier afin de présenter et de justifier les caractéristiques attendues de leur atmosphère. Les planètes géantes en orbite rapprochées et les planètes de type terrestres constituent l'essentiel des planètes observables en transit ; on se concentre donc sur ces deux types de planètes.

#### 1.3.1. Planètes géantes

On désigne comme planètes géantes des planètes dont l'essentiel de la masse est composé d'hydrogène et d'hélium, telles que Jupiter et Saturne dans notre système solaire. On inclut également les géantes de glaces, c'est-à-dire des planètes dont la composition intérieure inclut une partie importante de glaces (atomes et molécules volatiles, plus lourds que l'hydrogène et l'hélium). Uranus et Neptune font partie de cette catégorie.

Il existe deux principales théories pour expliquer la formation de planètes géantes dans notre système solaire et dans d'autres systèmes planétaires. Pour les planètes concernées par la présente étude, on croit que la théorie de l'instabilité gravitationnelle n'est pas nécessairement pertinente, puisque les planètes formées par ce procédé occupent fort probablement des orbites éloignées et ne seraient donc pas des cibles pour la spectroscopie de transit. En effet, la formation de planètes par ce mécanisme requiert des conditions de basse température et de rotation lente du disque protoplanétaire qui ne sont généralement satisfaites qu'à des distances de plusieurs dizaines d'AU du centre du disque (Boss, 2011; Zhu et al., 2012). Les planètes ainsi formées pourraient potentiellement se prêter à des observations par imagerie directe plutôt que par spectroscopie de transit. On se concentre par conséquent sur la théorie de l'accrétion du cœur.

Dans le disque protoplanétaire, la poussière commence à s'effondrer sous l'effet d'instabilités hydrodynamiques. Des fragments rocheux s'assemblent et s'agglutinent jusqu'à former ce qu'on appelle des planétésimaux avec des diamètres allant jusqu'à plusieurs dizaines de

kilomètres. Tous ces corps continuent à s'agglutiner pour former des protoplanètes et commencer à accréter du gaz du disque, jusqu'à atteindre une masse critique d'au moins  $10 M_{\oplus}$ . À ce stade, l'accrétion rapide de gaz du disque s'enclenche et continue jusqu'à ce que le gaz ne soit plus disponible dans l'orbite de la planète en formation. Le noyau de planète accumule donc une enveloppe gazeuse très massive. La croissance de noyaux planétaires est beaucoup plus efficace au delà de la ligne de glace en raison de la taille supérieure des fragments de roche et de glace et de leur densité plus élevée. Dans les régions intérieures du disque, les protoplanètes n'atteignent normalement pas une masse suffisante assez tôt pour commencer à accréter du gaz rapidement et ne forment donc pas de planètes géantes. Si la formation d'une planète a lieu au-delà de la ligne de glace, dans les régions extérieures du disque où la densité de gaz est moindre, l'enveloppe accrétée sera beaucoup moins massive que dans le cas de planètes comme Jupiter. Le résultat est une planète géante de glaces, avec un intérieur de roche et de glaces constituant la majorité de la masse de la planète.

Pendant le processus de formation, les interactions entre les protoplanètes et le disque peuvent provoquer la migration des planètes vers d'autres régions du disque. Avec suffisamment de masse, les planètes peuvent entraîner la formation d'ondes de densité dans le disque, voire même libérer leur orbite de la matière du disque. Ces scénarios se soldent typiquement par la réduction du moment angulaire de la planète et la migration vers les régions intérieures du disque. Ce type de processus permet d'expliquer la présence de planètes géantes sur des orbites rapprochées, là où elles ne devraient pas être en mesure de se former. Ces planètes sont souvent désignées comme des Jupiter chaudes et constituent une part importantes des exoplanètes découvertes à ce jour. Les géantes de glaces peuvent également migrer vers leur étoile, expliquant la quantité d'exoplanètes qualifiées de Neptunes chaudes et de sous-Neptunes (de taille et de masse inférieure à Neptune, mais ayant tout de même une enveloppe gazeuse massive) détectées dans des orbites relativement rapprochées autour de leur étoile.

Les planètes géantes possèdent des atmosphères massives et étendues. Le concept de surface solide comme on retrouve sur Terre ne s'applique pas vraiment à ces planètes ; on adopte plutôt un niveau de pression élevé, très profond dans l'atmosphère, comme surface. Le rayonnement émis, reflété, ou transmis lors d'un transit (section 1.4) par la planète provient d'altitudes supérieures à ce niveau.

Pour les deux types de planètes géantes présentés, la composition de l'atmosphère dépend principalement de la composition du gaz du disque protoplanétaire. Après tout, c'est ce gaz qui est accrété dans les dernières étapes de leur formation. Les abondances élémentaires devraient donc être similaires à celles de leur étoile, c'est-à-dire principalement de l'hydrogène et de l'hélium, et dans une moindre mesure des éléments plus lourds (carbone, oxygène, azote, soufre, etc.) en fonction de la composition du disque protoplanétaire. Dans le cas des géantes

de glaces, l'enrichissement de l'intérieur de la planète en glaces se traduit par des abondances d'éléments lourds plus élevées dans l'atmosphère

La composition moléculaire dépend des conditions à travers l'atmosphère, soit le profil de pression et température, les processus de transport et circulation à travers l'atmosphère et les procédés photochimiques dans la haute atmosphère. Pour prédire cette composition, on commence typiquement avec un calcul d'équilibre chimique en minimisant l'énergie de Gibbs en fonction de la pression, de la température et des abondances élémentaires à différents niveaux de l'atmosphère. On peut ensuite introduire les déviations à l'équilibre, causées notamment par la convection dans les couches profondes et la photochimie dans la haute atmosphère.

Dans le cadre de cette étude, on s'intéresse à la composition atmosphérique d'une Jupiter chaude et d'une mini-Neptune ou super-Terre ayant une température semblable à la Terre. Dans le cas d'une Jupiter chaude, en plus du dihydrogène ( $H_2$ ) et de l'hélium ( $He$ ) qui composent l'essentiel de l'atmosphère des planètes géantes, on s'attend à retrouver entre autres des traces de gaz tels que l'eau ( $H_2O$ ), le monoxyde de carbone ( $CO$ ) et même du sodium ( $Na$ ) et du potassium ( $K$ ). Pour ce qui est de la mini-Neptune, l'eau est également attendue, et plus de gaz comme de dioxyde de carbone ( $CO_2$ ) et le méthane ( $CH_4$ ) en raison des plus faibles températures. Les abondances attendues de ces molécules à travers l'ensemble des planètes géantes dépendent principalement des conditions de pression et de températures des atmosphères, ainsi que de processus photochimiques dans la haute atmosphère.

### 1.3.2. Planètes terrestres

Par planètes terrestres, on entend des planètes dont la quasi-totalité de la masse est composée de matériaux rocheux. L'atmosphère de ces planètes ne représente qu'une infime fraction de leur masse et les gaz principaux des planètes géantes ( $H_2$ ,  $He$ ) ne s'y retrouvent généralement pas en quantités significatives. La Terre et Vénus constituent des exemples de ce type de planète dans le système solaire.

La formation de ces planètes se déroule essentiellement de la même façon que les premières étapes de la formation des noyaux de planètes géantes : la poussière dans le disque protoplanétaire s'effondre sous l'effet d'instabilités et forme des planétésimaux par agglutination. On s'attend à ce qu'une phase d'impacts majeurs entre les protoplanètes conclue le processus de formation. Les planètes terrestres se forment sans doute dans les régions internes du disque, à l'intérieur de la ligne de glace. Par conséquent, les mécanismes de croissance des planétésimaux ne sont pas aussi efficaces. Les protoplanètes n'ont donc pas le temps d'atteindre une masse suffisante pour accréter rapidement le gaz du disque avant que celui-ci ne soit dispersé. On s'attend donc à ce que ces planètes ne disposent que d'une enveloppe de gaz relativement ténue au terme de leur formation.

Cela ne signifie pas que l’atmosphère des planètes terrestres arrête d’évoluer une fois que le disque protoplanétaire se disperse. De nombreux phénomènes peuvent survenir et affecter ces atmosphères radicalement. En raison de leur faible masse et donc de leur plus faible gravité, les planètes terrestres sont particulièrement susceptibles à l’échappement atmosphérique, par exemple à l’échappement de Jeans. La vitesse des particules de gaz obéit à la distribution de Maxwell-Boltzmann en fonction de la température. Si, dans la haute atmosphère, le gaz reçoit suffisamment d’énergie en provenance de l’étoile, les particules occupant les hautes vitesses de la distribution peuvent dépasser la vitesse d’échappement et quitter l’atmosphère. Les gaz légers comme  $H_2$  et  $He$  ont des vitesses plus élevées pour une même énergie et s’échappent donc beaucoup plus facilement. À long terme, les planètes terrestres peuvent facilement perdre l’essentiel de leur  $H_2$  et  $He$  primordiaux. En l’absence d’un champ magnétique planétaire, le vent de l’étoile centrale peut également provoquer des pertes atmosphériques importantes par un bombardement continu de particules chargées.

D’autres phénomènes peuvent à l’inverse contribuer à la croissance ou à l’enrichissement de ces atmosphères. Des impacts d’astéroïdes ou de comètes peuvent introduire de l’eau et d’autres molécules riches en oxygène ou en carbone à la planète, dans la mesure où ces impacts ne sont pas trop énergétiques. De l’activité volcanique peut entraîner l’émission de quantités importantes de gaz comme du  $CO_2$  dans l’atmosphère. Divers processus géologiques dans les couches rocheuses extérieures peuvent constituer des réservoirs de gaz riches en carbone, en oxygène, en phosphore, en soufre, etc.

La grande variété de conditions initiales possibles et de processus pouvant intervenir durant la vie des planètes terrestres contribue à la diversité des atmosphères possibles. Cela complique la modélisation d’atmosphères pour ce type de planètes. Des scénarios d’atmosphères dominées par le  $N_2$  (comme la Terre), le  $CO_2$  (comme Vénus) ou encore le  $O_2$  sont tous possibles (Lincowski et al., 2018). On peut néanmoins s’attendre à ce que des molécules comme le  $CO_2$ , l’eau ( $H_2O$ ) ou encore le méthane ( $CH_4$ ) y jouent un rôle, en fonction de la température planétaire et du parcours évolutif.

### 1.3.3. Nuages

De nombreuses molécules peuvent se condenser sous forme liquide ou solide dans une atmosphère lorsque leur pression partielle surpasse la pression de vapeur  $P_v$  aux conditions environnantes de pression et température  $T$ . La pression de saturation peut-être calculée grâce à la relation de Clausius-Clapeyron (équation 1.8) et fournir une estimation de l’altitude de la base des nuages pour différentes molécules, à condition de connaître l’énergie massique de changement d’état  $L$  et les volumes massiques du gaz  $V_2$  et du liquide ou du solide  $V_1$  (Sánchez-Lavega et al., 2004),

$$\frac{dP_v}{dT} = \frac{L}{T(V_2 - V_1)}. \quad (1.8)$$



Des brouillards photochimiques peuvent également se former dans la haute atmosphère, sous l'effet de forts rayonnements UV. La composition des nuages varie radicalement en fonction de la température. Par exemple, pour des températures terrestres, on peut s'attendre à voir des nuages d'eau. Pour une planète géante relativement froide comme Jupiter, on trouve généralement des nuages d'ammoniac dans les couches supérieures de l'atmosphère. Même pour une Jupiter chaude, on s'attend à ce que des nuages se forment : dans ce cas, ils seraient composés de silicates, de fer liquide ou même de corindon ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) (Lodders, 2003).

Les distribution de tailles des particules de nuages peuvent varier fortement d'un type de nuage à l'autre. Comme l'opacité des nuages dépend principalement de la taille des particules concernées, la présence de nuages peut affecter l'apparence d'une atmosphère de plusieurs manières. Dans le cas de particules fines (dont le rayon est comparable aux longueurs d'onde d'intérêt), l'opacité dépend fortement de la longueur d'onde et est plus importante pour les longueurs d'onde courtes. En comparaison, de grosses particules entraînent généralement une opacité sans dépendance majeure sur la longueur d'onde. De façon générale, les nuages coupent l'accès aux couches plus profondes d'une atmosphère et masquent ainsi plusieurs autres sources d'opacité de l'atmosphère.

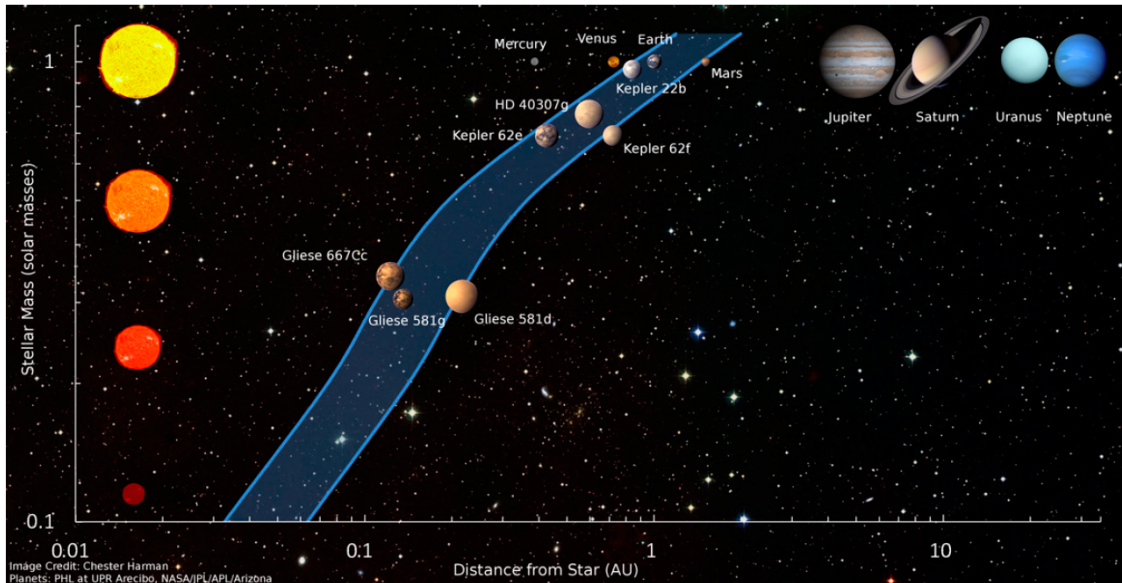
Les nuages de condensation peuvent affecter l'apparence d'une atmosphère d'une toute autre manière. Si une molécule se condense à une altitude spécifique (en fonction de l'équation 1.8), le contenu de cette molécule dans l'ensemble de l'atmosphère aura tendance à être emprisonné autour de cette altitude. L'abondance ainsi réduite de cette molécule dans les couches atmosphériques supérieures affecte directement l'opacité d'une grande partie de l'atmosphère (section 1.4.1.)

### 1.3.4. Zone habitable

Dans le cadre de cette étude, on mentionne la notion de zone habitable pour les exoplanètes, puisqu'elle est au coeur de la recherche de planètes potentiellement semblables à la Terre, ou pouvant abriter de la vie.

Par souci de simplicité, on se contente de définir la zone habitable comme l'ensemble des séparations orbitales où l'irradiation reçue par une planète lui permet d'avoir de l'eau liquide à sa surface. Cette capacité dépend bien entendu des spécificités de l'atmosphère de la planète et du niveau d'effet de serre à sa surface. La zone habitable dépend directement de la luminosité (donc de la température) de l'étoile, comme le montre la Figure 1.6 : pour une étoile de type solaire, la période orbitale d'une planète dans cette zone sera de l'ordre d'une année, alors que pour une naine M froide comme TRAPPIST-1, cette période est de l'ordre de quelques jours. Cela rend les étoiles froides et peu massives très attrayantes pour y détecter des planètes habitables par les méthodes des transits ou des vitesses radiales.

En réalité, l’habitabilité d’une planète dépend d’une multitude d’autres facteurs, notamment du rayonnement UV de l’étoile, de la fréquence et de l’intensité des éruptions stellaires, etc.



**Figure 1.6.** Limites de la zone habitable en fonction de la masse de l’étoile hôte. Figure tirée de Kasting et al. (2014).

## 1.4. Spectroscopie de transit

Lorsqu’une planète passe entre son étoile et un observateur, elle occulte une partie du rayonnement de l’étoile. Si l’on approxime la planète comme étant une sphère opaque de rayon  $R_p$ , le résultat est une diminution du flux observé proportionnelle au rapport de l’aire projetée des hémisphères visibles de la planète et de l’étoile :

$$\frac{\Delta F}{F} \approx \frac{R_p^2}{R_*^2} \quad (1.9)$$

où  $F$  est le flux observé,  $\Delta F$  est la différence entre le flux observé en transit et en dehors du transit et  $R_*$  est le rayon de l’étoile. Généralement, on utilise l’expression **profondeur de transit** pour référer à  $\frac{\Delta F}{F}$ .

En réalité, une atmosphère enveloppe la planète et pendant un transit, on peut la considérer comme un anneau mince entourant l’intérieur parfaitement opaque de la planète. L’opacité de l’atmosphère varie en fonction de la longueur d’onde à cause de l’absorption liée aux atomes et aux molécules qui s’y trouvent. On désigne comme **spectroscopie de transit** l’observation de transits planétaires à différentes longueurs d’onde dans le but de caractériser l’atmosphère des planètes.

### 1.4.1. Principes physiques d'un spectre de transmission

Afin d'interpréter des résultats de spectroscopie de transit, il faut comprendre ce qu'est un spectre de transmission et comment il se forme lors d'un transit.

Si l'étoile était un disque rayonnant uniformément, la seule source de variation de la profondeur de transit avec la longueur d'onde serait le passage du rayonnement stellaire à travers l'atmosphère au terminateur de la planète, c'est-à-dire à la frontière entre le côté illuminé par l'étoile et le côté sombre. Selon les lois de la spectroscopie de Kirchhoff, puisque l'atmosphère de la planète est plus froide que la photosphère de l'étoile, on s'attend à ce que des raies d'absorptions s'ajoutent au flux stellaire durant son passage. La profondeur du transit mesurée à différentes longueurs d'onde contient donc de l'information sur la transmission du rayonnement stellaire à travers l'atmosphère planétaire. C'est pourquoi on parle d'un **spectre de transmission**. L'effet de l'atmosphère sur le spectre de transmission peut-être représentée simplement par l'équation 1.10, où l'on sépare la contribution de la partie de la planète qui est opaque pour toutes les longueurs d'ondes (ayant un rayon  $R_{p,opaque}$ ) de celle de l'atmosphère, dont l'altitude efficace  $A_{H,\lambda}$  dépend des sources d'opacité à différentes longueurs d'ondes. On suppose que  $A_{H,\lambda} \ll R_{p,opaque}$ .

$$\left(\frac{\Delta F}{F}\right)_\lambda = \frac{R_{p,opaque}^2 + 2R_{p,opaque}A_{H,\lambda}}{R_*^2} \quad (1.10)$$

Avant d'introduire les sources d'opacités d'une atmosphère planétaire, il faut avoir une idée de la structure de cette atmosphère. L'étendue spatiale et les conditions de pression, de température et de densité de l'atmosphère déterminent le comportement des différentes sources d'opacité qui s'y trouvent.

On peut commencer par estimer l'étendue verticale de l'atmosphère. Pour ce faire, on suppose une symétrie radiale et on suppose également que l'atmosphère est en équilibre hydrostatique, c'est-à-dire qu'à chaque altitude, la pression atmosphérique  $P$  supporte les couches supérieures contre l'effondrement gravitationnel. Cette contrainte peut être exprimée sous forme différentielle :

$$\frac{dP}{dz} = -\rho g \quad (1.11)$$

où  $\rho$  est la densité du gaz et  $g$  est l'accélération gravitationnelle à l'altitude  $z$ . En invoquant la loi des gaz parfaits, on peut réécrire cette équation en fonction de la température  $T$ , de la masse moléculaire moyenne  $\mu$  et de la pression  $P$  :

$$\frac{dP}{dz} = -\frac{\mu P}{kT}g \quad (1.12)$$

où  $k$  est la constante de Boltzmann. Avec l'approximation que la température, la gravité et la masse moléculaire moyenne sont à peu près constants, on arrive à une solution exponentielle

pour la pression :

$$P(z) = P_0 e^{-z/H} \quad (1.13)$$

où la hauteur d'échelle  $H$  est donnée par

$$H = \frac{kT}{\mu g}. \quad (1.14)$$

Généralement, on considère que l'absorption atmosphérique est non-négligeable jusqu'à environ 5 à 10  $H$  (Seager, 2010). On constate que la température, la gravité et le portrait d'ensemble de la composition sont les principales variables déterminant l'étendue d'une atmosphère.

Dans le cas de la transmission, contrairement à l'émission thermique de la planète, les détails du profil de température de l'atmosphère n'exercent pas une influence aussi directe sur les observations, au-delà de déterminer l'étendue atmosphérique. Il s'agit plutôt de la composition atmosphérique qui possède le rôle le plus important dans la forme du spectre de transmission. Par contre, les conditions de température et de pression influencent l'équilibre chimique et la composition à travers l'atmosphère. On ne peut donc pas non plus les ignorer lors de la modélisation et de l'interprétation de spectres de transmission.

Tel que décrit dans les sections 1.3.1 et 1.3.2, les atmosphères d'exoplanètes devraient contenir des molécules telles que le  $\text{CO}_2$ , le  $\text{CO}$ , le  $\text{H}_2\text{O}$ , le  $\text{CH}_4$  et le  $\text{NH}_3$ , parfois des atomes comme  $\text{Na}$  et  $\text{K}$  et possiblement des nuages ou des brouillards de particules fines.

Chacune de ces espèces chimiques possède un spectre d'opacité bien spécifique en fonction des conditions de température et de pression du milieu où elle se trouve. L'origine de l'opacité dépend de la particule et du domaine de longueurs d'onde considéré. Pour des atomes et ions, il s'agit de raies généralement dans l'optique et l'UV associées aux transitions électroniques. Pour des molécules, on s'intéresse à des forêts plus ou moins larges de raies dans l'infrarouge associées à des transitions vibrationnelles et rotationnelles. Les positions et la force des raies atomiques et moléculaires peuvent soit être obtenues en laboratoire à différentes conditions de température et de pression, ou alors calculées numériquement à partir des principes de la mécanique quantique.

Le comportement de l'opacité des nuages et des brouillards photochimiques n'est pas aussi évident. L'opacité dépend fortement de la taille des particules qui composent les nuages. Elle peut être décrite par la théorie de la diffusion de Rayleigh dans le cas de particules beaucoup plus petites que les longueurs d'onde du rayonnement (des particules de quelques nanomètres ou moins pour de la lumière visible) et par la théorie de Mie pour des tailles de particules plus générales (de plus grosses particules de l'ordre du micron). Généralement, pour les longueurs d'ondes d'intérêt dans le contexte de cette étude, l'effet de la diffusion de Mie ne varie pas fortement avec la longueur d'onde. La section efficace de la diffusion de Rayleigh  $\sigma_R$  est

considérable pour les longueurs d’ondes courtes :

$$\sigma_R \propto \lambda^{-4}. \quad (1.15)$$

Pour calculer rigoureusement un modèle de spectre de transmission d’une atmosphère, il faut intégrer l’équation du transfert radiatif (équation 1.16) le long du chemin suivi par les photons provenant de l’étoile, où  $I_\lambda$  est l’intensité du rayonnement incident à la longueur d’onde  $\lambda$ ,  $ds$  est l’élément de distance parcourue,  $n$  est la densité numérique du gaz absorbant et  $\sigma_\lambda$  est la section efficace d’absorption d’une molécule à la longueur d’onde  $\lambda$ ,

$$\frac{dI_\lambda}{ds} = -n\sigma_\lambda I_\lambda. \quad (1.16)$$

Par conséquent, il faut modéliser l’atmosphère au travers de laquelle le rayonnement stellaire doit passer afin d’y calculer les valeurs de  $n$  et  $\sigma_\lambda$ . Le modèle doit inclure les abondances chimiques, la pression et la température en fonction de l’altitude. Certaines approximations sont généralement utilisées pour simplifier les modèles, soit la symétrie radiale, l’utilisation de profils de température analytiques (jusqu’à un profil isotherme pour une simplicité maximale) et l’uniformité des abondances chimiques à travers une partie ou la totalité de l’atmosphère.

### 1.4.2. À basse résolution

L’une des principales méthodes de spectroscopie de transit consiste à observer le transit par bandes photométriques relativement étroites. Dans le cadre de cette étude, on adopte une résolution typique de  $R = \lambda/\Delta\lambda \sim 100$  pour ce type de techniques. STIS et WFC3 sur le télescope spatial Hubble sont des instruments privilégiés pour ce type d’observations.

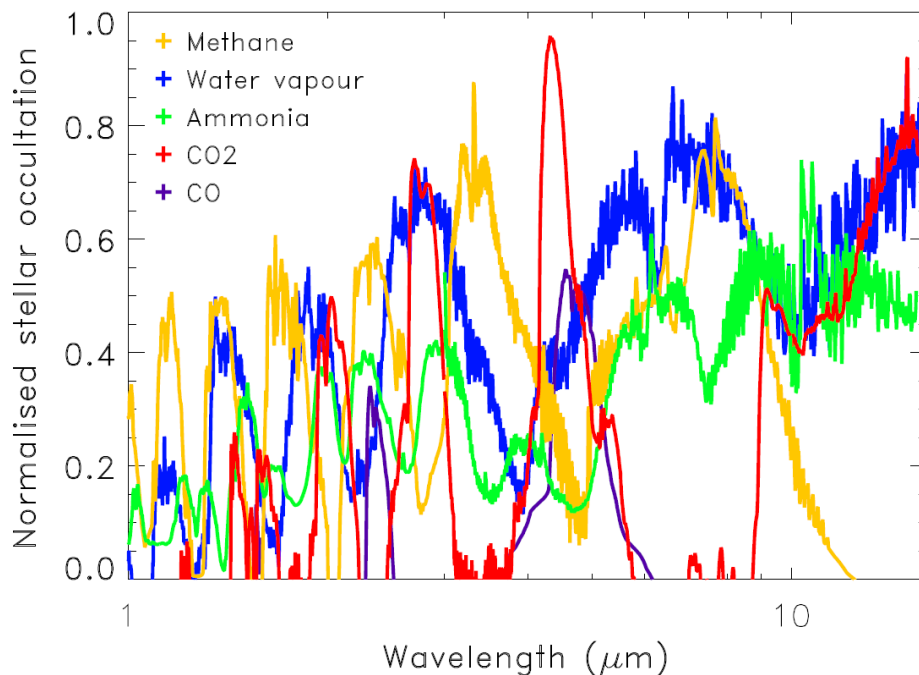
Pour obtenir un spectre de transmission à ces résolutions, on ajuste une courbe de lumière pour chaque bande photométrique utilisée. Les paramètres importants pour l’ajustement sont le rapport des rayons planétaire et stellaire, le demi-grand axe, la période et l’excentricité de l’orbite de la planète, le temps de mi-transit, le paramètre d’impact et l’assombrissement centre-bord de l’étoile.

En mesurant le rayon planétaire dans chaque bande photométrique, on obtient de l’information sur le spectre de transmission de l’atmosphère : plus d’absorption se traduit par un plus grand rayon mesuré.

Dans les longueurs d’onde visibles, une faible résolution suffit pour détecter les excès d’absorption dus à des raies atomiques très profondes, comme les raies de Na et K. La résolution est également idéale pour détecter les effets de la diffusion de Rayleigh, c’est-à-dire un accroissement de l’absorption du rouge vers le bleu selon l’équation 1.15.

Dans l’infrarouge, on peut détecter des excès d’absorption associées aux bandes moléculaires larges et profondes, comme le montre la Figure 1.7 pour le méthane, l’eau, l’ammoniac, le dioxyde de carbone et le monoxyde de carbone. Sur le domaine de longueur d’onde allant de 1 à 2.5  $\mu\text{m}$ , l’eau a de larges bandes centrées à 1.38 et 1.9  $\mu\text{m}$ ; le méthane, à 1.65 et

2.2-2.3  $\mu\text{m}$ ; le dioxyde de carbone, à 1.57 et 2.03  $\mu\text{m}$ . On s'intéresse principalement à ces bandes dans le contexte de cette étude.



**Figure 1.7.** Bandes d'absorption pour cinq différentes molécules dans l'infrarouge à une température de 800 K et une résolution spectrale  $R = 300$ . Figure présentée dans Encrenaz et al. (2015).

### 1.4.3. À haute résolution

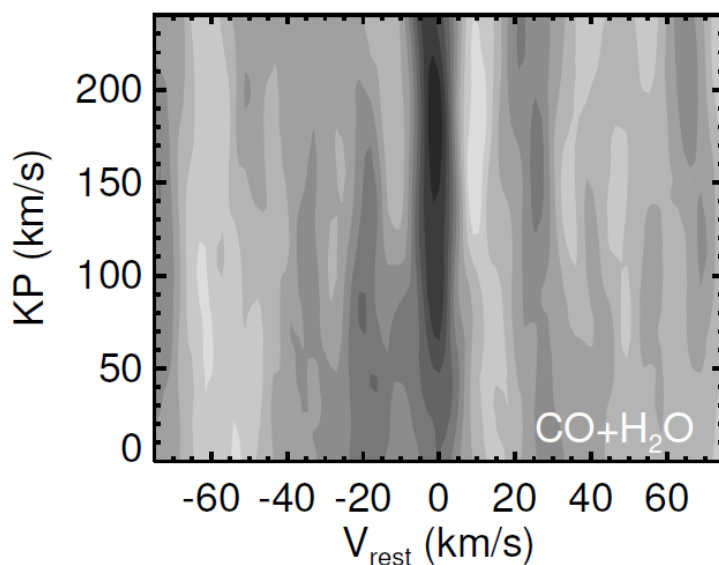
Une autre approche en spectroscopie consiste à atteindre une résolution spectrale suffisante pour résoudre les raies individuelles, même à l'intérieur de bandes moléculaires. Dans le cadre de cette étude, on adopte une résolution typique de  $R \sim 100000$  pour cette approche. En obtenant de l'information aussi précise sur la position des raies, il est possible de détecter des décalages Doppler (équation 1.7) et, par conséquent, la vitesse radiale par rapport à l'observateur du milieu où ces raies ont été formées.

La résolution temporelle de ce type d'observation est choisie de façon à maximiser le signal spectral tout en minimisant l'excursion en vitesse radiale pendant une exposition individuelle. Cela résulte généralement en des durées d'exposition de l'ordre de quelques minutes, en fonction de l'instrument utilisé. Ces temps d'exposition sont effectivement assez courts en comparaison à la durée des transits, qui varie généralement entre une et plusieurs heures.

Dans le proche infrarouge, l'approche habituelle pour analyser des spectres à très haute résolution consiste à combiner l'information contenue dans des centaines ou des milliers de raies. Pour ce faire, on calcule la corrélation croisée entre le spectre observé et un spectre de

référence contenant les raies que l'on désire retrouver dans les observations. La corrélation croisée fournit une mesure de la similarité entre les deux spectres, ainsi que du décalage Doppler entre eux si la corrélation est calculée en fonction d'une différence de vitesse radiale.

En utilisant cette méthode sur des spectres mesurés à plusieurs moments durant un transit, il est donc en principe possible de détecter des raies d'absorptions provenant d'une atmosphère planétaire ainsi que la variation de vitesse radiale associée au mouvement orbital de la planète. Une méthode couramment utilisée consiste à calculer la corrélation pour tous les spectres en fonction d'un ensemble de valeurs supposées de la vitesse radiale du système par rapport à la Terre,  $v_{syst}$ , et de la semi-amplitude de la vitesse orbitale radiale de la planète,  $K_p$ . La somme de la corrélation pour tous les spectres peut ainsi être obtenue sur une grille de  $v_{syst} - K_p$ , où un signal planétaire apparaîtra aux vrais  $v_{syst}$  et  $K_p$  du système, tandis qu'un signal stellaire sera visible au vrai  $v_{syst}$  et  $K_p = 0$ . Un exemple d'une telle carte de corrélation où l'on peut voir une détection atmosphérique claire est présenté à la Figure 1.8. Bien entendu, la profondeur des raies planétaires est minimale lorsqu'on la compare aux raies stellaires. L'amplitude des raies planétaires individuelles peut atteindre jusqu'à environ 1000 ppm en  $\Delta F/F$ , tandis que  $F$  a seulement un  $S/N \lesssim 200 - 300$  en fonction de l'instrument utilisé. Par conséquent, afin de détecter une atmosphère par corrélation croisée, il faut adéquatement soustraire le spectre stellaire, généralement en divisant les spectres mesurés en transit par le spectre mesuré avant et/ou après le transit.



**Figure 1.8.** Exemple de carte de corrélation pour des observations de HD 189733 b avec le spectrographe CRIFRES. Corrélation avec un modèle d'atmosphère contenant du H<sub>2</sub>O et du CO. L'échelle de couleur correspond au signal sur bruit (S/N) de la corrélation, de  $-3\sigma$  à  $7\sigma$ . Provient de la Figure 6 de Brogi et al. (2016).

#### 1.4.4. L’effet Rossiter-McLaughlin

Dans certains cas, il ne suffit pas simplement d’éliminer le spectre stellaire pour avoir accès au signal planétaire. Toutes les étoiles sont en rotation, donc la vitesse radiale de la photosphère varie en fonction de la position sur leur surface. La distribution de ces vitesses est l’un des facteurs qui élargissent les raies stellaires et déterminent leur forme exacte.

Pendant un transit, la planète occulte seulement une région spécifique de la photosphère, ce qui bloque une contribution au spectre stellaire seulement pour un étroit intervalle de vitesses radiales. Le profil des raies stellaires s’en retrouve légèrement modifié, suffisamment pour qu’un léger décalage Doppler soit détectable par corrélation croisée. Ce phénomène est désigné comme **l’effet Rossiter-McLaughlin** (RME) (Rossiter, 1924; McLaughlin, 1924). Ces changements des profils de raies stellaires sont laissés intacts par la simple division par le spectre hors transit. D’autres phénomènes peuvent venir affecter la forme des raies stellaires, notamment l’atmosphère de la planète et son profil de rotation et de circulation. Or, en raison de la mince superficie occultée par l’atmosphère, ces effets sont minimes lorsque comparés à l’occultation par la partie solide ou opaque de la planète. On choisit donc de les négliger dans le présent contexte.

Si une molécule d’intérêt se retrouve à la fois dans l’atmosphère d’une planète et de son étoile, une corrélation croisée pour détecter cette molécule sera sensible à la fois à l’atmosphère et au RME. Le signal de corrélation du RME risque de masquer partiellement ou totalement le signal planétaire si aucune mesure de correction n’est adoptée.

Pour cette étude, la méthode de correction adoptée consiste à modéliser le signal de corrélation du RME à partir des paramètres de rotation connus de l’étoile et de spectres de transit calculés pour une planète sans atmosphère. Cette corrélation peut ensuite être soustraite aux corrélations croisées dont le but est de détecter d’autres signaux.

#### 1.4.5. Interactions avec l’activité stellaire

D’autres effets stellaires peuvent affecter la spectroscopie de transit. En particulier, la présence d’importantes hétérogénéités de températures (taches et facules) dues à l’activité stellaire (section 1.2) peut affecter profondément la mesure du spectre de transmission d’une planète à basse résolution.

Pour comprendre conceptuellement la nature de cet effet, on peut se pencher sur un modèle simplifié de surface stellaire à trois composantes : la photosphère normale, des taches sombres ayant une température inférieure occupant une fraction  $f_{spot}$  de la surface et des facules chaudes couvrant une fraction  $f_{fac}$  (Rackham et al., 2017). Chaque composante possède son propre spectre émergent  $F_{\lambda,phot}$ ,  $F_{\lambda,spot}$  et  $F_{\lambda,fac}$ . En négligeant ici l’assombrissement centre-bord pour la simplicité de l’exemple, on obtient un spectre émergent global  $F_{\lambda,glob}$  pour



l'étoile :

$$F_{\lambda, glob} = (1 - f_{spot} - f_{fac}) F_{\lambda, phot} + f_{spot} F_{\lambda, spot} + f_{fac} F_{\lambda, fac}. \quad (1.17)$$

Si la planète occulte seulement des régions de la photosphère qui ne sont pas affectées par l'activité stellaire pendant un transit, la contribution relative des régions actives devient plus important dans le spectre émergent durant le transit  $F_{\lambda, transit}$  :

$$F_{\lambda, transit} = (1 - f_{spot} - f_{fac} - \left(\frac{R_{p, \lambda}}{R_*}\right)^2) F_{\lambda, phot} + f_{spot} F_{\lambda, spot} + f_{fac} F_{\lambda, fac}. \quad (1.18)$$

La profondeur du transit mesurée s'en trouve affectée par un facteur  $\epsilon_\lambda$  :

$$\left(\frac{R_{p, \lambda}}{R_*}\right)_{obs}^2 = \epsilon_\lambda \left(\frac{R_{p, \lambda}}{R_*}\right)_{true}^2. \quad (1.19)$$

En calculant  $\Delta F/F$  pour le transit, on obtient facilement une expression pour le facteur de modulation  $\epsilon_\lambda$  :

$$\epsilon_\lambda = \frac{1}{1 - f_{spot} \left(1 - \frac{F_{\lambda, spot}}{F_{\lambda, phot}}\right) - f_{fac} \left(1 - \frac{F_{\lambda, fac}}{F_{\lambda, phot}}\right)}. \quad (1.20)$$

On remarque que des taches sombres, ayant un flux plus faible que le reste de la photosphère, résultent normalement en une augmentation de la profondeur du transit. Des facules, à l'opposé, entraînent une diminution de la profondeur mesurée.

Dans certains cas, la modulation  $\epsilon_\lambda$  peut dépendre fortement de la longueur d'onde. Lorsque la différence de température entre une région active et la photosphère est importante (quelques centaines de degrés Kelvin), le profil d'abondances chimiques et d'absorption peut être assez différent dans la région pour induire des signatures spectrales dans  $\epsilon_\lambda$ .

L'un des exemples de ce phénomène sur lequel cette étude se concentre concerne les signatures d'absorption de vapeur d'eau et les étoiles froides (type M). Puisque les taches ont des températures inférieures, elles devraient avoir un contenu supérieur en eau, se traduisant par des bandes d'absorptions plus marquées dans le spectre des taches. En conséquence directe du modèle de contamination du spectre de transmission (équations 1.19 et 1.20), le surplus d'absorption par l'eau dans les taches se manifeste également par la présence des mêmes bandes dans le spectre de transmission de la planète, peu importe si l'atmosphère de la planète contient véritablement de la vapeur d'eau.

Il importe de souligner que le modèle mathématique simple présenté dans cette section procure avant tout une représentation conceptuelle du phénomène. Plusieurs phénomènes cruciaux tels que l'assombrissement centre-bord et ses variations d'une composante de la photosphère à l'autre (taches, facules et régions non-actives) y sont ignorés, mais recevront un traitement plus rigoureux dans les modèles et l'analyse qui suivent.

## 1.5. Déclaration de l'étudiant

J'ai rédigé les trois chapitres de ce mémoire, y compris l'article. J'ai construit l'essentiel du code de modélisation de surfaces stellaires, de spectres de transit et d'analyse de données. Les modèles stellaires utilisés ont été générés avec le code PHOENIX (Husser et al., 2013) et fournis par Peter Hauschildt en communication privée. J'ai généré les modèles d'atmosphères planétaires en utilisant le code petitRADTRANS (Mollière et al., 2019). Pour simplifier la construction du code, j'ai utilisé quelques fonctions utilitaires écrites par Anne Boucher et Antoine Darveau-Bernier. J'ai généré les tables et les figures de l'article. J'ai trouvé les figures de l'introduction dans des articles et ouvrages de référence. David Lafrenière a révisé l'article à deux reprises et suggéré des améliorations que j'ai appliquées, en particulier en lien avec l'analyse et l'interprétation des résultats.

## Chapter 2

# On the effect of stellar activity on low resolution transit spectroscopy and the use of high resolution as mitigation

by

Frédéric Genest<sup>1</sup>, David Lafrenière<sup>1</sup>, Anne Boucher<sup>1</sup>, and Antoine Darveau-Bernier<sup>1</sup>

(<sup>1</sup>) Institut de Recherche sur les Exoplanètes (iREx), Université de Montréal,  
Département de physique, 1375 Avenue Thérèse-Lavoie-Roux,  
Montréal, QC, Canada

This article is ready to be submitted in a peer reviewed journal.

**ABSTRACT.** We present a modelling approach designed to quantify the effects of stellar activity on exoplanet transit spectroscopy and atmospheric characterization at low ( $R = 100$ ) and high ( $R = 100000$ ) spectral resolution.

We study three main model classes meant to mirror three planetary system archetypes: a hot Jupiter around an early K star, analogue to HD 189733 b; a mini-Neptune around an early M dwarf such as K2-18; terrestrial planets around a late M dwarf similar to TRAPPIST-1. To do so, we map stellar surfaces with temperatures and radial velocities (RV) at each point and integrate specific intensity stellar models. We obtain in and out of transit spectra affected by stellar contamination, the Rossiter-McLaughlin effect (RME), limb darkening and other centre to limb variations (CLV) across the surface.

We find that at low resolution, for later stars, planetary water features can become difficult to distinguish from stellar contamination features. Many distributions of unocculted active regions can induce features with identical amplitudes to planetary features in the case of the late M dwarf system. At low resolution, atmospheric characterization of planets around late type stars will likely continue to suffer from high levels of degeneracy with stellar activity unless the parameters of active regions can be constrained from additional information. For the early K star, stellar contamination mostly manifests itself through a slope in optical wavelengths similar to Rayleigh scattering. In all cases, contamination induces offsets in observed and measured planet radii. At high resolution, we are able to confirm the planetary or stellar origin of H<sub>2</sub>O and CO detection signals and lift the degeneracy observed at low resolution, provided sufficient planet RV variation during transit, and, if the molecule of interest is also present in the star, adequate correction for the RME and CLV.

High resolution spectroscopy may therefore help resolve the issues arising from stellar contamination on a number of favourable systems.

**Keywords:** exoplanets, transit spectroscopy, modelling, stellar activity, low resolution, high resolution

## 2.1. Introduction

Since the first detection of HD 209458 b’s transit two decades ago (Charbonneau et al., 2000), exoplanet transits have become one of the most common ways to detect and characterize exoplanets. There is now a wealth of known transiting planets ranging from terrestrial planets to hot Jupiters available for atmospheric characterization via transit and eclipse spectroscopy, most of which were discovered thanks to the Kepler satellite (Borucki et al., 2010), while many more are expected from the ongoing TESS mission (Ricker et al., 2015).

Atoms such as Na, K, Fe and H have been detected in the atmosphere of many extrasolar planets using transit observations in the optical. Detections have been made both at low resolution from space (for example with HST/STIS; Charbonneau et al. (2002)) and high resolution from the ground (with HARPS and ESPRESSO among others; Casasayas-Barris et al. (2019); Chen et al. (2020); Gibson et al. (2020)). Starting more recently, molecules such as H<sub>2</sub>O and CO have been detected in the near infrared transmission spectra of a number of

exoplanets, again both at low (in most cases thanks to HST/WFC3; Deming et al. (2013); McCullough et al. (2014); Benneke et al. (2019) and Iyer et al. (2016); Sing et al. (2016) for reviews of many data sets) and high spectral resolution (with instruments such as CRIRES and CARMENES; Snellen et al. (2010); Brogi et al. (2016); Alonso-Floriano et al. (2019)). High resolution detections are made possible by exploiting the change in radial velocity of the planet during transit, as long as the amplitude of that change is large enough to be detected by the instrument used.

However, not all observed planets yield atmospheric detections, even when a significant signal is expected. GJ 1214 b (Berta et al., 2012) is a well known example. Even in cases with detections, it is common for the observed features to be weaker than expected from atmosphere models (Sing et al., 2011; Deming et al., 2013). Common explanations involve the presence of clouds or hazes high in the atmosphere (Iyer et al., 2016; Sing et al., 2016): the atmosphere would be totally or partially opaque below a certain altitude, mimicking the appearance of a planet with much less absorbers than there actually are.

Unfortunately, clouds and hazes are not the only possible source of confusion in transmission spectra. Since over a decade ago, stellar activity has been recognized as a likely source of contamination in transit observations (Pont et al., 2007, 2013; Oshagh et al., 2014). Inhomogeneities on the stellar surface, both cold spots and bright plages (faculae), can introduce differences in the spectrum emerging from the transit chord compared to the spectrum from the entire surface. Rackham et al. call this phenomenon the *transit light source effect*. This can introduce systematic errors in the measurements of the wavelength dependent planet radius  $R_p(\lambda)$  such as an offset, as well as molecular absorption and emission features in the transmission spectrum, depending on the coverage fraction, distribution and relative spectra of inhomogeneities. For example, unocculted dark spots on a late type star are expected to induce water absorption features in a planet’s transmission spectrum.

Extensive efforts have recently been undertaken to model the effects of stellar contamination on transmission spectra for a wide range of host star spectral types (F to M) and spot/faculae covering fractions (Rackham et al., 2018, 2019). Rackham et al. have computed the resulting photometric variation for all their models and the wavelength dependent modulation of the observed transmission spectra at low spectral resolution. The expected magnitude of those effects varies greatly across the range of host star spectral types according to these models, generally becoming more significant for later spectral types.

Compared to how much is known about the Sun’s activity and surface inhomogeneities, knowledge about the activity of general stars, especially late type stars like M dwarfs, is limited. Many stars are expected to be active based on magnetic activity, flares, XUV and X-ray fluxes, and other indicators, but the coverage fractions of spots and faculae are still not very well constrained for most stars. Photometric monitoring can provide estimates of these coverage fractions, but the uncertainties are large and the observed variability is degenerate

with the set of possible inhomogeneity distributions. In some cases, spot crossing events can be detected during transit and used to infer some properties of said spots, like spot size and temperature contrast (Sing et al., 2011; Espinoza et al., 2019). Doppler imaging of active stars has been conducted on multiple occasions (Barnes et al., 2015, 2017), but the resolution of such techniques is not sufficient to put tight constraints on spot sizes, temperatures, covering fractions, etc. We point to Strassmeier (2009) for a review on the topic of starspots.

Solving the problem of stellar contamination at lower spectral resolutions can be very challenging or almost impossible because of the amount of degeneracy between spot distributions, temperatures, atmosphere composition, clouds, etc. For this reason, we turn to the very high spectral resolutions achievable with many modern optical and near infrared spectrographs ( $R \geq 70000$ ). A planetary atmosphere and stellar inhomogeneities present different radial velocity variations during a transit. Therefore, in principle, these two signals should be distinguishable in a cross correlation analysis. One way to conduct such an analysis is to compute correlation maps of the transit spectra times series with models, as a function of assumed systemic velocities and planetary orbital velocities. We thus model the effects of stellar activity, rotation and limb darkening on high resolution transit spectra and verify if planetary features can be safely disentangled from stellar systematic effects at such resolutions.

As other efforts have pointed out before (Brogi et al., 2016; Casasayas-Barris et al., 2019, 2020; Chen et al., 2020), in many cases, stellar rotation must be carefully accounted for when analyzing high resolution transit spectra. This is mainly because of the Rossiter-McLaughlin effect (McLaughlin, 1924; Rossiter, 1924; Triaud, 2018): stellar lines profiles can be significantly affected during transit, in turn leaving an imprint on a cross correlation analysis conducted to look for a planetary signal. This becomes a concern when lines from the planetary atmosphere also appear in the stellar spectrum. Convective blueshift and its inhibition in active regions is another phenomenon related to stellar surface radial velocities that can affect line profiles during transit (Dumusque et al., 2014). Both of these issues will have to be addressed in our analysis.

This work will focus on three archetypal systems: a hot Jupiter such as HD 189733 b orbiting an early K dwarf (Bouchy et al., 2005), a super Earth/mini-Neptune orbiting an early M dwarf like the K2-18 system (Montet et al., 2015; Benneke et al., 2017) inspired by the recent HST/WFC3 water detection on K2-18 b (Benneke et al., 2019) and a terrestrial planet around a late active M dwarf as was discovered in the TRAPPIST-1 system (Gillon et al., 2017).

The structure of the code, model parameters and analysis methods will be presented in section 2.2. Our main results can be found in section 2.3. We discuss the possible implications

of these results in section 2.4. Section 2.5 offers a summary of our findings and improvements to be made in future works.

## 2.2. Methods

Our first goal in this study is to model transit spectra as accurately as possible while taking into account the effects of stellar rotation, limb darkening, other centre to limb variations (CLV) such as convective blueshift, stellar activity, the distribution of active areas, and the orbital motion of the planet. The models are generated for three different cases of stellar contamination: 1) a planet with an atmosphere transiting a star without spots to obtain pure atmospheric signatures, 2) a planet without an atmosphere transiting a star with surface activity to isolate the effect of stellar contamination and 3) a planet with an atmosphere and an active star to combine both types of signatures, simulate possible observations and try to separate the origin of the signals.

### 2.2.1. Components of the models

The stellar spectra used to build the models are specific intensity spectra  $I_\lambda(\mu)$  obtained with the PHOENIX code (Husser et al. (2013), private communication). The use of specific intensity spectra ensures that limb darkening is treated adequately for each photospheric component. Three temperatures were assigned for each archetypal models:  $T_{phot}$  for the quiet photosphere,  $T_{spot}$  for dark spots and  $T_{fac}$  for bright plages. Values for these temperatures were set according to relations found in the literature (Berdyugina, 2005; Gondoin, 2008; Afram and Berdyugina, 2015) and rounded to the nearest hundred. The spectra were computed at solar metallicity without alpha enrichment, and representative values of  $\log g$  were picked depending on spectral type. Parameters for the stellar models can be found in Table 2.1.

| System archetype | Spectral type | $\log g$ | $T_{phot}$ (K) | $T_{spot}$ (K) | $T_{fac}$ (K) |
|------------------|---------------|----------|----------------|----------------|---------------|
| HD 189733        | K2V           | 4.5      | 5000           | 3700           | 5100          |
| K2-18            | M2V           | 5.0      | 3500           | 3000           | 3600          |
| TRAPPIST-1       | M8V           | 5.0      | 2600           | 2300           | 2700          |

**Table 2.1.** Stellar model parameters

For the planetary atmosphere models, the radiative transfer code petitRADTRANS was used (Mollière et al., 2019). Molecular volume mixing ratios were set with two purposes: to better isolate the effect of stellar contamination on the spectral features of interest in this work (mainly H<sub>2</sub>O and CO), but also to be somewhat representative of the current knowledge or models of the target archetype atmospheres (hot Jupiter, super Earth/mini Neptune and Earth-like planet). One atmosphere model was picked for the HD 189733 and

K2-18 system models. For the hot Jupiter model, absorber abundances were set to produce reasonably strong absorption features while being consistent with an extended H<sub>2</sub> envelope. The retained K2-18 model was inspired by the results of Madhusudhan et al. (2020). For TRAPPIST-1, four models were picked, two for planet b and two for e, based on models of the evolution of atmospheres for these planets (Lustig-Yaeger et al., 2019; Lincowski et al., 2018; Krissansen-Totton et al., 2018). For TRAPPIST-1 b, we consider a model with a secondary atmosphere dominated by outgassed O<sub>2</sub> and a Venus-like model with a CO<sub>2</sub> dominated atmosphere. For TRAPPIST-1 e, the first model is of an aqua planet with an ocean surface and modern-Earth like atmospheric abundances, and the second has abundances similar to that of the Earth in the Archean period, before significant amounts of O<sub>2</sub> were introduced to the atmosphere.

For simplicity, all model atmospheres used in this work are isothermal and well mixed. Only a few main absorbers are included, namely H<sub>2</sub>O, CO, CH<sub>4</sub> and CO<sub>2</sub>, as well as Na and K in optical models. Clouds and hazes were not included in any of the models. The parameters and volume mixing ratios of each atmospheric component can be found in Tables 2.2 and 2.3. The models are meant to be simplified versions of possible scenarios rather than rigorous, self-consistent atmosphere models.

| Planet       | Model designation                      | $M_p$ ( $M_{Jup}$ ) | $R_p$ ( $R_{Jup}$ ) | $P_0$ (bar) | $P_{max}$ (bar) | $T$ (K) |
|--------------|--|---------------------|---------------------|-------------|-----------------|---------|
| HD 189733 b  | Hot Jupiter                            | 1.13                | 1.13                | 0.01        | 100             | 1200    |
| K2-18 b      | Sub-Neptune                            | 0.02807             | 0.211               | 1           | 10              | 300     |
| TRAPPIST-1 b | Outgassed O <sub>2</sub><br>Venus-like | 0.0032              | 0.09689             | 0.1         | 10              | 400     |
| TRAPPIST-1 e | Aqua planet<br>Archean-Earth-like      | 0.0024              | 0.0819              | 1           | 1               | 250     |

**Table 2.2.** Planet parameters used in atmosphere models

|                          | H <sub>2</sub>       | He                   | N <sub>2</sub> | O <sub>2</sub> | H <sub>2</sub> O     | CO               | CO <sub>2</sub>      | CH <sub>4</sub>      | Na               | K                |
|--------------------------|----------------------|----------------------|----------------|----------------|----------------------|------------------|----------------------|----------------------|------------------|------------------|
| Hot Jupiter              | 0.86                 | 0.14                 | -              | -              | 10 <sup>-4</sup>     | 10 <sup>-4</sup> | 10 <sup>-6</sup>     | 10 <sup>-6</sup>     | 10 <sup>-5</sup> | 10 <sup>-6</sup> |
| Sub Neptune              | 0.85                 | 0.14                 | -              | -              | 10 <sup>-2</sup>     | 10 <sup>-6</sup> | 10 <sup>-6</sup>     | 10 <sup>-8</sup>     | -                | -                |
| Outgassed O <sub>2</sub> | 5 × 10 <sup>-6</sup> | 5 × 10 <sup>-6</sup> | 0.045          | 0.95           | 10 <sup>-3</sup>     | 10 <sup>-7</sup> | 5 × 10 <sup>-3</sup> | 0                    | -                | -                |
| Venus-like               | 5 × 10 <sup>-6</sup> | 5 × 10 <sup>-6</sup> | 0.035          | 0              | 3 × 10 <sup>-5</sup> | 0                | 0.965                | 0                    | -                | -                |
| Aqua planet              | 10 <sup>-7</sup>     | 10 <sup>-7</sup>     | 0.8            | 0.2            | 10 <sup>-4</sup>     | 10 <sup>-7</sup> | 5 × 10 <sup>-4</sup> | 5 × 10 <sup>-7</sup> | -                | -                |
| Archean-like             | 10 <sup>-7</sup>     | 10 <sup>-7</sup>     | 0.935          | 0              | 10 <sup>-2</sup>     | 10 <sup>-8</sup> | 0.05                 | 5 × 10 <sup>-3</sup> | -                | -                |

**Table 2.3.** Volume mixing ratios of atmospheric components for each atmosphere model

## 2.2.2. Structure of the models

To simplify the calculation of transit spectra, the model is built to work primarily with the projected 2D stellar surface. The code builds a uniform 2D Cartesian grid of 250 × 250



pixels and determines a circular surface with a unit radius for the star. The python package `photutils` (Bradley et al., 2019) is used to compute the overlap of the circle with every pixel on the grid. Spherical polar coordinates are assigned to every point of the stellar surface. The spherical coordinates are used to compute the radial velocity (RV) at every point given the specified rotational velocity and systemic velocity. An additional radial blueshift parameter can be specified to model an overall convective blueshift (Gray, 2009; Shporer and Brown, 2011). A value of  $\mu$  (the cosine of the angle between the normal to the stellar surface and the observer’s line of sight) is assigned at every point of the surface to determine which of the specific intensity spectra corresponds to each point. The stellar models provided were binned on a relatively fine grid of  $\mu$  values, so we decide not to interpolate them along  $\mu$ .

Before introducing any temperature heterogeneity to the surface, the emergent flux of the quiet photosphere is integrated across the surface while taking into account  $\mu$  and shifting the specific intensity spectra to the correct radial velocity at every pixel to correctly account for stellar rotation and convective blueshift. The purpose of this first integration is to compute the quiet emergent flux and reduce computation time when modifying the distribution of active regions.

A spot map is initialized and dark and bright areas can be added by specifying their position (in spherical coordinates) and angular radius. They are accurately projected onto the flat 2D surface. The spot map records whether a pixel is quiet or covered by a spot or facula. Spots and faculae are added with a random distribution in position (on the sphere) and a Gaussian distribution in angular size until a specified covering fraction of the projected area is covered. In this work we use active regions with angular radii of about  $1^\circ$ , with a standard deviation of around  $0.5^\circ$ . A parameter controls whether active regions can be added to the transit chord region or not. In this work, we leave the transit chord intact and thus only consider unocculted spots, since we are interested in the worst case scenarios of induced features due to stellar contamination.

The spotted flux can then be integrated. To save time, this is done by going over the pixels affected by stellar activity and subtracting the difference of the new spectrum with the quiet spectrum, with the appropriate radial velocity shifts. For models including convective blueshift, the inhibition of convective blueshift in active regions (Livingston, 1982; Cavallini et al., 1985) is implemented simplistically, by ignoring the associated shift’s contribution to the RV in active pixels when integrating the spotted flux.

Finally, transits are computed by introducing an opaque circle moving across the model grid. The position of this circle depends on the planet’s semi-major axis and the orbital phase. All orbits are assumed to be circular. The radius of the circle depends on wavelength and corresponds the selected planetary atmosphere model, or lack of an atmosphere. The circle is moved at every phase and the planet radius spectrum is shifted according to the planet’s changing radial velocity and the system velocity. At each phase of the transit, the

resulting emergent flux is computed by subtracting the flux from the pixels covered by the planet. For pixels located under the planet’s limb at one or more wavelengths, the `photutils` (Bradley et al., 2019) package is used once more to compute the fractional overlap between the pixel and the planet. This is done for a number of planet radii between the minimum and maximum values, by default 1000 values unless specified otherwise. An Akima spline is then taken on the results to accelerate the computation for all the radii in the transmission spectrum. The time series spectra during transit are all computed at a spectral resolution or  $R = 100000$ .

Photon noise can then be added to the data to approximately simulate observations. The transit time series is first normalized with the 2MASS J band response function and the assumed J band magnitude of the model host star. We take the HD 189733, K2-18 and TRAPPIST-1 values from the 2MASS catalog (Cutri et al., 2003). Finally, flux values are converted to photon counts using assumed instrumental parameters (collecting area, throughput, exposure time, number of visits). Other sources of noise such as instrumental readout noise and telluric transmission are not considered in this analysis. Our motivation is to look at "optimal" detections of worst case scenarios to estimate what kind of signal to noise ratios one should aim to achieve for each target.

As an aside, it is also possible to make the star (i.e. the spots and faculae) rotate across a full rotation period and record the resulting spectrophotometric curve. In order to obtain an accurate estimate of stellar variability, active regions are also generated on the hidden hemisphere of the star, with similar coverage fractions. This allows active regions to rotate in and out of the visible hemisphere. The position of active regions is updated with every phase increment of the star’s rotation, and the emergent flux is integrated at every phase across the full near infrared wavelength domain. This can be used to try to relate spot/faculae covering fractions and photometric variability, as a possible diagnostic tool for stellar activity (as mentioned in Rackham et al. (2017) and subsequent papers). The current implementation is not computationally efficient, prohibiting extensive testing for the moment.

A few major assumptions are made about the geometry of the modeled systems. Stellar surface radial velocities are calculated assuming solid body rotation (i.e. no differential rotation). Spin-orbit misalignment is left at 0 for all systems. However, orbital inclination is not forced to be  $90^\circ$ : all planet models are given low impact parameters.

### 2.2.3. Data analysis

The resulting transit spectra time series are analyzed at low and high resolution. The spectra are degraded to a lower resolution by convolving them with a Gaussian kernel of

appropriate width and binning them to the new wavelength grid. Resampling is done before performing the analysis, when required.

### 2.2.3.1. Light curve fitting and low resolution analysis

At low resolution, the transmission spectra are obtained by fitting the normalized transit light curve for every wavelength bin. The light curves are normalized at all wavelengths simply by dividing by the average out-of-transit flux. The python packages `batman` (Kreidberg, 2015) and `emcee` (Foreman-Mackey et al., 2013) are used to perform a Monte Carlo Markov Chain (MCMC) fit with the effective planet radius, limb darkening coefficients and a noise parameter as the free parameters. A single quadratic limb darkening law is chosen for the fit, assuming a homogeneous photosphere. The time since mid transit, orbital semi-major axis, eccentricity, orbital period, inclination and longitude of periastron are all fixed. We take 60 walkers for 3000 steps, with 500 steps discarded as burn-in.

The resulting spectra are visually compared for each case to identify similarities and differences in the spectral features due to contamination and the planet atmosphere, as well as how stellar contamination modifies an existing signal from an atmosphere. We look for apparent degeneracies in the appearance of spectral features. We can also observe any overall radius offsets associated with stellar contamination, as well as slopes.

### 2.2.3.2. Cross correlation and high resolution analysis

For the high resolution analysis, photon noise is added to the observed spectra  $F_i$  before any further manipulation of the spectra in order to estimate which kind of telescopes and instruments would be required to achieve detections on the modeled targets. Two telescope classes are considered: one like CFHT with about 8 m<sup>2</sup> collecting area, and an extremely large telescope (ELT) like the E-ELT with 978 m<sup>2</sup> collecting area. A master out-of-transit spectrum  $F_{OOT}$  is obtained by averaging all of the out-of-transit spectra and each observed spectrum during transit is divided by  $F_{OOT}$ .

A cross correlation analysis is performed on the resulting transmission spectra. The goal is to obtain a 2D correlation map, that is, correlate the spectra with a line list (H<sub>2</sub>O or CO) or a reference spectrum as a function of the systemic velocity  $v_{sys}$  and the planet’s orbital velocity semi-amplitude  $K_p$ .

For the correlation, the spectra are normalized to a mean of 0 and self-correlation of 1 by applying equations 2.1 and 2.2 to the transmission spectra  $S_i = 1 - F_i/F_{OOT}$ , where  $i$  corresponds to the individual observations during the transit itself. This normalizes the perfect correlation value to 1 for an individual CCF. The spectra used to compute the correlation maps are denoted  $f_i$ .

$$\bar{S}_i = S_i - \frac{1}{n_\lambda} \sum_\lambda S_i(\lambda) \quad (2.1)$$

$$f_i = \frac{\bar{S}_i}{(\sum_\lambda \bar{S}_i(\lambda)^2)^{1/2}} \quad (2.2)$$

To obtain a correlation map, the correlation with the desired line list or reference spectrum is computed for each observation during transit and added over phases for each combination of  $v_{\text{sys}}$  and  $K_p$  according to equation 2.3. The observed spectra are deshifted according to  $v_{\text{sys}}$  to be brought back to the observer rest frame, which we denote  $f_i(\lambda_{v_{\text{sys}}})$ . The line list or reference spectrum is denoted  $g$ . For each observation  $i$ , the reference spectrum is shifted to the radial velocity the planet would have in that instant in the star's rest frame. This shift depends on  $K_p$  as well as the time during transit, thus it is denoted by writing  $g(\lambda_{K_p,i})$ .  $K_p$  is computed assuming a circular orbit. Planetary signals are expected to produce a correlation peak around the true values of  $K_p$  and  $v_{\text{sys}}$  of the model and signals due to contamination are supposed to appear around  $K_p = 0$  and the true  $v_{\text{sys}}$ .

$$\text{CCF}(v_{\text{sys}}, K_p) = \sum_i \sum_\lambda f_i(\lambda_{v_{\text{sys}}}) g(\lambda_{K_p,i}) \quad (2.3)$$

In some cases the Rossiter-McLaughlin effect (RME) affects stellar molecular lines which are used in correlation, leading to spurious signals in the correlation map that can dominate over a true planetary signal. One way this can be corrected for is by modelling how the RME affects the correlation signal, i.e. by computing a transit for a homogeneous photosphere and a planet without an atmosphere and performing the same correlation analysis. This RME correlation signal can subsequently be subtracted from the correlations of the transit models we wish to analyze. In principle, this allows us to recover planet signals as well as any stationary contamination signal.

The necessity of correcting for the RME has already been pointed out in other efforts (e.g. Brogi et al., 2016; Casasayas-Barris et al., 2019) and we use similar methods to apply our correction. The main downside of using this type of correction is that it requires either prior knowledge of the star's  $v \sin i$  and spin orbit misalignment  $\lambda$ , or a separate fit for these parameters in order to model the stellar surface.

## 2.3. Results

For all model classes, we look at what we could call "worst case scenarios" of stellar contamination to determine how much activity is required to significantly challenge atmospheric detections. Therefore, we consider only unocculted active regions, such that the strength of the transit light source effect is maximized. This assumption would be true in the case of

a star with polar active regions and a planet with low impact parameter, for example, but this is likely not the case for most target systems for transit spectroscopy.

We test various possible spot and faculae coverage fraction combinations: models with only spots, with only faculae, and with combinations of both. There is an important degeneracy in terms of the effect these combinations of covering fractions have on the observed spectral signatures. Since we use fixed temperature contrasts between the active regions and the photosphere, it appears that the absolute values of the covering fractions are not always as important as the ratio between spot and faculae area. Naturally, it also follows that the results shown here are limited by the assumptions that were made about active region temperatures.

We also combine the effect of active regions with planetary atmospheres to see if we can introduce new molecular features in a transmission spectrum, accentuate a faint feature, leading to an overestimate of the molecular abundance, or even mute a feature.

For each model class, we present our most interesting results first at low resolution, and then at high resolution.

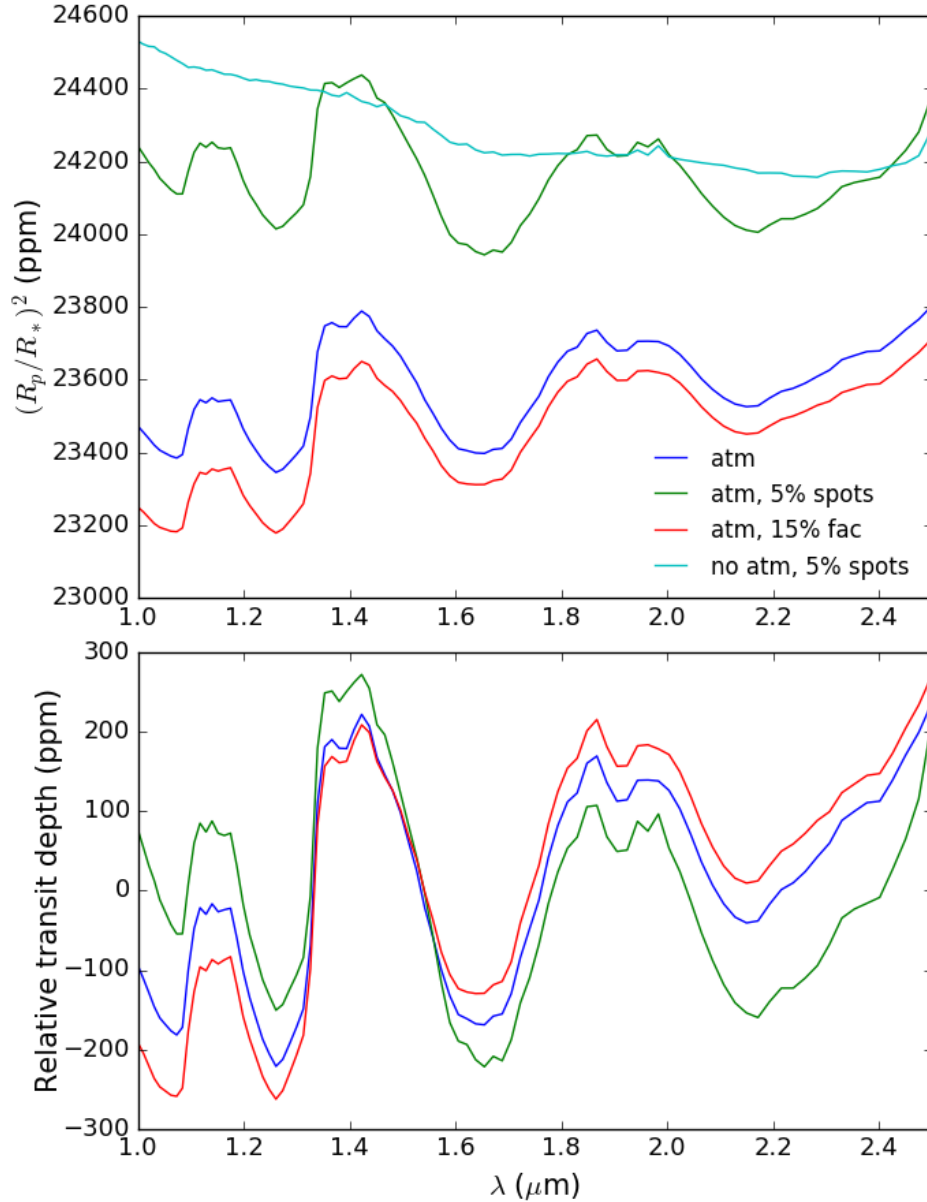
### **2.3.1. HD 189733 analog system**

The models based on the HD 189733 system are different from the next two. Because of the higher stellar temperature, the effect of stellar contamination is not present in water features. Instead, the presence of CO in the photosphere and active regions as well as continuum effects are the main components of stellar contamination in our models.

#### **2.3.1.1. Low resolution**

In the low resolution regime ( $R = 100$ ), stellar contamination does not appear to affect the main atmospheric features present in the near infrared transmission spectra, as shown in Figure 2.1. It does however introduce a "slope" to the spectra as well as an offset in the overall inferred radius. The slope is present in both the optical and near infrared domains, but is overall more pronounced in the optical, as can be seen in Figures 2.1 and 2.2.

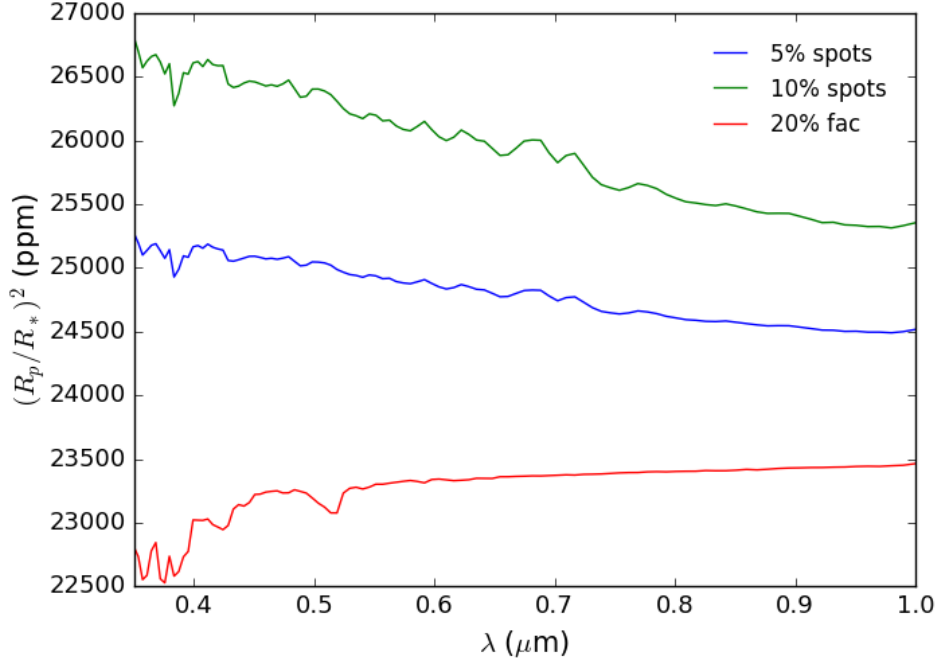
Both the slope and offset should be due to the difference in overall temperature between the transit chord and the rest of the stellar surface, i.e. if the transit chord is on average brighter (less dark spots) than the rest of the surface, then the transit will appear deeper, and vice versa. This effect has already been pointed out by other teams in previous efforts, (e.g. Rackham et al., 2019). While these effects may not be relevant to molecular detections, they can still very much affect the characterization of an atmosphere by mimicking the contribution of Rayleigh scattering or hazes.



**Figure 2.1.** Comparison of near infrared low resolution ( $R = 100$ ) transit spectra for the HD 189733 b type models. *Top:* the atmosphere model transit (blue) is compared to a pure stellar contamination transit with 5% dark spots (cyan), an atmosphere transit with 5% spots (green) and an atmosphere transit with 15% bright faculae (red). *Bottom:* Relative transit depth of three of the models (same colors).

### 2.3.1.2. High resolution

Even though stellar contamination did not appear to introduce any major issues in low resolution spectra when it comes to molecular detections, we still wish to investigate the effects of contamination on high resolution observations.



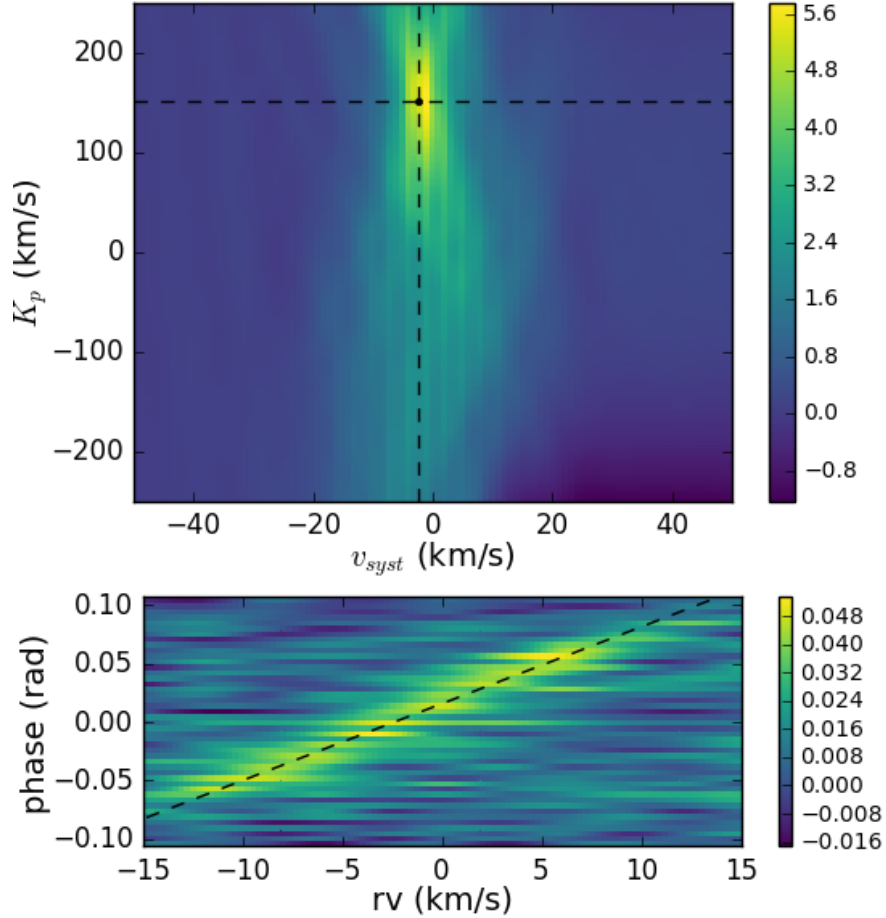
**Figure 2.2.** Comparison of optical low resolution ( $R = 100$ ) transit spectra for the HD 189733 b type models. The plot includes only stellar contamination transit spectra: 5% spots (blue), 10% spots (green), 20% faculae (red).

At very high resolution ( $R = 100000$ ), the effect of stellar contamination depends on which molecules are being studied and which molecular lines appear in the stellar spectrum. In the case of an early K dwarf such as HD 189733, water should not be present in the stellar spectrum. Therefore, the RME should not pose problem when trying to detect water in the atmosphere of a planet around such a star. CO lines, on the other hand, do appear in the spectra of these stars. If the RME and the effect of convective blueshift are not properly accounted for, they will affect attempts at detecting CO in an exoplanet atmosphere.

For mixed transit models (atmosphere + stellar contamination), if contamination induces features for the molecule of interest, recovering the planet signal may require additional steps, since the spot and planet signals are superposed. Furthermore, the contamination signal can be strong enough to mask the planet signal. As a solution, we will use the correction method described at the end of section 2.2.3.2.

In the case of water, we are able to recover the cross correlation signal easily without performing any correction for stellar signals, as expected. The correlation map of a transit with a water line list (Polyansky et al., 2018) is shown in Figure 2.3, with a clear peak centered at the true planet orbital parameters.

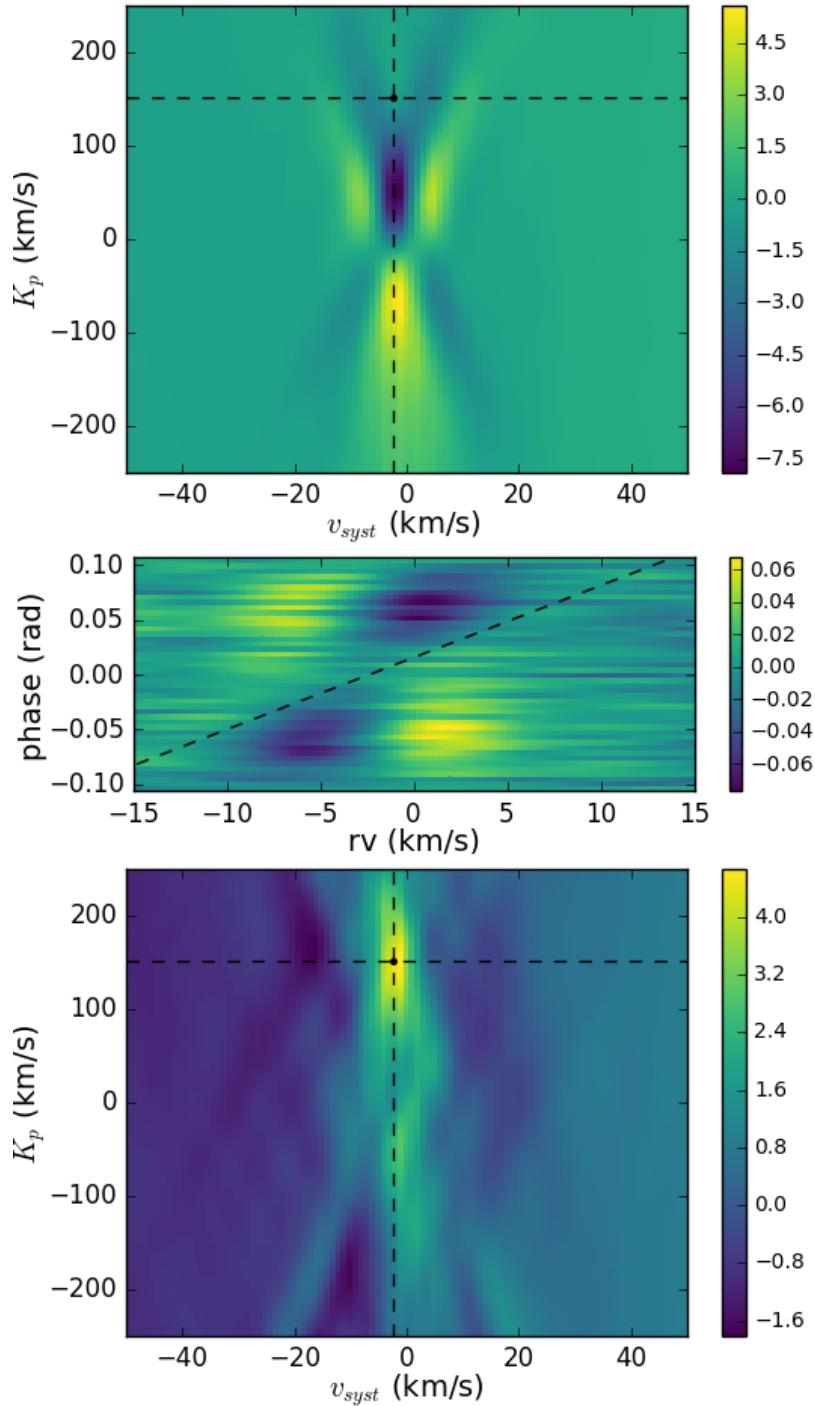
In the case of CO, correcting for stellar effects is necessary in order to retrieve a planetary signal. As shown in the top panel of Figure 2.4, there are strong signals in the correlation map of a transit and a CO line list (Rothman et al., 2010) that are due to the RME and



**Figure 2.3.** Correlation map (normalized by standard deviation) for a transit model including the hot Jupiter atmosphere as well as 5% spot coverage on the host star, correlated with a water line list (Polyansky et al., 2018) at 1200 K across the  $1.4 \mu\text{m}$  water band. No correction was applied. Correlation values are normalized by the standard deviation across the map. Photon noise was added as if the observations were taken during two transits from SPIRou/CFHT. The true position of the planet signal is indicated by the black dot. The bottom panel shows the corresponding CCF for individual spectra during transit, with the dashed curve indicating the true planet RV.

CLV, i.e. effects due to variations across the stellar surface. There are two main peaks: one strong negative peak at the true  $v_{syst}$  and around  $K_p = 50 \text{ km/s}$ , and a slightly weaker positive peak mirroring it at  $K_p = -50 \text{ km/s}$ . The negative peak is associated with the narrow bump in stellar line profiles created by the planet occulting a small region of the star, and the positive peak comes from the change in the overall line profiles. The value of  $\pm 50 \text{ km/s}$  is related to the  $v \sin i$  of the stellar model and the peaks are centred at  $v_{syst}$  because they are stellar in origin. We note that these peaks are present whether the star has active regions or not. Thankfully, it appears that we are able to recover the planet signal by applying the correction method described in section 2.2.3.2, as shown in the bottom panel





**Figure 2.4.** Correlation maps (normalized by standard deviation) for a transit model including the hot Jupiter atmosphere as well as 5% spot coverage on the host star, correlated with a CO line list (Rothman et al., 2010) at 1200 K across the  $2.29 \mu\text{m}$  CO band. *Top:* No correction applied. *Middle:* Corresponding CCF for individual spectra during transit, no correction applied. The dashed curve indicates the true planet RV. *Bottom:* After the correction method was applied. In both maps, the correlation values are normalized by the standard deviation across the map. Photon noise was added as for five SPIRou/CFHT visits.

of Figure 2.4. In this case, the transit model also included 5% spot coverage on the star, but the signal from these active regions does not affect the atmospheric detection.

### 2.3.1.3. Some photometric variation results

A few tests were performed to estimate the photometric variation associated with the coverage fractions of active regions used in some of the previous models. For spots covering 5% of the star, we obtain a variability amplitude of 1.8% across the full rotation. For 10% spots, the recorded amplitude is 2.8%, and for 5% spots with 15% faculae, it is 1.4%. All of the computed variation curves were smooth and sinusoidal, with two peaks across one complete rotation.

### 2.3.2. K2-18 analog system

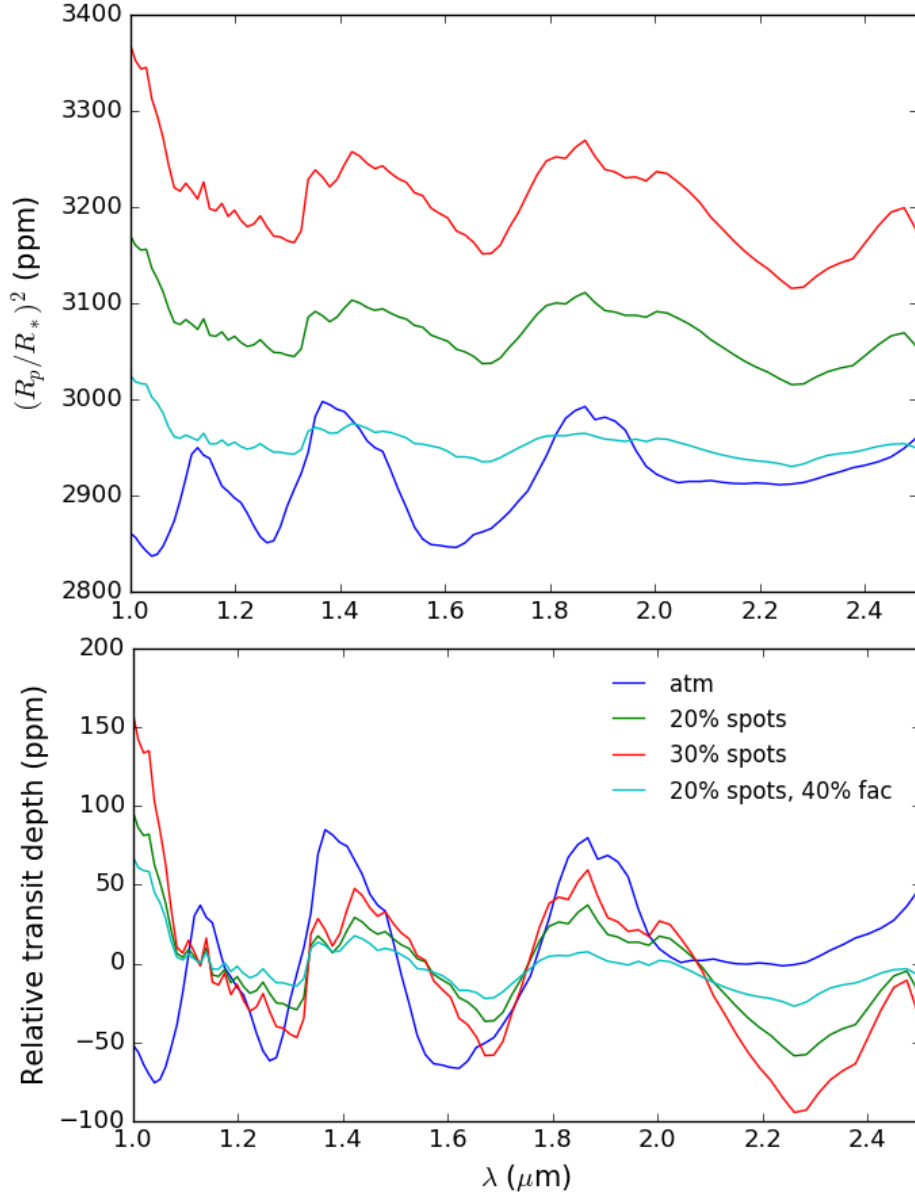
In the case of the K2-18 class of models and late type stars in general, our main concern and focus when it comes to stellar contamination is water features. We note that other molecules such as CO<sub>2</sub> could be involved, but for the scope of this work, we choose to focus on water.

#### 2.3.2.1. Low resolution

At  $R = 100$ , the amplitude of contamination features is relatively weak even for large coverage fractions of strictly unocculted spots, much weaker than we will see in the TRAPPIST-1 models, although the "worst case" scenarios we consider do in fact reach amplitudes that are almost comparable to that of a temperate sub-Neptune atmosphere, as shown in Figure 2.5. If we look at the 1.4  $\mu\text{m}$  water band, the amplitude of the planetary absorption is of about 150 ppm, while the strongest contamination amplitude (from the 30% spots model) reaches almost 100 ppm. Contamination features are made weaker when the dark spots are balanced with large covering fractions of bright faculae, around 25 to 40% for example, in which case the amplitude of the 1.4  $\mu\text{m}$  water band from contamination drops to about 25 ppm.

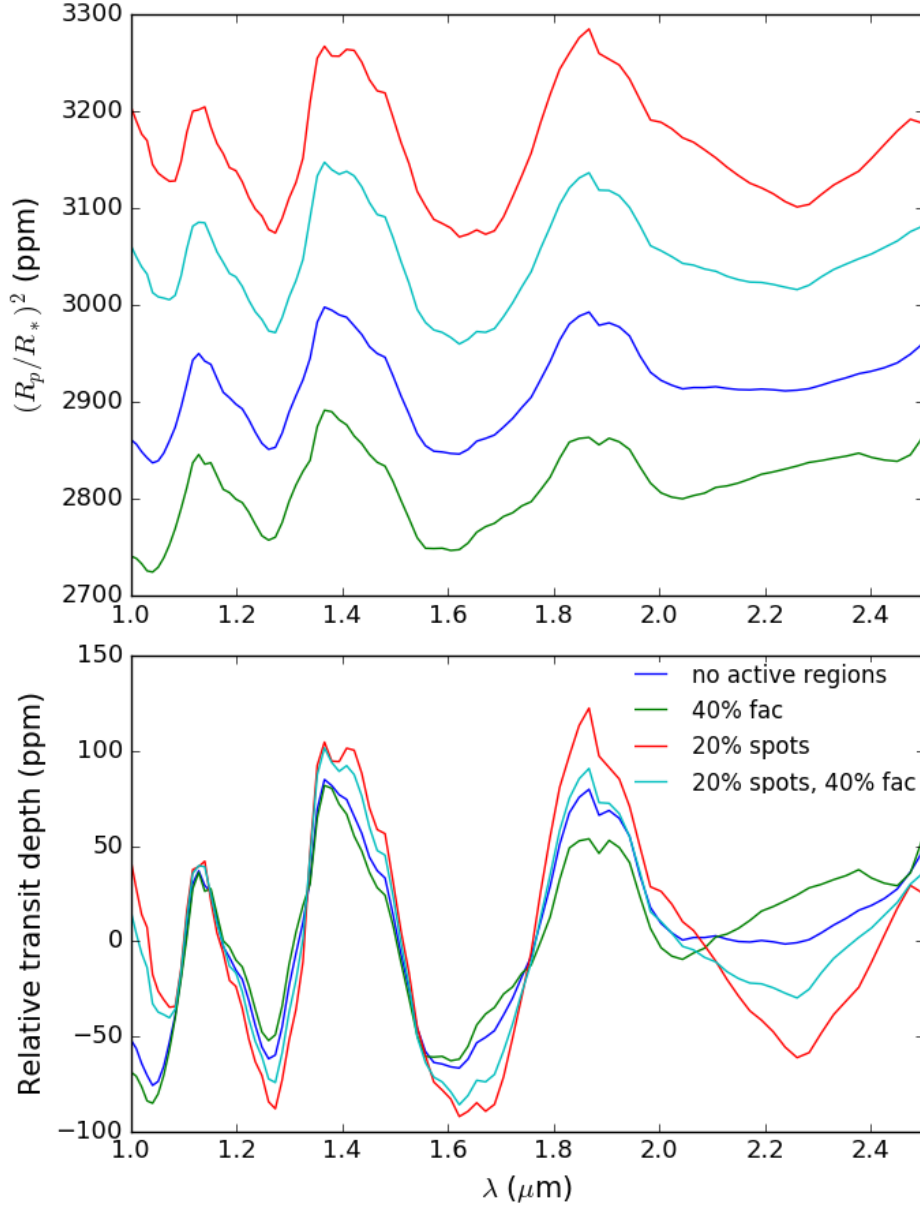
We note that for a different type of planet, for example a smaller planet with a high molecular weight atmosphere, the atmospheric features and contamination features could be a lot more similar. They would both be significantly more challenging to detect for such a system, however.

One key potentially helpful difference between the planet and star water features is the water absorption band around 1.1  $\mu\text{m}$ , which is present in planet transmission spectra with an amplitude of about 100 ppm, but is essentially absent in contamination spectra. This difference in water lines at 300 K and 3000 K could prove helpful, provided the feature can be constrained well enough by observations. We can also notice that the general shape of the



**Figure 2.5.** Comparison of the low resolution ( $R = 100$ ) atmospheric transit spectrum and pure stellar contamination transits for the K2-18 type model. *Top:* pictured are the pure atmospheric transit (blue), a 20% spot coverage transit (green), a 30% spots transit (red), and a transit with 20% spots and 40% faculae (cyan). *Bottom:* Relative transit depth of all the models (same colors).

absorption features in the contamination spectra is different from the shape of the planetary features: they are wider, with a flatter peak. Finally, the slope of the spectra between 1.0 and 1.4  $\mu\text{m}$  is also different, with the atmospheric spectrum being generally flat outside of absorption bands and the contamination spectra having a sharp slope, particularly between 1.0 and 1.1  $\mu\text{m}$ .



**Figure 2.6.** Comparison of the K2-18 type model atmosphere transit with and without stellar contamination. *Top:* the uncontaminated transit (blue) is plotted along with transits with 40% faculae (green), 20% spots (red), and 20% spots with 40% faculae (cyan). *Bottom:* Relative transit depth for the same models (same colors).

It would also seem that the contamination spectrum includes more than water features, with  $\text{CO}_2$  possibly being responsible for the extended appearance of the 1.4 and 1.9  $\mu\text{m}$  water bands (Encrenaz et al., 2015).

In mixed models (atmosphere and stellar contamination) the shape of water signatures appears mostly unaffected except past 2.1  $\mu\text{m}$ , as shown in Figure 2.6. Their amplitude can be modulated by over 50 ppm in the case of 20% spots. A strong atmospheric detection would

be difficult to rule out provided sufficient signal to noise, especially if there is no reason to think the star should be very active. However, the effect on the amplitude of features could certainly affect a retrieval of atmospheric abundances. The planet radius measurement can be affected, too, by as much as 6-7%, which can in turn strongly bias density measurements.

From previous observation campaigns (e.g. Benneke et al., 2019), we know it is possible to reach precision levels down to at least about 30 ppm in each wavelength channel of HST/WFC3 on a target like K2-18 b, provided sufficient transits. Therefore, the signatures of strong stellar contamination (over 20% spots) can affect transmission spectra above noise levels.

### 2.3.2.2. High resolution

We first note that the orbital parameters taken from the true K2-18 system include a wide semi-major axis and a long period, resulting in a small change of planet orbital velocity during transit compared to the usual targets for high resolution transit spectroscopy (e.g. planets in close-in orbits). We therefore perform correlations using the normal system parameters as well as an artificially boosted  $K_p$ . The boost is obtained only by taking a shorter orbital period. This is obviously unphysical, but it should still provide information about the detectability of an atmosphere in the case where the planet shows a larger radial velocity variation during transit.

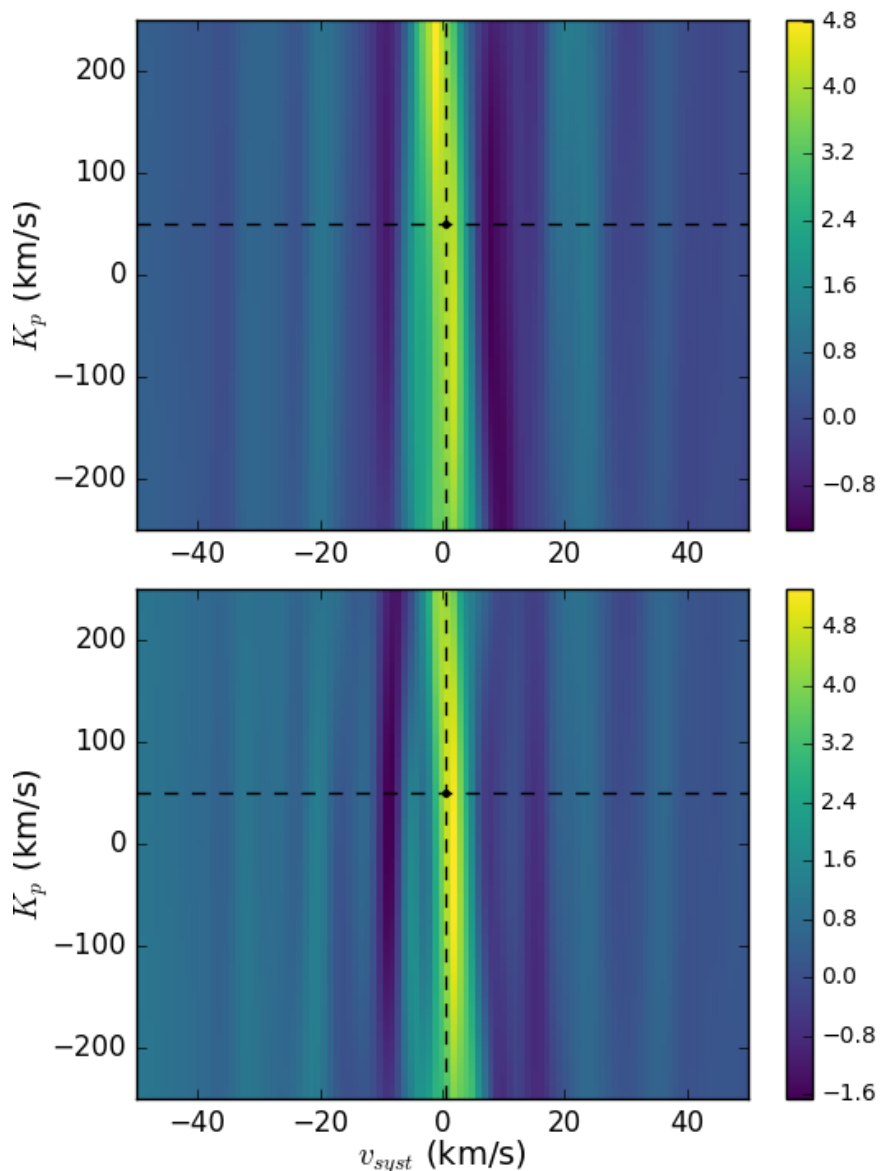
We present correlation maps for mixed transit models (sub-Neptune atmosphere with 10% spot coverage on the star) in the normal and boosted cases in Figures 2.7 and 2.8, respectively. We look only at the signal from water lines in the water band centered around  $1.4\mu\text{m}$ .

While the peaks in the boosted case (Figure 2.8) correspond without a doubt to an atmospheric detection at the expected  $K_p$  and  $v_{\text{sys}}$ , the signal in the non-boosted case (Figure 2.7) is very poorly constrained with respect to  $K_p$  (especially in the uncorrected case), covering the entire  $K_p$  range used for calculation with a strong correlation signal and thus making an unambiguous detection difficult. The peak in Figure 2.8 (boosted  $K_p$ ) also covers a large interval of  $K_p$ , but this is only due to how  $K_p$  was boosted: the transit still covers a very small portion of the full orbit, so a small uncertainty on the total RV variation during transit propagates to a large uncertainty on  $K_p$ .

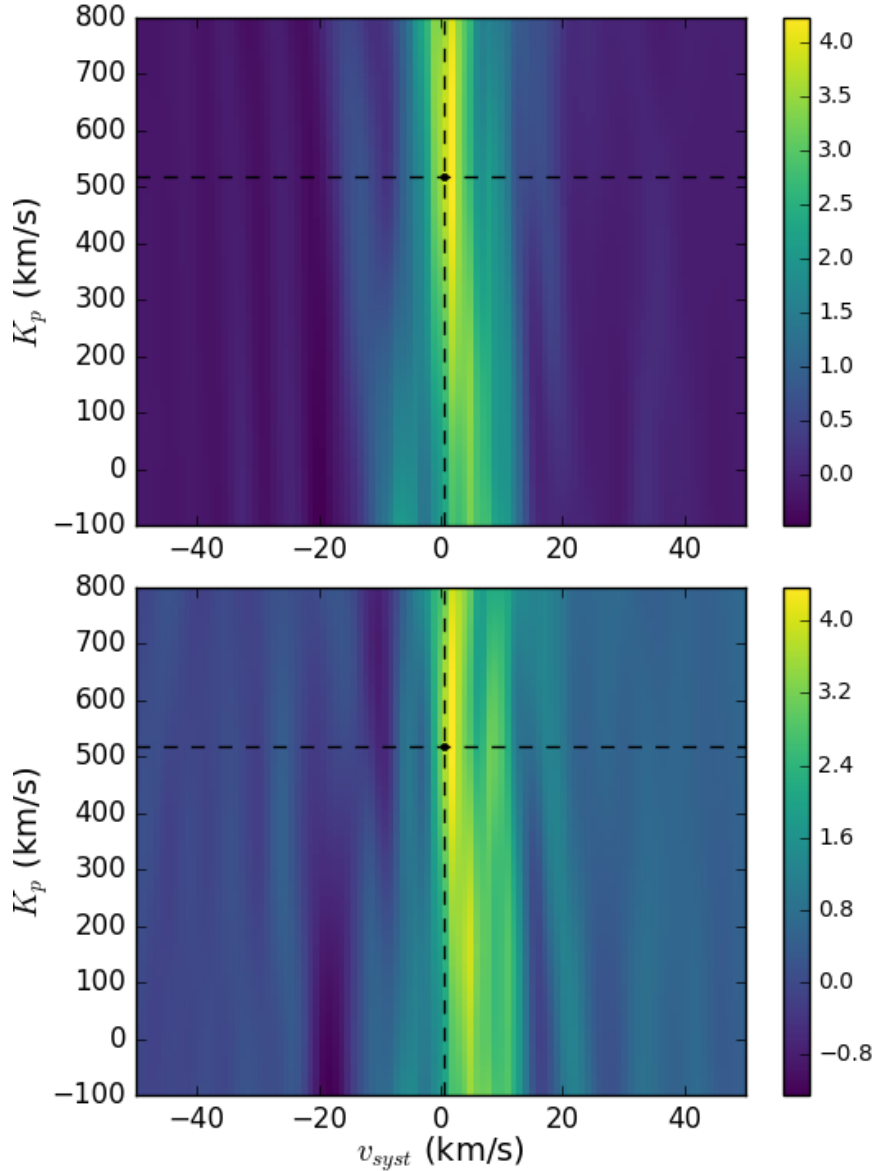
In comparison, we show in Figure 2.9 the correlation map for a signal due only to a 10% spot coverage on the star. The long vertical positive peak at the true  $v_{\text{sys}}$  present in Figure 2.7 is absent here, confirming that the source of said signal is indeed the planetary atmosphere.

Since there are no obvious positive and negative peaks at the true  $v_{\text{sys}}$  that disappear after correction, it would appear that the RME and CLV do not contribute much to the signal in this case, especially if we compare with the HD 189733 models. This is explained

by the slower stellar rotation of the K2-18 model ( $v \sin i = 0.5$  km/s compared to 3.5 km/s in the previous models), as well as the very small size of the model planet in this case (transit depth of 2800 ppm against 24000 ppm). Stellar line profiles are therefore much less affected by the transiting planet.



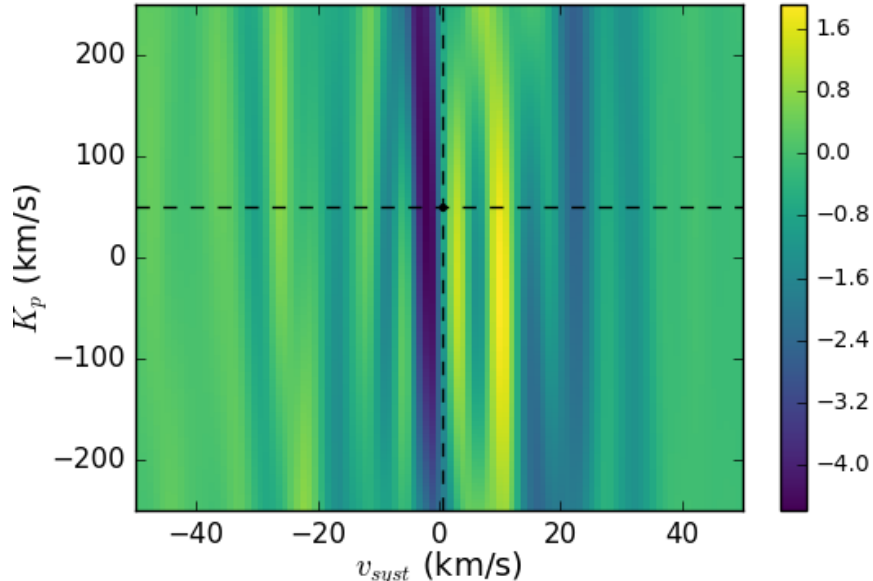
**Figure 2.7.** Correlation maps (normalized by standard deviation) for a transit model with a sub-Neptune atmosphere and 10% spot coverage on the host star, correlated with a water line list (Polyansky et al., 2018) at 300 K. *Top:* without any correction applied. *Bottom:* with the correction for the RME/CLV applied to the correlation map. In both panels, photon noise was added to the spectra as if they had been taken from 10 SPIRou/CFHT visits.



**Figure 2.8.** Same as Figure 2.7, but in this case the orbital velocity of the planet was artificially boosted to  $K_p = 518$  km/s.

### 2.3.2.3. Some photometric variation results

Again, photometric variability curves are computed for a few active region distributions used in the previous models. For a 10% spot coverage, the resulting variability amplitude is 1.5% across the full stellar rotation, while for 20% spots, it is 2.6%. As in the K star models, all of the computed variation curves were smooth and sinusoidal, with two peaks across one complete rotation.



**Figure 2.9.** Correlation map (normalized by standard deviation) for a transit model with only 10% spot coverage on the K2-18-like host star, correlated with a water line list (Polyan-sky et al., 2018) at 300K. The RME/CLV correction was applied and photon noise was added for 10 SPIRou/CFHT visits.

### 2.3.3. TRAPPIST-1 analog system

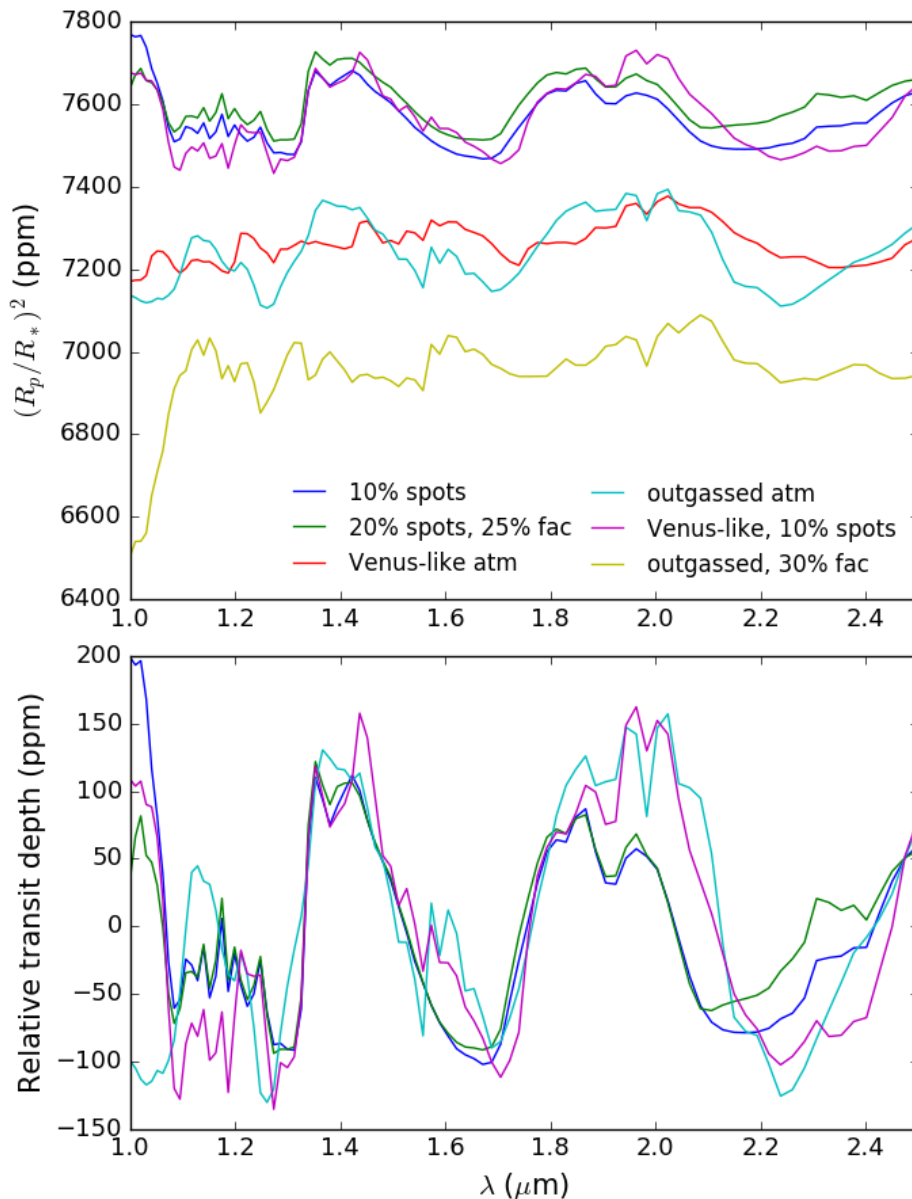
#### 2.3.3.1. Low resolution

The features induced by 10 to 20 % dark spots are comparable with most atmosphere models with prominent water features, so we keep this as an upper bound for the results we present. Lower coverages with weaker signal can still affect atmosphere characterization and abundance retrievals, as well planet radius/density measurements due to flat offsets to the transit depth.

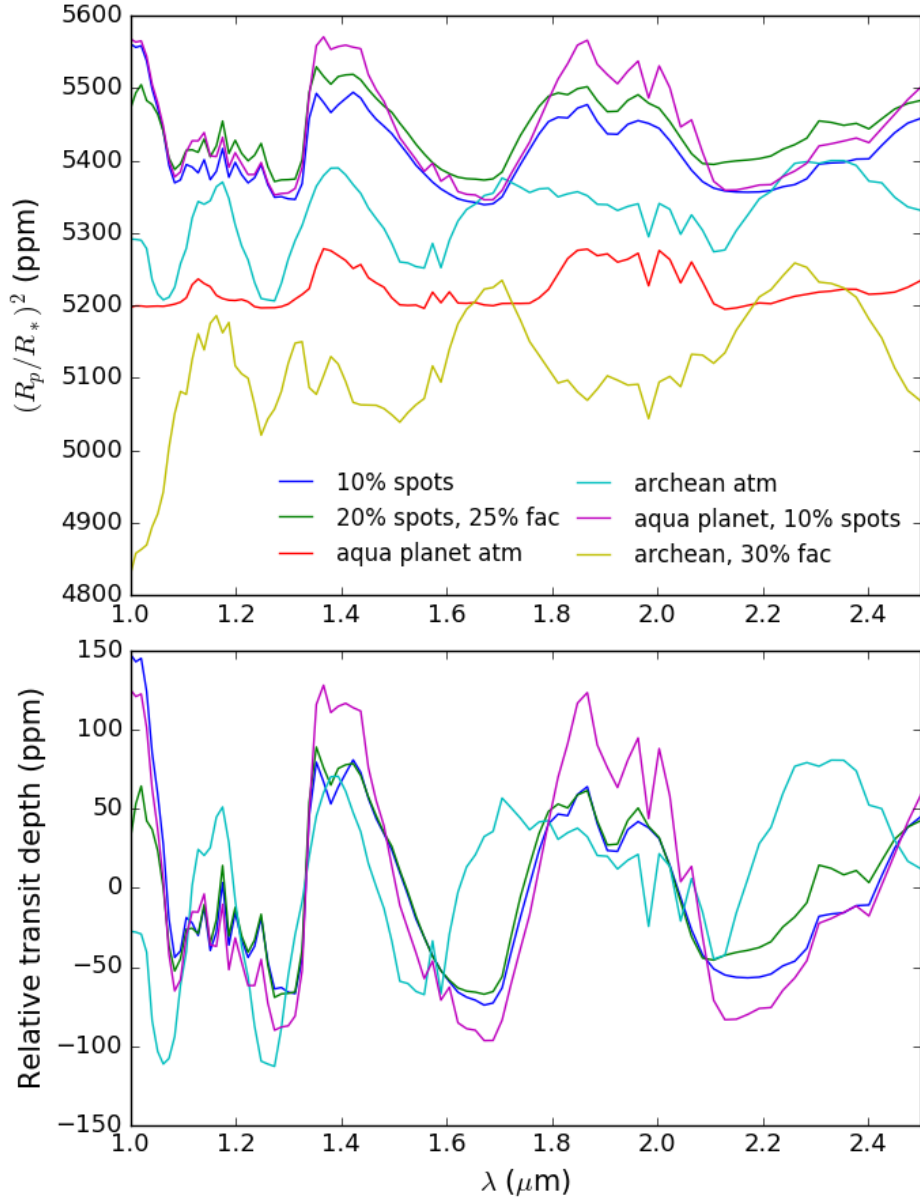
A comparison of various models for a planet like TRAPPIST-1 b is shown in Figure 2.10. Stellar contamination poses more issues here than in previous models. We observe that the outgassed O<sub>2</sub> atmosphere model has similar water features to the pure stellar contamination models (10% spots as well as 20% spots with 25% faculae), although there is a significant radius offset of about 400 ppm in transit depth between the spectra. The Venus-like model can be made to exhibit strong high temperature water signatures by adding 10% spot coverage to the star. The strongest similarity between all these models can be seen clearly when they are offset to the same level in the bottom panel of Figure 2.10: the 1.4  $\mu\text{m}$  water band of all four models (outgassed, Venus-like and the two pure contamination models) overlap almost perfectly and have the same amplitude of about 200 ppm. The differences between the planet and contamination models around 2.0  $\mu\text{m}$  are due to CO<sub>2</sub> absorption. The only way to establish the planetary origin of water absorption in this case would be to achieve



sufficient S/N to clearly detect the absorption band at  $1.1 \mu\text{m}$  (about 150 ppm in amplitude). Even then, it would be extremely challenging to characterize the atmosphere. Finally, we observe that the water absorption bands of the outgassed model are almost completely muted by adding 30% faculae coverage, in which case it would be impossible to recover a water detection.



**Figure 2.10.** Comparison of multiple low resolution ( $R = 100$ ) transit spectra for different TRAPPIST-1 b models. *Top:* the plot includes the uncontaminated outgassed atmosphere model (cyan), the uncontaminated Venus-like model (red), a pure contamination transit with 10% spot coverage (blue), a pure contamination transit with 20% spots and 25% faculae (green), the Venus-like model with 10% spots (purple), and the outgassed model with 30% faculae (yellow). *Bottom:* Relative transit depth for four of these models (same colors).



**Figure 2.11.** Comparison of multiple low resolution ( $R = 100$ ) transit spectra for different TRAPPIST-1 e models. *Top:* the plot includes the uncontaminated Archean-Earth-like atmosphere model (cyan), the uncontaminated aqua planet model (red), a pure contamination transit with 10% spot coverage (blue), a pure contamination transit with 20% spots and 25% faculae (green), the aqua planet with 10% spots (purple), and the Archean-like model with 30% faculae (yellow). *Bottom:* Relative transit depth for four of these models (same colors).

Figure 2.11 shows analogous results for the TRAPPIST-1 e models. The 10% spot coverage model has water features of similar amplitude (100-150 ppm) to the Archean-Earth-like model, while the latter can have its features muted or even inverted by a 30% faculae coverage on the star. We note that the Archean-like model displays methane absorption (about 125 ppm amplitude) around 1.65-1.7 and 2.2-2.3  $\mu\text{m}$ , which is completely absent from

the contamination models. Meanwhile, the normally muted features of the aqua planet model are greatly amplified by 10% spots on the star, making it appear as though its atmosphere has even stronger absorption than the Archean-like model. Once again, significant radius offsets (about 200 ppm in transit depth this time) are introduced by contamination.

Adding arbitrary amounts of unocculted spots on the star (50% coverage or more) can lead to very large signals with amplitudes of over 500 ppm. However, based on current knowledge of stellar activity, this is physically unrealistic, even in late type stars.

We note that obtaining sufficient S/N to detect features in individual planets in a system such as TRAPPIST-1 may prove challenging (e.g. if we look at existing transit observations of the TRAPPIST-1 system such as de Wit et al. (2016) and Zhang et al. (2018)), although this should be less of an issue in the coming era of JWST.

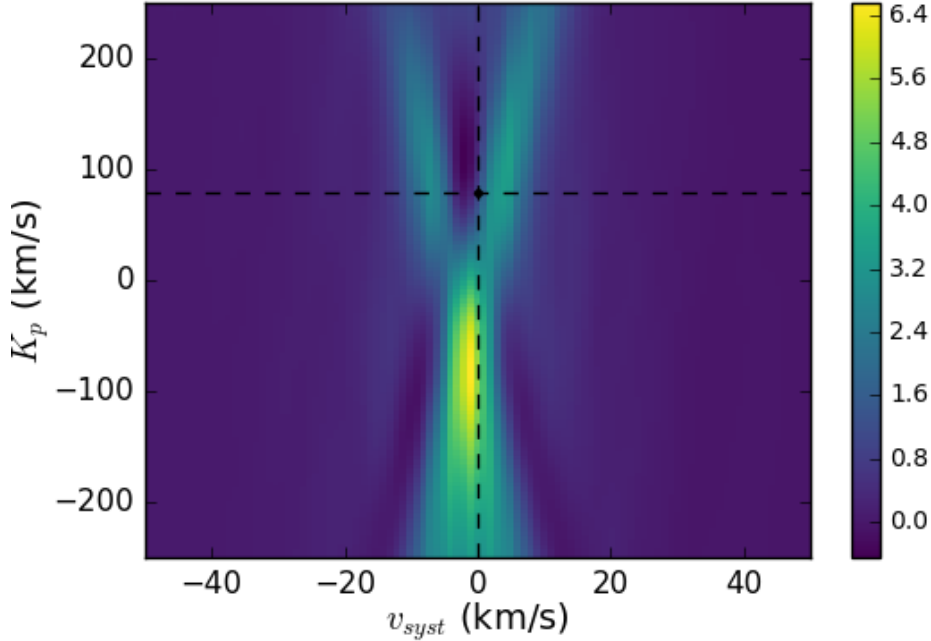
### 2.3.3.2. High resolution

At the spectral resolution of current infrared spectrographs, a planet like TRAPPIST-1 b would have a sufficient RV variation across its transit to obtain a reasonably convincing detection, provided sufficient S/N and atmospheric signal of course. On the other hand, planet e, while not as challenging as K2-18 b in the RV department, shows a much weaker variation across transit and thus convincing detections may prove challenging.

Since we model a host star of the same apparent magnitude as TRAPPIST-1, in order to achieve sufficient S/N to look for planetary signals after adding photon noise, we need to simulate visits from an ELT. All attempts at computing correlation maps with photon noise as for observations from a 3.6 m telescope resulted in maps dominated by noise.

For a cool star like TRAPPIST-1, given the presence of water lines in the stellar spectrum itself, making a convincing water detection requires adequate correction for the RME and CLV. The impact of these effects on correlation maps can clearly be seen in Figure 2.12: the main positive peak centered around  $K_p = -100$  km/s and near  $v_{syst} = 0$  km/s is most likely due to the modulation of stellar line profiles during transit. Our correction method (described in section 2.2.3.2) is thus applied to all the model observations in this analysis.

In the TRAPPIST-1 b model case, we show in Figure 2.13 that the water signal from the outgassed O<sub>2</sub> atmosphere seems to be detectable with an ELT, provided a sufficient number of visits. The peak extending between  $K_p = 0$  and  $K_p = -100$  km/s in the top panel can only be caused by stellar contamination and residual signal from a possibly incomplete subtraction of the RME/CLV signal. The bottom panel shows that when adding the outgassed atmosphere to the transit, a new peak centered around the true  $v_{syst}$  and planetary  $K_p$  appears, in addition to the previous  $K_p$  contamination peak. In this case, even though the water contamination signal's strength appears to be of the same order of magnitude as the planetary signal, we can confidently differentiate the origin of both peaks and relate the peak at the planet's  $K_p$  to the water in the planet's atmosphere. We recall from Figure 2.10 that

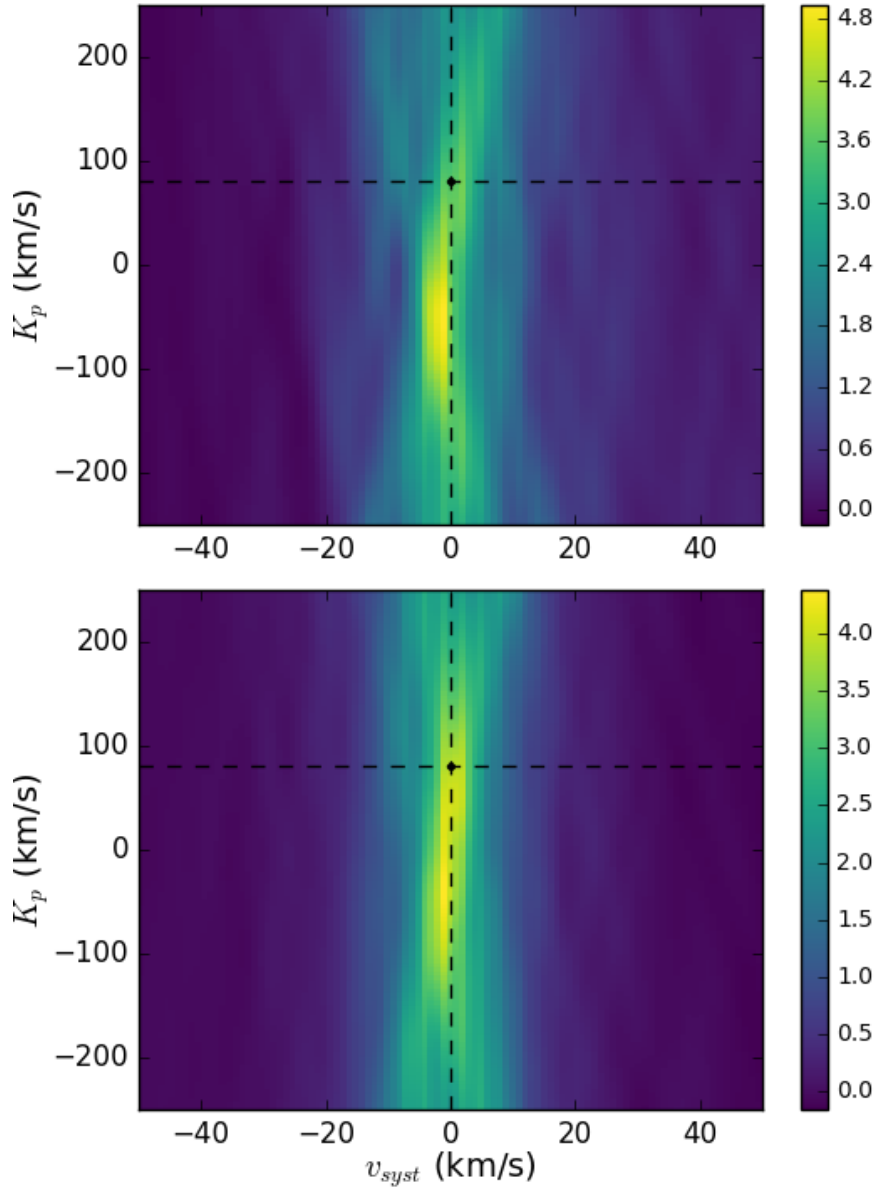


**Figure 2.12.** Correlation map (normalized by standard deviation) for the outgassed atmosphere model and 10% spot coverage on the star with a water line list (Polyansky et al., 2018) at 400 K. No correction for RME/CLV was applied. Photon noise was added for 10 ELT visits. Correlation values are normalized by the standard deviation across the map.

the water features from the 10 % spots contamination model used here were degenerate with those of the outgassed model at low resolution. These results show that this degeneracy can be broken with high S/N high resolution observations.

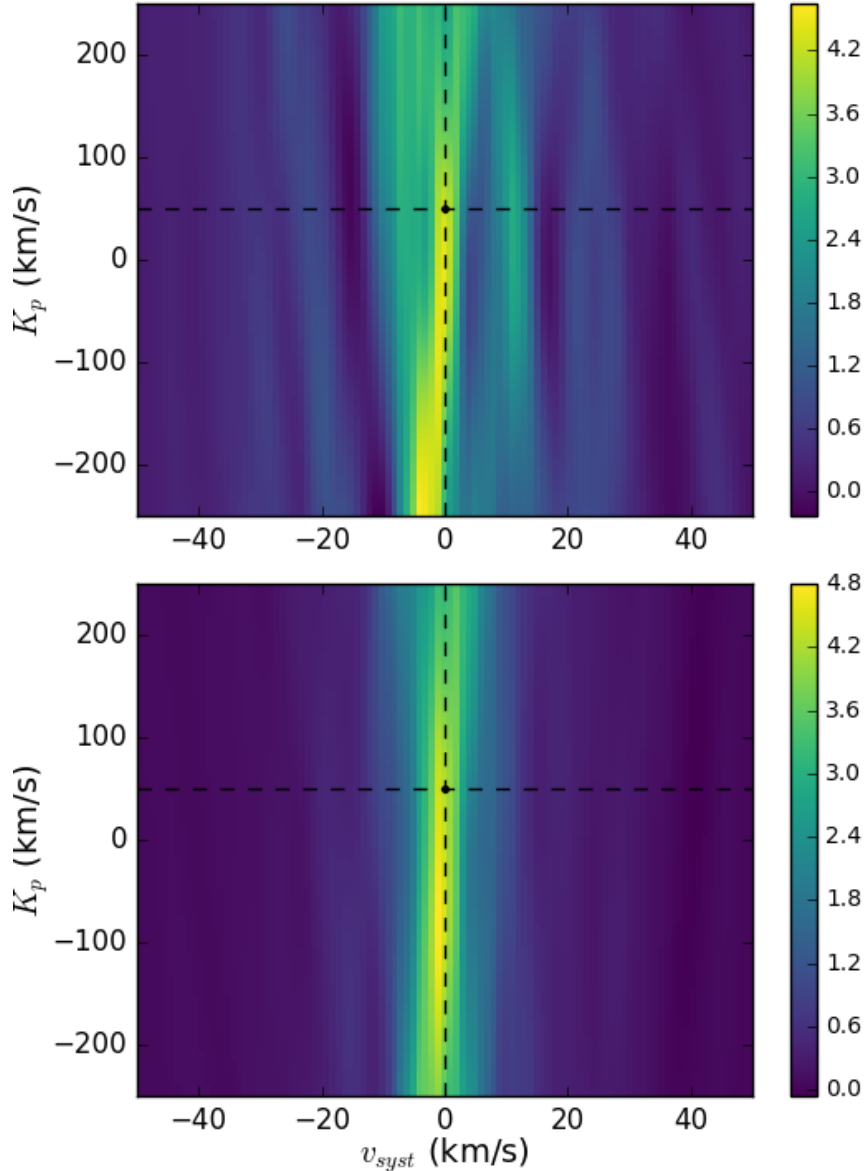
The Venus-like model does not produce water features to be detected at high resolution, as was the case at low resolution, so we do not present a correlation map for this atmosphere. This is to be expected considering the low water content and high mean molecular weight of the atmosphere model. However, when adding a 10% spot coverage to the Venus-like model transits, the contamination signal is effectively detected and the correlation map becomes extremely similar to the map for the pure 10% spots contamination signal (top panel of Figure 2.13).

As for the TRAPPIST-1 e case, the Archean-Earth-like atmosphere produces a peak that is difficult to draw conclusions from, even with 30 ELT transits. The correlation peaks are very extended, especially in the spotted case, and appear to be centered at  $K_p = 0$  rather than the true planet velocity, as seen in Figure 2.14. The low planet orbital velocity combined with the strength of the contamination signal are to blame. As a comparison, Figure 2.15 shows the correlation map for a pure contamination transit. There is a correlation signal present, but it behaves differently from the peaks in Figure 2.14: it is broader and slightly off in  $v_{syst}$ , and generally stronger at negative values of  $K_p$ , and may be partially due to an incomplete or inaccurate correction of the RME/CLV contribution. Finally, the aqua



**Figure 2.13.** Correlation maps (normalized by standard deviation) for two different TRAPPIST-1 b model transits with a water line list (Polyansky et al., 2018) at 400 K. *Top:* Transit with 10% spot coverage only (no atmosphere). *Bottom:* Transit with the outgassed atmosphere model and 10% spot coverage on the star. Both correlation maps were corrected for the RME/CLV signal. In both cases, photon noise was added for 10 ELT visits. Correlation values are normalized by the standard deviation across the map.

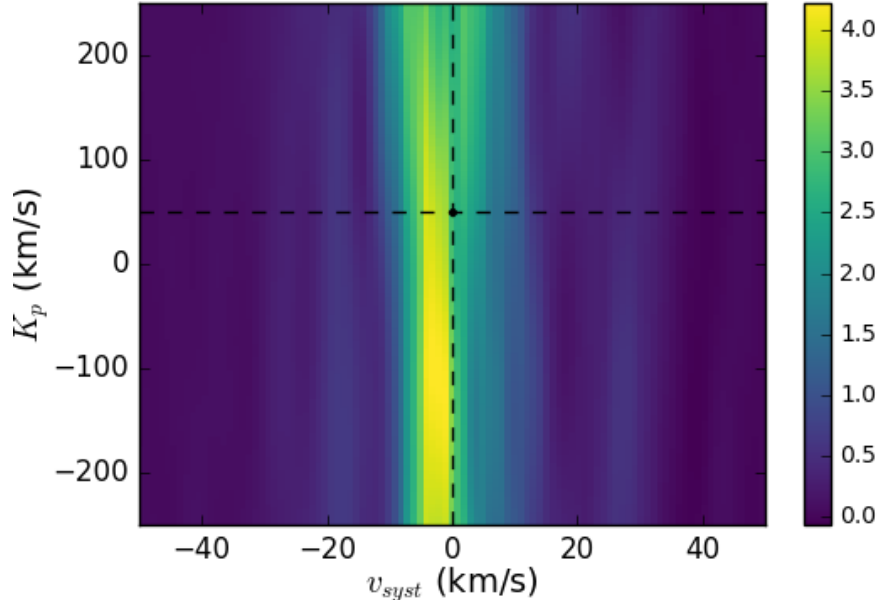
planet model is left out of this analysis because planetary lines are too weak for satisfying correlation peaks to be recovered with noisy models.



**Figure 2.14.** Correlation maps (normalized by standard deviation) for two different TRAPPIST-1 e model transits with a water line list (Polyansky et al., 2018) at 300 K. *Top:* Transit with the Archean-Earth-like atmosphere only. *Bottom:* Transit with the Archean atmosphere and 10% spot coverage on the star. Both maps were corrected for the RME/CLV signal. In both cases, photon noise was added as for 30 ELT visits.

### 2.3.3.3. Some photometric variation results

Stellar variation curves were generated for the two active region distributions that produced features similar to those of atmospheric models in Figures 2.10 and 2.11. A 10% spot coverage resulted in 1.9% of variation amplitude, while 20% spots and 25% faculae produced a 2.5% amplitude. The variation curves have the same behavior as before, that is, generally sinusoidal with two peaks during the full rotation.



**Figure 2.15.** Correlation map (normalized by standard deviation) for a TRAPPIST-1 e model transit with only 10% spot coverage on the host star (no planetary atmosphere) with a water line list (Polyansky et al., 2018) at 300 K. Corrected for RME/CLV. Photon noise was added as for 30 ELT visits.

## 2.4. Discussion

Across the high resolution analysis, we did not present any results from faculae. Faculae produce inverted features (emission instead of absorption) and therefore a negative correlation signal. It should in principle be easier to single them out if they are a strong contributor to the signal and they would certainly not be confused with absorption from a planetary atmosphere.

We must point out that the correlation results presented here are definitely best case scenarios, since we chose to ignore telluric contamination and other sources of noise from the analysis. The detections presented are possible in theory, with the hypothesis that tellurics can be well corrected. The detections presented should also be possible using weaker lines less affected by tellurics, provided additional transits to achieve better S/N ratios.

Based on the difficulties encountered with the models where the planet had small radial velocity variations, we can confidently say that not all targets will be suitable for high-resolution followups. In particular, considering that habitable zone planets such as K2-18 b and TRAPPIST-1 e generally have longer orbits than the typical transiting planet, the feasibility of high resolution transmission spectroscopy of habitable zone planets may prove difficult.

As was also pointed out in other works (e.g. Rackham et al., 2018, 2019), we can notice in the results presented here that, as we go down in spectral type, stellar contamination

becomes a larger issue, especially when looking at water lines and features. For earlier spectral types, the effect of contamination is mostly significant for the continuum of transit spectra, i.e. radius offsets and slopes. This makes high resolution follow ups especially relevant for systems with late type host stars.

There is a possibility (which has yet to be verified) that current data reduction methods for transmission spectroscopy already remove some of the contamination signal along with the stellar signal. This may be the case for PCA based methods (Damiano et al., 2019) used to reconstruct the stationary stellar and telluric spectra, for example. In this analysis, we did not use such methods since the out-of-transit stellar spectrum is already modeled and easy to remove from transit observations, leaving only contamination and RME/CLV signals. Since, in principle, contamination signals are also stationary in RV space during transit, it may be feasible for PCA algorithms to reconstruct them as well. Whether this is true or not, this sort of possibility is not applicable to low resolution observations. This is an additional way the use of high resolution spectroscopy could potentially help correct for the effect of stellar contamination.

This does not mean that there is no need to perform adequate diagnostics of stellar activity such as activity indices and photometric variability when making high resolution observations of a system, especially for later type stars. Of course, nothing wrong can come of knowing more about the host star. Such diagnostics could also help subtracting signals from spots if they are not removed by cleaning the stellar spectrum.

Additionally, constraining active region temperatures and filling factors through other methods may also be very beneficial; possible methods could be Doppler imaging (Barnes et al., 2015, 2016, 2017), spot crossing events (Espinoza et al., 2019), stellar spectrum fitting (Zhang et al., 2018), and other methods like chromatic stellar RVs and the chromatic index (Baroch et al., 2020).

The offset of planet radius measurements may be the most challenging effect of stellar contamination to correct for by looking strictly at transit depth data. Alternative methods have been suggested to obtain independent radius measurements. In particular, accurate measurements of ingress and egress duration combined with well constrained orbital parameters could provide an alternate robust planet radius (Morris et al., 2018).

We wish to address the recent published detections of atmospheric water vapor in K2-18 b (Benneke et al., 2019; Tsiaras et al., 2019). We do not believe our results invalidate these detections, especially since in Tsiaras et al. (2019), multiple contamination models from Rackham et al. (2018) were tested and none of the models consistent with K2-18's photometric variability could reproduce the amplitude of the detected features. Evidence of stronger stellar activity or of the presence of spots much darker than what was assumed here ( $\Delta T_{spot} = 500\text{K}$ ) would be required in order to conclude that these detections are caused by contamination alone.



The results in this work provide some justification for ground based, high resolution near infrared spectroscopy follow ups for many planetary systems, even in the coming era of JWST. This applies especially to systems with late M dwarf host stars. Stellar contamination affects atmospheric characterization efforts at low and high resolution very differently. At low resolution, abundance retrievals and planet radius measurements are biased with no obvious or general way to identify the contribution of stellar contamination to the transmission spectrum. In worst case scenarios, stellar activity could be the only source of significant water absorption detections, or even mute planetary features entirely. Meanwhile, at high resolution, active regions on the star do contribute to the signals detected in correlation, but it is feasible in many cases to use the planet’s orbital motion to clearly isolate the planetary atmosphere’s signal from the contamination signal. Thus, combining high resolution results with existing or future space based transit results could confirm many detections or non-detections, as well as invalidate tentative or weak low resolution detections.

## 2.5. Conclusion

We have analysed transit models for three archetype systems at low and high resolution to examine the effects of stellar activity on transmission spectroscopy and determine if degeneracies at low resolution can be lifted using high resolution observations. We compared cases with only contamination, only planetary atmospheres as well as mixed cases. We found that at low resolution, transmission spectra can be affected to the point where what appears like planetary water absorption features are in fact only due to the effect of active regions on the star. Atmospheric characterization and abundance retrievals can thus suffer strong biases, with no general solution using only low resolution observations. However, we find that degeneracies observed at low resolution are in principle breakable at high resolution using cross correlation maps to separate the planet and stellar contamination correlation peaks. This is true as long as the variation of the planet’s radial velocity during transit is sufficient and that observations with adequate S/N can be obtained. We observe that when looking at water lines and features, the effect of stellar contamination grows stronger with later spectral types. We have confirmed the need to correct for the Rossiter-McLaughlin effect and center to limb variations when looking for signals from molecules also found in the host star’s atmosphere by using CCFs at high resolution.

Numerous improvements to our models should be made in future works. Additional stellar models should be obtained, with multiple goals in mind: allow for flexible active region temperature contrasts, model more host star types, and model late type stars more accurately using DRIFT-PHOENIX models (Witte et al., 2009). The wavelength domain of the models should be extended to include at least the full JWST spectral domain. Similarly, more realistic, complete and self-consistent atmosphere models should be used. To better

quantify the feasibility of high resolution cases, tellurics and other sources of noise should be fully included and treated. This would in turn make it easier to apply actual data analysis routines to the models. The geometry of the models must be made more flexible by at least including the spin-orbit misalignment angle  $\lambda$  as a model parameter. The rotation of active regions should be implemented during transits as well, in cases where the timescales of transit and stellar rotation are not too different. Cases with occulted active regions need to be fully investigated. For completeness, the reflex RV motion of the star could also be implemented. Finally, the code in its current state requires a good amount of optimization.

An important goal for the future of this work would be to help in planning efficient observing strategies for potentially problematic targets. With the coming launch of JWST and the current wave of new generation near infrared spectrographs (such as SPIRou, CARMENES, CRIRES+, NIRPS, etc.), all elements are in place to be able to obtain complementary observations and hopefully resolve degeneracies for future targets.

## Acknowledgements

This research made use of Photutils, an Astropy package for detection and photometry of astronomical sources (Bradley et al., 2019). This research also used the petitRADTRANS radiative transfer code (Mollière et al., 2019) to generate planetary atmosphere models. The Python packages `emcee` (Foreman-Mackey et al., 2013) and `batman` (Kreidberg, 2015) were also used. Peter Hauschildt provided specific intensity spectra for stellar models generated with the PHOENIX code (Husser et al., 2013). Molecular line lists were obtained using the HITRAN/HITEMP (<https://hitran.iao.ru/molecule/simlaunch>) and ExoMol (<http://exomol.com/>) online services. This research was made possible thanks to the funding and support of FRQNT, NSERC and iREx.

# Chapitre 3

---

## Conclusion

Dans le but d'étudier le potentiel de l'activité stellaire comme source de contamination pour la spectroscopie de transit d'exoplanètes, des modèles de surfaces stellaires et de transits planétaires ont été construits. Plus précisément, trois cas spécifiques ont été étudiés : une étoile K orbitée par une Jupiter chaude, une étoile M hâtive orbitée par une mini-Neptune/super-Terre et une étoile M tardive orbitée par deux planètes terrestres. Ces modèles permettent une analyse à basse et à haute résolution pour bien comparer les effets de l'activité stellaire dans ces deux régimes.

Les modèles ont été construits à partir de modèles stellaires en intensité spécifiques générés avec le code PHOENIX (Husser et al., 2013), avec une température pour chaque composante de la photosphère : photosphère calme, taches et facules. Des modèles d'atmosphères planétaires simples calculés avec le code de transfert radiatif petitRADTRANS (Mollière et al., 2019) ont été utilisés pour modéliser des transits. L'intégration du flux observé a été réalisée géométriquement, avec une carte de la surface stellaire occultée par une planète circulaire dont le rayon varie selon la transmission atmosphérique à chaque longueur d'onde.

À basse résolution, les spectres en transit sont divisés par le spectre hors transit, puis analysés par un ajustement de courbe de transit à chaque longueur d'onde. Les spectres de profondeur de transit résultants ont ensuite été comparés visuellement entre les différents modèles. À haute résolution, la corrélation croisée des spectres de transit avec des listes de raies moléculaires a été calculée en fonction de vitesses radiales du système et de vitesses orbitales supposées. Le but était de détecter l'origine des signaux dans l'espace des vitesses radiales en plus de détecter les signaux eux-mêmes. Lorsque nécessaire, le signal de corrélation associé à l'effet Rossiter-McLaughlin (RME) a été modélisé et soustrait aux résultats.

L'analyse des modèles confirme la problématique causée par l'activité stellaire à basse résolution, surtout pour les étoiles les plus froides. Pour l'étoile M tardive, à basse résolution, des taches sombres couvrant environ 10% ou plus de la surface stellaire induisent des bandes d'absorption d'eau ayant une amplitude similaire à celles dues à une atmosphère non

primordiale contenant de la vapeur d'eau. À l'opposé, pour le même modèle, des fractions de couvertures de l'ordre de 30% par des facules suffisent pour atténuer presque complètement les bandes d'absorption d'eau d'une atmosphère planétaire. Des niveaux importants d'activité stellaire ont donc le pouvoir de complètement biaiser la détection de molécules dans une atmosphère par la méthode de la spectroscopie de transit à basse résolution.

Dans le cas de l'étoile K et de la Jupiter chaude, les signatures moléculaires associées à la planète ne sont pas clairement affectées par l'activité stellaire. En revanche, on observe qu'une pente semblable à celle due à la diffusion de Rayleigh peut être induite par la présence de taches. Cela peut également affecter la caractérisation atmosphérique en simulant par exemple la présence de brumes photochimiques dans la haute atmosphère.

À haute résolution, l'analyse par corrélation croisée confirme qu'il est possible de séparer un signal correspondant à une atmosphère planétaire d'un signal dû à des régions actives non occultées. Pour ce faire, il faut que la planète connaisse une variation suffisante de vitesse radiale pendant la durée du transit. Idéalement, comme dans le cas de la Jupiter chaude, on parle d'une dizaine de km/s ou plus entre le début et la fin du transit pour une résolution spectrale  $R \sim 100000$ . Une planète terrestre dans la zone habitable d'une naine M connaît une variation de seulement quelques km/s, ce qui complique l'obtention d'une détection non-ambiguë. Pour les naines M tardives, le signal de corrélation lié à l'activité stellaire est d'une amplitude comparable au signal planétaire, ce qui complique la tâche davantage.

On observe également la nécessité de modéliser et de corriger pour le RME dans plusieurs cas. Pour la Jupiter chaude et l'étoile K, cette étape a été nécessaire afin de pouvoir détecter le CO dans l'atmosphère planétaire. Pour la naine M tardive, la correction est nécessaire lorsque l'on essaie de détecter du H<sub>2</sub>O. On peut généraliser ces constats à tous les cas où les mêmes raies moléculaires (ou atomiques) se retrouve à la fois dans le spectre stellaire et dans l'atmosphère planétaire.

La présence de régions actives a un autre effet qui s'applique à tous les cas étudiés : le rayon mesuré pour la planète se retrouve décalé vers des valeurs plus élevées (si les taches dominant) ou plus faibles (si les facules dominant). L'activité peut donc compliquer la détermination du rayon réel d'une planète et par le fait même de sa densité si une mesure de masse est disponible. Bien que cela n'affecte pas directement la caractérisation atmosphérique, la densité d'une planète est l'un des ingrédients principaux pour ceux qui s'intéressent à la composition et à la structure interne des exoplanètes.

La principale implication des présents résultats est que dans une démarche de spectroscopie de transit, il faut garder en tête la possibilité de contamination par l'activité stellaire, particulièrement pour une étoile cible tardive. En l'absence de contraintes solides sur le niveau d'activité de l'étoile, la solution évidente serait donc de confirmer une détection à basse résolution par des observations complémentaires à haute résolution.

Afin d'améliorer et de généraliser les résultats de cette étude, il faudrait d'abord élargir la portée des modèles stellaires utilisés. L'idéal serait de pouvoir modéliser une étoile K ou M générale, où le contraste de température des régions actives peut varier en dehors de relations préalablement fixées. Avec de tels ingrédients de modélisation, il serait possible d'essayer d'inclure l'activité stellaire dans un algorithme de recherche de paramètres atmosphériques planétaires (*retrieval*) utilisant des spectres à basse résolution. Finalement, il serait intéressant de s'intéresser au phénomène des régions actives occultées pendant un transit, ignoré dans le cadre de cette étude. Le but de la démarche serait de tenter de contraindre les paramètres des régions actives présentes dans le cordon de transit en utilisant les courbes de lumière. On pourrait également essayer de d'utiliser cette information pour contraindre le niveau d'activité sur le reste de la surface et trouver de nouvelles solutions à cette problématique en n'utilisant que les données à basse résolution disponibles. Les systèmes pour lesquels des observations à haute résolution ne sont pas réalisables constituent l'attrait principal pour de telles solutions.



# Bibliographie

---

- N. Afram and S. V. Berdyugina. Molecules as magnetic probes of starspots. *A&A*, 576 : A34, Apr. 2015. doi : 10.1051/0004-6361/201425314.
- H. Alfvén. Existence of Electromagnetic-Hydrodynamic Waves. *Nature*, 150(3805) :405–406, Oct. 1942. doi : 10.1038/150405d0.
- F. J. Alonso-Floriano, A. Sánchez-López, I. A. G. Snellen, M. López-Puertas, E. Nagel, P. J. Amado, F. F. Bauer, J. A. Caballero, S. Czesla, L. Nortmann, E. Pallé, M. Salz, A. Reiners, I. Ribas, A. Quirrenbach, J. Aceituno, G. Anglada-Escudé, V. J. S. Béjar, E. W. Guenther, T. Henning, A. Kaminski, M. Kürster, M. Lampón, L. M. Lara, D. Montes, J. C. Morales, L. Tal-Or, J. H. M. M. Schmitt, M. R. Zapatero Osorio, and M. Zechmeister. Multiple water band detections in the CARMENES near-infrared transmission spectrum of HD 189733 b. *A&A*, 621 :A74, Jan. 2019. doi : 10.1051/0004-6361/201834339.
- J. R. Barnes, S. V. Jeffers, H. R. A. Jones, Y. V. Pavlenko, J. S. Jenkins, C. A. Haswell, and M. E. Lohr. Starspot Distributions on Fully Convective M Dwarfs : Implications for Radial Velocity Planet Searches. *ApJ*, 812(1) :42, Oct. 2015. doi : 10.1088/0004-637X/812/1/42.
- J. R. Barnes, C. A. Haswell, S. V. Jeffers, H. R. A. Jones, Y. V. Pavlenko, M. E. Lohr, and J. S. Jenkins. Photospheric Acne at The Bottom of the Main-Sequence : Doppler Images of M4.5 - M9V Stars. In *19th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun (CS19)*, Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun, page 132, July 2016. doi : 10.5281/zenodo.59198.
- J. R. Barnes, S. V. Jeffers, C. A. Haswell, H. R. A. Jones, D. Shulyak, Y. V. Pavlenko, and J. S. Jenkins. Surprisingly different star-spot distributions on the near equal-mass equal-rotation-rate stars in the M dwarf binary GJ 65 AB. *MNRAS*, 471(1) :811–823, Oct. 2017. doi : 10.1093/mnras/stx1482.
- D. Baroch, J. C. Morales, I. Ribas, E. Herrero, A. Rosich, M. Perger, G. Anglada-Escudé, A. Reiners, J. A. Caballero, A. Quirrenbach, P. J. Amado, S. V. Jeffers, C. Cifuentes, V. M. Passegger, A. Schweitzer, M. Lafarga, F. F. Bauer, V. J. S. Béjar, J. Colomé, M. Cortés-Contreras, S. Dreizler, D. Galadí-Enríquez, A. P. Hatzes, T. Henning, A. Kaminski, M. Kürster, D. Montes, C. Rodríguez-López, and M. Zechmeister. The CARMENES search for exoplanets around M dwarfs : Convective shift and starspot constraints

- from chromatic radial velocities. *arXiv e-prints*, art. arXiv :2006.16608, June 2020.
- B. Benneke, M. Werner, E. Petigura, H. Knutson, C. Dressing, I. J. M. Crossfield, J. E. Schlieder, J. Livingston, C. Beichman, J. Christiansen, J. Krick, V. Gorjian, A. W. Howard, E. Sinukoff, D. R. Ciardi, and R. L. Akeson. Spitzer Observations Confirm and Rescue the Habitable-zone Super-Earth K2-18b for Future Characterization. *ApJ*, 834(2) :187, Jan. 2017. doi : 10.3847/1538-4357/834/2/187.
- B. Benneke, I. Wong, C. Piaulet, H. A. Knutson, J. Lothringer, C. V. Morley, I. J. M. Crossfield, P. Gao, T. P. Greene, C. Dressing, D. Dragomir, A. W. Howard, P. R. McCullough, E. M. R. Kempton, J. J. Fortney, and J. Fraine. Water Vapor and Clouds on the Habitable-zone Sub-Neptune Exoplanet K2-18b. *ApJ*, 887(1) :L14, Dec. 2019. doi : 10.3847/2041-8213/ab59dc.
- S. V. Berdyugina. Starspots : A Key to the Stellar Dynamo. *Living Reviews in Solar Physics*, 2(1) :8, Dec. 2005. doi : 10.12942/lrsp-2005-8.
- Z. K. Berta, D. Charbonneau, J.-M. Désert, E. Miller-Ricci Kempton, P. R. McCullough, C. J. Burke, J. J. Fortney, J. Irwin, P. Nutzman, and D. Homeier. The Flat Transmission Spectrum of the Super-Earth GJ1214b from Wide Field Camera 3 on the Hubble Space Telescope. *ApJ*, 747(1) :35, Mar. 2012. doi : 10.1088/0004-637X/747/1/35.
- W. J. Borucki, D. Koch, G. Basri, N. Batalha, T. Brown, D. Caldwell, J. Caldwell, J. Christensen-Dalsgaard, W. D. Cochran, E. DeVore, E. W. Dunham, A. K. Dupree, T. N. Gautier, J. C. Geary, R. Gilliland, A. Gould, S. B. Howell, J. M. Jenkins, Y. Kondo, D. W. Latham, G. W. Marcy, S. Meibom, H. Kjeldsen, J. J. Lissauer, D. G. Monet, D. Morrison, D. Sasselov, J. Tarter, A. Boss, D. Brownlee, T. Owen, D. Buzasi, D. Charbonneau, L. Doyle, J. Fortney, E. B. Ford, M. J. Holman, S. Seager, J. H. Steffen, W. F. Welsh, J. Rowe, H. Anderson, L. Buchhave, D. Ciardi, L. Walkowicz, W. Sherry, E. Horch, H. Isaacson, M. E. Everett, D. Fischer, G. Torres, J. A. Johnson, M. Endl, P. MacQueen, S. T. Bryson, J. Dotson, M. Haas, J. Kolodziejczak, J. Van Cleve, H. Chandrasekaran, J. D. Twicken, E. V. Quintana, B. D. Clarke, C. Allen, J. Li, H. Wu, P. Tenenbaum, E. Verner, F. Bruhweiler, J. Barnes, and A. Prsa. Kepler Planet-Detection Mission : Introduction and First Results. *Science*, 327(5968) :977, Feb. 2010. doi : 10.1126/science.1185402.
- A. P. Boss. Formation of Giant Planets by Disk Instability on Wide Orbits Around Protostars with Varied Masses. *ApJ*, 731(1) :74, Apr. 2011. doi : 10.1088/0004-637X/731/1/74.
- F. Bouchy, S. Udry, M. Mayor, C. Moutou, F. Pont, N. Iribarne, R. da Silva, S. Ilovaisky, D. Queloz, N. C. Santos, D. Ségransan, and S. Zucker. ELODIE metallicity-biased search for transiting Hot Jupiters. II. A very hot Jupiter transiting the bright K star HD 189733. *A&A*, 444(1) :L15–L19, Dec. 2005. doi : 10.1051/0004-6361:200500201.
- L. Bradley, B. Sipocz, T. Robitaille, E. Tollerud, Z. Vinícius, C. Deil, K. Barbary, H. M. Günther, M. Cara, I. Busko, S. Conseil, M. Droettboom, A. Bostroem, E. M. Bray, L. A. Bratholm, T. Wilson, M. Craig, G. Barentsen, S. Pascual, A. Donath, J. Greco, G. Perren,



- P. L. Lim, and W. Kerzendorf. *astropy/photutils* : v0.6, Jan. 2019. URL <https://doi.org/10.5281/zenodo.2533376>.
- M. Brogi, R. J. de Kok, S. Albrecht, I. A. G. Snellen, J. L. Birkby, and H. Schwarz. Rotation and Winds of Exoplanet HD 189733 b Measured with High-dispersion Transmission Spectroscopy. *ApJ*, 817(2) :106, Feb. 2016. doi : 10.3847/0004-637X/817/2/106.
- N. Casasayas-Barris, E. Pallé, F. Yan, G. Chen, S. Kohl, M. Stangret, H. Parviainen, C. Hellling, N. Watanabe, S. Czesla, A. Fukui, P. Montañés-Rodríguez, E. Nagel, N. Narita, L. Nortmann, G. Nowak, J. H. M. M. Schmitt, and M. R. Zapatero Osorio. Atmospheric characterization of the ultra-hot Jupiter MASCARA-2b/KELT-20b. Detection of CaII, FeII, NaI, and the Balmer series of H ( $H\alpha$ ,  $H\beta$ , and  $H\gamma$ ) with high-dispersion transit spectroscopy. *A&A*, 628 :A9, Aug. 2019. doi : 10.1051/0004-6361/201935623.
- N. Casasayas-Barris, E. Pallé, F. Yan, G. Chen, R. Luque, M. Stangret, E. Nagel, M. Zechmeister, M. Oshagh, J. Sanz-Forcada, L. Nortmann, F. J. Alonso-Floriano, P. J. Amado, J. A. Caballero, S. Czesla, S. Khalafinejad, M. López-Puertas, J. López-Santiago, K. Molarverdikhani, D. Montes, A. Quirrenbach, A. Reiners, I. Ribas, A. Sánchez-López, and M. R. Zapatero Osorio. Is there Na I in the atmosphere of HD 209458b?. Effect of the centre-to-limb variation and Rossiter-McLaughlin effect in transmission spectroscopy studies. *A&A*, 635 :A206, Mar. 2020. doi : 10.1051/0004-6361/201937221.
- F. Cavallini, G. Ceppatelli, and A. Righini. Asymmetry and shift of three Fe I photospheric lines in solar active regions. *A&A*, 143 :116–121, Feb. 1985.
- D. Charbonneau, T. M. Brown, D. W. Latham, and M. Mayor. Detection of Planetary Transits Across a Sun-like Star. *ApJ*, 529(1) :L45–L48, Jan. 2000. doi : 10.1086/312457.
- D. Charbonneau, T. M. Brown, R. W. Noyes, and R. L. Gilliland. Detection of an Extrasolar Planet Atmosphere. *ApJ*, 568(1) :377–384, Mar. 2002. doi : 10.1086/338770.
- G. Chen, N. Casasayas-Barris, E. Pallé, F. Yan, M. Stangret, H. M. Cegla, R. Allart, and C. Lovis. Detection of Na, K, and  $H\alpha$  absorption in the atmosphere of WASP-52b using ESPRESSO. *A&A*, 635 :A171, Mar. 2020. doi : 10.1051/0004-6361/201936986.
- R. M. Cutri, M. F. Skrutskie, S. van Dyk, C. A. Beichman, J. M. Carpenter, T. Chester, L. Cambresy, T. Evans, J. Fowler, J. Gizis, E. Howard, J. Huchra, T. Jarrett, E. L. Kopan, J. D. Kirkpatrick, R. M. Light, K. A. Marsh, H. McCallon, S. Schneider, R. Stiening, M. Sykes, M. Weinberg, W. A. Wheaton, S. Wheelock, and N. Zacarias. *2MASS All Sky Catalog of point sources*. 2003.
- M. Damiano, G. Micela, and G. Tinetti. A Principal Component Analysis-based Method to Analyze High-resolution Spectroscopic Data on Exoplanets. *ApJ*, 878(2) :153, June 2019. doi : 10.3847/1538-4357/ab22b2.
- J. de Wit, H. R. Wakeford, M. Gillon, N. K. Lewis, J. A. Valenti, B.-O. Demory, A. J. Burgasser, A. Burdanov, L. Delrez, E. Jehin, S. M. Lederer, D. Queloz, A. H. M. J. Triaud, and V. Van Grootel. A combined transmission spectrum of the Earth-sized exoplanets

- TRAPPIST-1 b and c. *Nature*, 537(7618) :69–72, Sept. 2016. doi : 10.1038/nature18641.
- D. Deming, A. Wilkins, P. McCullough, A. Burrows, J. J. Fortney, E. Agol, I. Dobbs-Dixon, N. Madhusudhan, N. Crouzet, J.-M. Desert, R. L. Gilliland, K. Haynes, H. A. Knutson, M. Line, Z. Magic, A. M. Mandell, S. Ranjan, D. Charbonneau, M. Clampin, S. Seager, and A. P. Showman. Infrared Transmission Spectroscopy of the Exoplanets HD 209458b and XO-1b Using the Wide Field Camera-3 on the Hubble Space Telescope. *ApJ*, 774(2) : 95, Sept. 2013. doi : 10.1088/0004-637X/774/2/95.
- X. Dumusque, I. Boisse, and N. C. Santos. SOAP 2.0 : A Tool to Estimate the Photometric and Radial Velocity Variations Induced by Stellar Spots and Plages. *ApJ*, 796(2) :132, Dec. 2014. doi : 10.1088/0004-637X/796/2/132.
- T. Encrenaz, G. Tinetti, M. Tessenyi, P. Drossart, P. Hartogh, and A. Coustenis. Transit spectroscopy of exoplanets from space : how to optimize the wavelength coverage and spectral resolving power. *Experimental Astronomy*, 40(2) :523–543, Dec. 2015. doi : 10.1007/s10686-014-9415-0.
- N. Espinoza, B. V. Rackham, A. Jordán, D. Apai, M. López-Morales, D. J. Osip, S. L. Grimm, J. Hoeijmakers, P. A. Wilson, A. Bixel, C. McGruder, F. Rodler, I. Weaver, N. K. Lewis, J. J. Fortney, and J. Fraine. ACCESS : a featureless optical transmission spectrum for WASP-19b from Magellan/IMACS. *MNRAS*, 482(2) :2065–2087, Jan. 2019. doi : 10.1093/mnras/sty2691.
- D. Foreman-Mackey, D. W. Hogg, D. Lang, and J. Goodman. emcee : The MCMC Hammer. *PASP*, 125(925) :306, Mar. 2013. doi : 10.1086/670067.
- N. P. Gibson, S. Merritt, S. K. Nugroho, P. E. Cubillos, E. J. W. de Mooij, T. Mikal-Evans, L. Fossati, J. Lothringer, N. Nikolov, D. K. Sing, J. J. Spake, C. A. Watson, and J. Wilson. Detection of Fe I in the atmosphere of the ultra-hot Jupiter WASP-121b, and a new likelihood-based approach for Doppler-resolved spectroscopy. *MNRAS*, 493(2) : 2215–2228, Apr. 2020. doi : 10.1093/mnras/staa228.
- M. Gillon, A. H. M. J. Triaud, B.-O. Demory, E. Jehin, E. Agol, K. M. Deck, S. M. Lederer, J. de Wit, A. Burdanov, J. G. Ingalls, E. Bolmont, J. Leconte, S. N. Raymond, F. Selsis, M. Turbet, K. Barkaoui, A. Burgasser, M. R. Burleigh, S. J. Carey, A. Chaushev, C. M. Copperwheat, L. Delrez, C. S. Fernandes, D. L. Holdsworth, E. J. Kotze, V. Van Grootel, Y. Almléay, Z. Benkhaldoun, P. Magain, and D. Queloz. Seven temperate terrestrial planets around the nearby ultracool dwarf star TRAPPIST-1. *Nature*, 542(7642) :456–460, Feb. 2017. doi : 10.1038/nature21360.
- P. Gondoin. Contribution of Sun-like faculae to the light-curve modulation of young active dwarfs. *A&A*, 478(3) :883–887, Feb. 2008. doi : 10.1051/0004-6361:20078245.
- D. F. Gray. The Third Signature of Stellar Granulation. *ApJ*, 697(2) :1032–1043, June 2009. doi : 10.1088/0004-637X/697/2/1032.

- T. O. Husser, S. Wende-von Berg, S. Dreizler, D. Homeier, A. Reiners, T. Barman, and P. H. Hauschildt. A new extensive library of PHOENIX stellar atmospheres and synthetic spectra. *A&A*, 553 :A6, May 2013. doi : 10.1051/0004-6361/201219058.
- A. R. Iyer, M. R. Swain, R. T. Zellem, M. R. Line, G. Roudier, G. Rocha, and J. H. Livingston. A Characteristic Transmission Spectrum Dominated by H<sub>2</sub>O Applies to the Majority of HST/WFC3 Exoplanet Observations. *ApJ*, 823(2) :109, June 2016. doi : 10.3847/0004-637X/823/2/109.
- J. F. Kasting, R. Kopparapu, R. M. Ramirez, and C. E. Harman. Remote life-detection criteria, habitable zone boundaries, and the frequency of Earth-like planets around M and late K stars. *Proceedings of the National Academy of Science*, 111(35) :12641–12646, Sept. 2014. doi : 10.1073/pnas.1309107110.
- L. Kreidberg. batman : BAsic Transit Model cAlculation in Python. *PASP*, 127(957) :1161, Nov. 2015. doi : 10.1086/683602.
- J. Krissansen-Totton, R. Garland, P. Irwin, and D. C. Catling. Detectability of Biosignatures in Anoxic Atmospheres with the James Webb Space Telescope : A TRAPPIST-1e Case Study. *AJ*, 156(3) :114, Sept. 2018. doi : 10.3847/1538-3881/aad564.
- A. P. Lincowski, V. S. Meadows, D. Crisp, T. D. Robinson, R. Luger, J. Lustig-Yaeger, and G. N. Arney. Evolved Climates and Observational Discriminants for the TRAPPIST-1 Planetary System. *ApJ*, 867(1) :76, Nov. 2018. doi : 10.3847/1538-4357/aae36a.
- W. C. Livingston. Magnetic fields, convection and solar luminosity variability. *Nature*, 297 (5863) :208–209, May 1982. doi : 10.1038/297208a0.
- K. Lodders. Solar System Abundances and Condensation Temperatures of the Elements. *ApJ*, 591(2) :1220–1247, July 2003. doi : 10.1086/375492.
- J. Lustig-Yaeger, V. S. Meadows, and A. P. Lincowski. The Detectability and Characterization of the TRAPPIST-1 Exoplanet Atmospheres with JWST. *AJ*, 158(1) :27, July 2019. doi : 10.3847/1538-3881/ab21e0.
- N. Madhusudhan, M. C. Nixon, L. Welbanks, A. A. A. Piette, and R. A. Booth. The Interior and Atmosphere of the Habitable-zone Exoplanet K2-18b. *ApJ*, 891(1) :L7, Mar. 2020. doi : 10.3847/2041-8213/ab7229.
- P. R. McCullough, N. Crouzet, D. Deming, and N. Madhusudhan. Water Vapor in the Spectrum of the Extrasolar Planet HD 189733b. I. The Transit. *ApJ*, 791(1) :55, Aug. 2014. doi : 10.1088/0004-637X/791/1/55.
- D. B. McLaughlin. Some results of a spectrographic study of the Algol system. *ApJ*, 60 : 22–31, July 1924. doi : 10.1086/142826.
- P. Mollière, J. P. Wardenier, R. van Boekel, T. Henning, K. Molaverdikhani, and I. A. G. Snellen. petitRADTRANS. A Python radiative transfer package for exoplanet characterization and retrieval. *A&A*, 627 :A67, July 2019. doi : 10.1051/0004-6361/201935470.

- B. T. Montet, T. D. Morton, D. Foreman-Mackey, J. A. Johnson, D. W. Hogg, B. P. Bowler, D. W. Latham, A. Bieryla, and A. W. Mann. Stellar and Planetary Properties of K2 Campaign 1 Candidates and Validation of 17 Planets, Including a Planet Receiving Earth-like Insolation. *ApJ*, 809(1) :25, Aug. 2015. doi : 10.1088/0004-637X/809/1/25.
- W. W. Morgan and P. C. Keenan. Spectral Classification. *ARA&A*, 11 :29, Jan. 1973. doi : 10.1146/annurev.aa.11.090173.000333.
- B. M. Morris, E. Agol, L. Hebb, and S. L. Hawley. Robust Transiting Exoplanet Radii in the Presence of Starspots from Ingress and Egress Durations. *AJ*, 156(3) :91, Sept. 2018. doi : 10.3847/1538-3881/aad3b7.
- M. Oshagh, N. C. Santos, D. Ehrenreich, N. Haghighipour, P. Figueira, A. Santerne, and M. Montalto. Impact of occultations of stellar active regions on transmission spectra. Can occultation of a plage mimic the signature of a blue sky? *A&A*, 568 :A99, Aug. 2014. doi : 10.1051/0004-6361/201424059.
- O. L. Polyansky, A. A. Kyuberis, N. F. Zobov, J. Tennyson, S. N. Yurchenko, and L. Lodi. ExoMol molecular line lists XXX : a complete high-accuracy line list for water. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 480(2) :2597–2608, 08 2018. ISSN 0035-8711. doi : 10.1093/mnras/sty1877. URL <https://doi.org/10.1093/mnras/sty1877>.
- F. Pont, R. L. Gilliland, C. Moutou, D. Charbonneau, F. Bouchy, T. M. Brown, M. Mayor, D. Queloz, N. Santos, and S. Udry. Hubble Space Telescope time-series photometry of the planetary transit of HD 189733 : no moon, no rings, starspots. *A&A*, 476(3) :1347–1355, Dec. 2007. doi : 10.1051/0004-6361:20078269.
- F. Pont, D. K. Sing, N. P. Gibson, S. Aigrain, G. Henry, and N. Husnoo. The prevalence of dust on the exoplanet HD 189733b from Hubble and Spitzer observations. *MNRAS*, 432 (4) :2917–2944, July 2013. doi : 10.1093/mnras/stt651.
- B. Rackham, N. Espinoza, D. Apai, M. López-Morales, A. Jordán, D. J. Osip, N. K. Lewis, F. Rodler, J. D. Fraine, C. V. Morley, and J. J. Fortney. ACCESS I : An Optical Transmission Spectrum of GJ 1214b Reveals a Heterogeneous Stellar Photosphere. *ApJ*, 834 (2) :151, Jan. 2017. doi : 10.3847/1538-4357/aa4f6c.
- B. V. Rackham, D. Apai, and M. S. Giampapa. The Transit Light Source Effect : False Spectral Features and Incorrect Densities for M-dwarf Transiting Planets. *ApJ*, 853(2) : 122, Feb. 2018. doi : 10.3847/1538-4357/aaa08c.
- B. V. Rackham, D. Apai, and M. S. Giampapa. The Transit Light Source Effect. II. The Impact of Stellar Heterogeneity on Transmission Spectra of Planets Orbiting Broadly Sun-like Stars. *AJ*, 157(3) :96, Mar. 2019. doi : 10.3847/1538-3881/aaf892.
- G. R. Ricker, J. N. Winn, R. Vanderspek, D. W. Latham, G. Á. Bakos, J. L. Bean, Z. K. Berta-Thompson, T. M. Brown, L. Buchhave, N. R. Butler, R. P. Butler, W. J. Chaplin, D. Charbonneau, J. Christensen-Dalsgaard, M. Clampin, D. Deming, J. Doty, N. De Lee, C. Dressing, E. W. Dunham, M. Endl, F. Fressin, J. Ge, T. Henning, M. J. Holman, A. W.

- Howard, S. Ida, J. M. Jenkins, G. Jernigan, J. A. Johnson, L. Kaltenegger, N. Kawai, H. Kjeldsen, G. Laughlin, A. M. Levine, D. Lin, J. J. Lissauer, P. MacQueen, G. Marcy, P. R. McCullough, T. D. Morton, N. Narita, M. Paegert, E. Palle, F. Pepe, J. Pepper, A. Quirrenbach, S. A. Rinehart, D. Sasselov, B. Sato, S. Seager, A. Sozzetti, K. G. Stassun, P. Sullivan, A. Szentgyorgyi, G. Torres, S. Udry, and J. Villaseñor. Transiting Exoplanet Survey Satellite (TESS). *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 1 :014003, Jan. 2015. doi : 10.1117/1.JATIS.1.1.014003.
- R. A. Rossiter. On the detection of an effect of rotation during eclipse in the velocity of the brighter component of beta Lyrae, and on the constancy of velocity of this system. *ApJ*, 60 :15–21, July 1924. doi : 10.1086/142825.
- L. S. Rothman, I. E. Gordon, R. J. Barber, H. Dothe, R. R. Gamache, A. Goldman, V. I. Perevalov, S. A. Tashkun, and J. Tennyson. HITEMP, the high-temperature molecular spectroscopic database. *J. Quant. Spec. Radiat. Transf.*, 111 :2139–2150, Oct. 2010. doi : 10.1016/j.jqsrt.2010.05.001.
- A. Sánchez-Lavega, S. Pérez-Hoyos, and R. Hueso. Clouds in planetary atmospheres : A useful application of the Clausius-Clapeyron equation. *American Journal of Physics*, 72 (6) :767–774, June 2004. doi : 10.1119/1.1645279.
- S. Seager. *Exoplanet Atmospheres : Physical Processes*. Princeton University Press, 2010.
- A. Shporer and T. Brown. The Impact of the Convective Blueshift Effect on Spectroscopic Planetary Transits. *ApJ*, 733(1) :30, May 2011. doi : 10.1088/0004-637X/733/1/30.
- D. K. Sing, F. Pont, S. Aigrain, D. Charbonneau, J. M. Désert, N. Gibson, R. Gilliland, W. Hayek, G. Henry, H. Knutson, A. Lecavelier Des Etangs, T. Mazeh, and A. Shporer. Hubble Space Telescope transmission spectroscopy of the exoplanet HD 189733b : high-altitude atmospheric haze in the optical and near-ultraviolet with STIS. *MNRAS*, 416(2) : 1443–1455, Sept. 2011. doi : 10.1111/j.1365-2966.2011.19142.x.
- D. K. Sing, J. J. Fortney, N. Nikolov, H. R. Wakeford, T. Kataria, T. M. Evans, S. Aigrain, G. E. Ballester, A. S. Burrows, D. Deming, J.-M. Désert, N. P. Gibson, G. W. Henry, C. M. Huitson, H. A. Knutson, A. Lecavelier Des Etangs, F. Pont, A. P. Showman, A. Vidal-Madjar, M. H. Williamson, and P. A. Wilson. A continuum from clear to cloudy hot-Jupiter exoplanets without primordial water depletion. *Nature*, 529(7584) :59–62, Jan. 2016. doi : 10.1038/nature16068.
- I. A. G. Snellen, R. J. de Kok, E. J. W. de Mooij, and S. Albrecht. The orbital motion, absolute mass and high-altitude winds of exoplanet HD209458b. *Nature*, 465(7301) :1049–1051, June 2010. doi : 10.1038/nature09111.
- K. G. Strassmeier. Starspots. *A&A Rev.*, 17(3) :251–308, Sept. 2009. doi : 10.1007/s00159-009-0020-6.
- A. Strugarek, P. Beaudoin, P. Charbonneau, and A. S. Brun. On the Sensitivity of Magnetic Cycles in Global Simulations of Solar-like Stars. *ApJ*, 863(1) :35, Aug. 2018. doi : 10.

3847/1538-4357/aacf9e.

- A. H. M. J. Triaud. *The Rossiter-McLaughlin Effect in Exoplanet Research*, page 2. Springer, 2018. doi : 10.1007/978-3-319-55333-7\_2.
- A. Tsiaras, I. P. Waldmann, G. Tinetti, J. Tennyson, and S. N. Yurchenko. Water vapour in the atmosphere of the habitable-zone eight-Earth-mass planet K2-18 b. *Nature Astronomy*, 3 :1086–1091, Sept. 2019. doi : 10.1038/s41550-019-0878-9.
- S. Witte, C. Helling, and P. H. Hauschildt. Dust in brown dwarfs and extra-solar planets. II. Cloud formation for cosmologically evolving abundances. *A&A*, 506(3) :1367–1380, Nov. 2009. doi : 10.1051/0004-6361/200811501.
- Z. Zhang, Y. Zhou, B. V. Rackham, and D. Apai. The Near-infrared Transmission Spectra of TRAPPIST-1 Planets b, c, d, e, f, and g and Stellar Contamination in Multi-epoch Transit Spectra. *AJ*, 156(4) :178, Oct. 2018. doi : 10.3847/1538-3881/aade4f.
- Z. Zhu, L. Hartmann, R. P. Nelson, and C. F. Gammie. Challenges in Forming Planets by Gravitational Instability : Disk Irradiation and Clump Migration, Accretion, and Tidal Destruction. *ApJ*, 746(1) :110, Feb. 2012. doi : 10.1088/0004-637X/746/1/110.