





Université de Montréal

**IMPACT DES RAIES D'ABSORPTION  
TELLURIQUES SUR LA VÉLOCIMÉTRIE DE HAUTE  
PRÉCISION**

par

**Simon-Gabriel Beauvais**

Département de Physique  
Faculté des arts et des sciences

Mémoire présenté à la Faculté des études supérieures et postdoctorales  
en vue de l'obtention du grade de  
Maître ès sciences (M.Sc.)  
en Astronomie

novembre 2021





# Sommaire

---

Dans la recherche d'exoplanètes comme la Terre dans la zone habitable de leur étoile, la vélocimétrie radiale s'est avérée un outil important. Les candidats les plus intéressants pour faire ce genre de mesures sont les naines rouges, car la zone habitable se trouve proche de l'étoile et possède donc une courte période, et de par leurs faibles masses, l'orbite d'une planète comme la Terre induirait un signal de l'ordre de  $1 \text{ m s}^{-1}$ . L'effet Doppler résultant de ce mouvement est mesurable par des spectrographes optimisés pour la vélocimétrie de haute précision. Par contre, comme les naines rouges émettent principalement dans l'infrarouge et que l'atmosphère terrestre présente de fortes raies d'absorption dans ces longueurs d'onde, il est alors important de soustraire ces raies pour minimiser le biais de vitesse radiale de l'étoile induit par l'atmosphère. Le but de ce travail de maîtrise fut de développer un algorithme permettant de faire des mesures de vélocimétrie de haute précision dans le domaine infrarouge, de procéder à la quantification de l'impact des raies d'absorption telluriques et de déterminer une cible pour le niveau requis de retrait de ces raies. Une méthode de traitement de données basée sur l'analyse d'un spectre segmenté adéquatement pondéré fut aussi développée pour extraire optimalement la vitesse radiale en présence de raies telluriques résiduelles. On note l'existence d'une corrélation entre l'époque des mesures et l'incertitude de vitesse radiale associée avec les raies telluriques résiduelles ce qui souligne toute l'importance du choix de la fenêtre d'observation pour atteindre une précision de  $1 \text{ m s}^{-1}$ . De cette analyse, on conclut qu'un masque de 80% de transmission couplé avec un retrait laissant au maximum 10% des raies telluriques est requis pour atteindre des performances mieux que le  $\text{m s}^{-1}$ .

Mots clés : Vélocimétrie de haute précision, exoplanètes, instrumentation, SPIRou, vitesse radiale, mesure de l'erreur, raies telluriques, réduction et analyse de données.



## Summary

---

In the search for an exoplanet like Earth in the habitable zone of its star, radial velocimetry has proved itself an important tool. The most promising candidates for this type of measurements are red dwarfs. Since their habitable zone is very close to the star with relatively small orbital periods (a few weeks), and because of their small masses, the presence of an Earth-like planet in their habitable zone would produce a signal of  $\sim 1 \text{ m s}^{-1}$ . Such a small Doppler effect resulting from this reflex motion is within the capabilities of precision radial velocity instruments. But, since red dwarfs emit mostly in the infrared and Earth's atmosphere has strong absorption lines in that domain, the removal of telluric absorption lines is crucial to minimize the velocity bias induced by the atmosphere. The goal of this work was the development of an algorithm capable of performing high precision radial velocimetry measurements, to quantify the impact of telluric lines on the measurements and to determine the level of telluric line masking and attenuation needed to minimize their impact on velocity measurements. A data processing method based on the analysis of an adequately weighted segmented spectrum was also developed to optimally extract radial velocities in the presence of residual telluric lines. We note the existence of a correlation between the time of the measurements and the radial velocity uncertainty associated with the residual telluric lines, which underlines the importance of the choice of the observation window to achieve an accuracy of 1 meter per second. From this analysis, it is concluded that a mask of 80% transmission coupled with an attenuation leaving a maximum of 10% of the telluric lines is required to achieve performance better than 1 meter per second.

Keywords : High-precision velocimetry, exoplanets, instrumentation, SPIRou, radial velocity, error measurement, telluric lines, data reduction and analysis.



# Table des matières

---

<b>Sommaire</b> .....	iii
<b>Summary</b> .....	v
<b>Liste des tableaux</b> .....	xi
<b>Liste des figures</b> .....	xiii
<b>Remerciements</b> .....	xvii
<b>Chapitre 1. À la recherche des exoplanètes</b> .....	1
1.1. Introduction .....	1
1.2. Méthodes de détection et caractérisation d'exoplanètes .....	3
1.2.1. Vélocimétrie Radiale .....	3
1.2.2. Transit .....	7
1.2.3. Imagerie directe .....	8
1.2.4. Autres méthodes .....	10
1.2.4.1. Lentille gravitationnelle .....	10
1.2.4.2. Variation du temps de pulsation des Pulsars (VTP) .....	10
1.2.4.3. Variation du temps de passage des éclipses/transits (VTE, VTT) .....	11
1.2.4.4. Astrométrie .....	11
1.3. Propriétés observationnelles des exoplanètes .....	12
1.3.1. Zoo exoplanétaire .....	12
1.4. Naines rouges .....	17
1.4.1. Zone habitable .....	19

<b>Chapitre 2. Analyse de données et instrumentation pour la vélocimétrie de haute précision</b> .....	21
2.1. Introduction .....	21
2.2. Spectrographe échelle de haute précision .....	21
2.3. Extraction de la vitesse radiale des observations .....	24
2.3.1. Corrélation croisée .....	24
2.3.2. Spectre de référence ou "Template Matching" .....	25
2.4. Correction des raies d'absorption telluriques .....	27
2.4.1. Problématique du spectre infrarouge .....	27
2.4.2. Retrait par utilisation d'un masque/étoiles tellurique .....	28
2.4.3. Retrait des telluriques par modélisation .....	29
2.4.4. Retrait des telluriques par l'analyse des composantes principales .....	30
2.5. Contribution de l'étudiant .....	32
<b>Premier article. Impact of Telluric Lines on Infrared Precision Velocimetry Measurements</b> .....	33
<b>Chapitre 3.</b> .....	33
3.1. Introduction .....	35
3.2. Simulation methodology .....	36
3.2.1. Velocity space .....	39
3.2.2. Spectrum shifting algorithm .....	39
3.2.3. Generation of the Synthetic Telluric Spectrum .....	39
3.2.4. Generation of the Stellar Synthetic Spectrum .....	40
3.3. Telluric Removal Methods .....	41
3.3.1. Binary mask .....	41
3.3.2. Direct subtraction .....	42

3.4. Radial velocity extraction algorithms .....	43
3.4.1. Cross Correlation Function with a mask .....	43
3.4.2. Template matching .....	43
3.4.3. First derivative projection .....	44
3.4.3.1. Theory .....	44
3.4.3.2. Weighting by wavelengths segments .....	46
3.5. Results .....	47
3.5.1. Simulation parameters .....	47
3.5.2. RV Performance .....	48
3.6. Discussion & Conclusion .....	53
<b>Chapitre 4. Conclusion .....</b>	<b>55</b>
<b>Bibliography .....</b>	<b>57</b>





# Liste des tableaux

---

1.1	Différentes distributions des exoplanètes recensées à ce jour permettant de mettre en valeurs diverses propriétés face à la population connue. Elles ne sont pas corrigés pour l'incomplétude des observations. Ces données sont tirées de Exoplanet and Candidate Statistics (2019).....	15
1.2	Tableau présentant diverses propriétés physiques des naines rouges. Les colonnes vont comme suit : Température, rayon et masse en unité solaire, luminosité en unité solaire, magnitude absolu dans la bande V, le demi-grand axe, la période orbitale et la durée du transit de la zone habitable, et la profondeur relative du signal de transit. Tiré de Kaltenegger and Traub [2009].....	17
3.1	List of all simulation parameters appropriate for the SPIRou instrument with Barnard's star.....	47



## Liste des figures

---

- 1.1 Tableau regroupant les diverses méthodes de détection et caractérisation d'exoplanètes. En bas de la figure, le nombre de planètes détectées est inscrit en date du 1 janvier 2018. Cette figure est tirée du livre Perryman [2018]. . . . . 3
- 1.2 Mouvement de deux objets autour d'un centre de masse commun permettant de visualiser l'impact de la gravité dans un référentiel fixé dans l'espace. La masse  $M_*$  est plus grande que la masse  $M_p$ . Figure tiré de Perryman [2018]. . . . . 4
- 1.3 Vitesses radiales de la planète 51 Pegasi b mesurées sur quatres époques. Les données sont repliées en phase. La ligne solide montre le meilleur ajustement des données au modèle orbital de la planète. Le mouvement induit par la planète est ainsi apparant. La figure est tiré de [Mayor and Queloz, 1995]. . . . . 6
- 1.4 Courbe de lumière tirée d'un transit de HD 209458, observé par Charbonneau et al. [1999]. . . . . 7
- 1.5 Image composite (J, H et K) de l'étoile HR8799 et ses trois planètes (b, c et d). L'image est tirée de [Marois et al., 2008]. . . . . 10
- 1.6 Distribution des exoplanètes connues en avril 2020 avec la masse en fonction de la période. La couleur représente la méthode de détection utilisée. (Nasa Exoplanet Archive [2020]) . . . . . 13
- 1.7 Année de découverte par rapport au demi-grand axe de l'exoplanète. La taille du symbole représente la masse de l'exoplanète tandis que la forme de son symbole représente la méthode de détection utilisée pour en faire sa découverte. Cette figure est tirée de Perryman [2018]. . . . . 14

1.8	Distribution des exoplanètes avec une période sous 100 jours. On y remarque clairement une vallée au rayon de $1.8 R_{\oplus}$ . Cette figure est originaire de Fulton et al. [2017]. . . . .	16
1.9	Spectres de divers types de naines rouges, et un de naine K, mettant en évidence la présence d’une multitude de raies stellaires, et leurs comportements en fonction de la température de l’étoile. Tiré de Cushing et al. [2005]. . . . .	18
2.1	Représentation du modèle optique de l’instrument SPIRou présentement installé au CFHT (Donati et al. [2018]). . . . .	22
2.2	Spectre de transmission de l’atmosphère terrestre à 4200 m d’altitude (site du télescope TCFH) durant un ciel typique d’été, et à un angle d’observation de 45 degrés. Les 6 éléments dominants de l’atmosphère y sont représentés. Les données de Bertaux et al. [2014] ont été utilisées pour faire cette figure. . . . .	27
2.3	Représentation de l’analyse par composantes principales sur une distribution gaussienne à multiples variables centré sur (1,3). L’image est tirée de Wikipédia. . . . .	30
3.1	Schematic representation of the dataset simulation algorithm used to create the synthetic stellar spectrum, telluric spectrum and the template spectrum. . . . .	38
3.2	Velocity bias induced by residual telluric lines as a function of wavelength coded as order index from 0 ( $0.98 \mu\text{m}$ ) to 392 ( $2.5 \mu\text{m}$ ). All telluric lines stronger than 80 % in transmission are excluded and one assumes that the telluric spectrum is attenuated by a factor of ten ( $W = 0.1$ ). The stellar spectrum is assumed to be at a barycentric velocity $v_{bar} = 0$ . The missing orders are associated with strong water bands that are excluded for velocity measurements. The blue circles are the original data and the orange ones exclude $3\text{-}\sigma$ outliers. . . . .	49
3.3	Telluric velocity bias <i>vs</i> barycentric velocity for a noiseless case. The three colored curves corresponds to different systemic velocities. . . . .	50
3.4	Same as in Figure 3.3 but with photon noise (SNR= 400). . . . .	50

3.5	Standard deviation (RMSE) of nightly observations <i>vs</i> barycentric velocity for the noiseless case.....	51
3.6	Same as Figure 3.5 but with photon noise (SNR= 400). The noise floor expected for this SNR with no telluric contamination is of $\sim 0.7 \text{ m s}^{-1}$ .....	51
3.7	Yearly average of the telluric velocity bias dispersion (RMSE) for different combination of mask thresholds and telluric residual level. ....	52
3.8	Same as Figure 3.7 but with photon noise (SNR= 400). Based on the figure 3.3, we do not expect considerable changes with different systematic velocity since we averaged over a year. ....	52



# Remerciements

---

On dit que la meilleure façon de mûrir, et devenir plus grand d'esprit et de coeur est de s'entourer de personnes qui sont meilleures que nous. Je me suis toujours fixé comme but d'avoir un entourage représentant ce à quoi j'aspire devenir, conférant un sol fertile où je puis, au jour le jour, grandir de leurs compagnies. C'est en m'adonnant à l'exercice de rétrospective que je réalise à quel point j'ai grassement atteint cet objectif.

Je veux remercier ceux qui ont été mes mentors; Étienne Artigau, et mon superviseur, René Doyon. L'énorme patience dont vous avez tous deux démontré ainsi que l'encadrement que vous avez conféré à mon travail m'a permis de partir d'un bizut à graduer avec une maîtrise en astronomie.

Je remercie aussi mes camarades durant mon parcours: Jack Yakup Araz pour son absurde et inspirante motivation, Marie-Ève Desrochers, pour avoir toléré mon tergiversage intellectuel, Stefan Pelletier, Jonathan Chan, Steven Rogowski, Prashansa "MC" Gupta et Merrin Peterson pour leur apport fruité à mon existence, Jonathan Saint-Antoine, pour nos grandes conversations philosophiques de programmation, Farbod Jahandar, pour son support et son enthousiasme, et Loic Albert, sans qui je ne saurais toujours pas qu'est-ce que les PCA.

A ceux qui ont permis, par leur camaraderie, de rendre mon parcours universitaire agréable : Étienne Auger, Laurent Bergeron, Olivier Simard, Nathaniel Brochu, David Abraham, Erwan Lecesne, Olivier Laurier Bernard, et plusieurs autres.

Sans oublier mes amis d'enfances, qui m'ont incessamment rappelé de profiter de la vie, aussi farfelue soit-elle : Joey Cusson, Shayne "Shawn" Brunet, Alexandre Sylvestre, Rémi Brun-del-Re, Phillippe Menard et Raphael Paradis.

Et évidemment, ma famille, et plus particulièrement, mes parents, Gérald Beauvais et Carolyne Charette, pour m'avoir déménagé un nombre absurde de fois, et m'avoir poussé durant tout cet interminable parcours à toujours accomplir aux mieux de mes capacités le labeur qui m'étaient présentés.

Et donc, face à la fin d'un chapitre et de nouveau face à l'inconnu, par les apprentissages que vous m'avez tous conférés, je m'y lance gaiement.

-Simon-Gabriel Beauvais





# Chapitre 1

---

## À la recherche des exoplanètes

### 1.1. Introduction

Depuis la nuit des temps, l'homme se tourne vers les astres en quête de sens à son existence. De nombreuses religions, cultes, et guides spirituels ont cherché à répondre à ces questions, sans jamais vraiment fournir une réponse qui soit satisfaisante. Plusieurs grands penseurs au travers des siècles ont, munis d'une ferveur remarquable, exploré cette question, et ce n'est qu'après la création du premier télescope par Galilée en 1609 que l'accent de cette recherche migra de la spiritualité vers la réalité. Plusieurs siècles après, c'est au travers de la recherche de mondes semblables au nôtre et de vie ailleurs que se tournent nos aspirations et notre espoir de satiété philosophique. Ce n'est que depuis 1995, avec la première découverte d'une planète orbitant une étoile similaire à notre soleil, 51 Pegasi b, que finalement cette question put entrevoir une réponse.

D'un point de vue plus scientifique, la question de la solitude de notre espèce se scinde en plusieurs interrogations quantitatives : Sommes-nous seuls dans l'Univers? Y a-t-il d'autres mondes comme le nôtre? Qu'est-ce qui mène à un monde comme le nôtre? Dans la recherche de réponses à ces questions se place la branche d'astronomie dédiée à la découverte et la caractérisation d'exoplanètes. Cette branche, toute récente dans l'histoire des sciences, put voir le jour seulement suivant plusieurs avancées technologiques du 20e siècle.

Aujourd'hui, avec les diverses techniques disponibles pour faire l'étude des exoplanètes ainsi que les avancées technologiques incessantes des détecteurs et des instruments, de

nouveaux problèmes, auparavant seulement entrevus comme une fable lointaine, font surface. Notamment, l'ouverture du domaine infrarouge à la recherche par l'entrée en fonction de spectrographes à échelle tels que SPIRou (Spectro-Polarimètre Infra-Rouge) et NIRPS (Near InfraRed Planet Searcher), ont relevé toute la problématique des raies telluriques. Ces raies d'absorption de l'atmosphère terrestre contaminent la grande majorité du domaine infrarouge et le rendent presque inutilisable.

La solution à ce problème se sépare en deux grandes facettes distinctes : la correction de ces raies d'absorption, et la quantification de leurs impacts sur les mesures. C'est dans ce contexte que se situe cet ouvrage; la détermination de l'impact de ces raies sur les mesures de vélocimétrie radiale dans l'infrarouge prises avec l'instrument SPIRou.

Au travers du premier chapitre, un survol de la théorie entourant le sujet des exoplanètes, des diverses techniques de mesures et des naines rouges sera fait. Le second chapitre se concentrera sur le dépouillement et l'analyse des données issues d'un spectrographe dans le but de faire une mesure de vélocimétrie radiale. Le troisième chapitre porte sur les résultats du travail entrepris concernant la détermination de l'impact des telluriques sur les mesures de vélocimétrie de haute précision.

## 1.2. Méthodes de détection et caractérisation d'exoplanètes

Comme le montre la figure 1.1, une multitude de méthodes ont été élaborées pour permettre la détection et la caractérisation d'exoplanètes, chacune ayant ses forces et ses faiblesses. Dans cette section, ces diverses méthodes seront explorées et élaborées, avec une emphase plus grande accordée aux méthodes par vélocimétrie radiale, par transit et par imagerie directe.

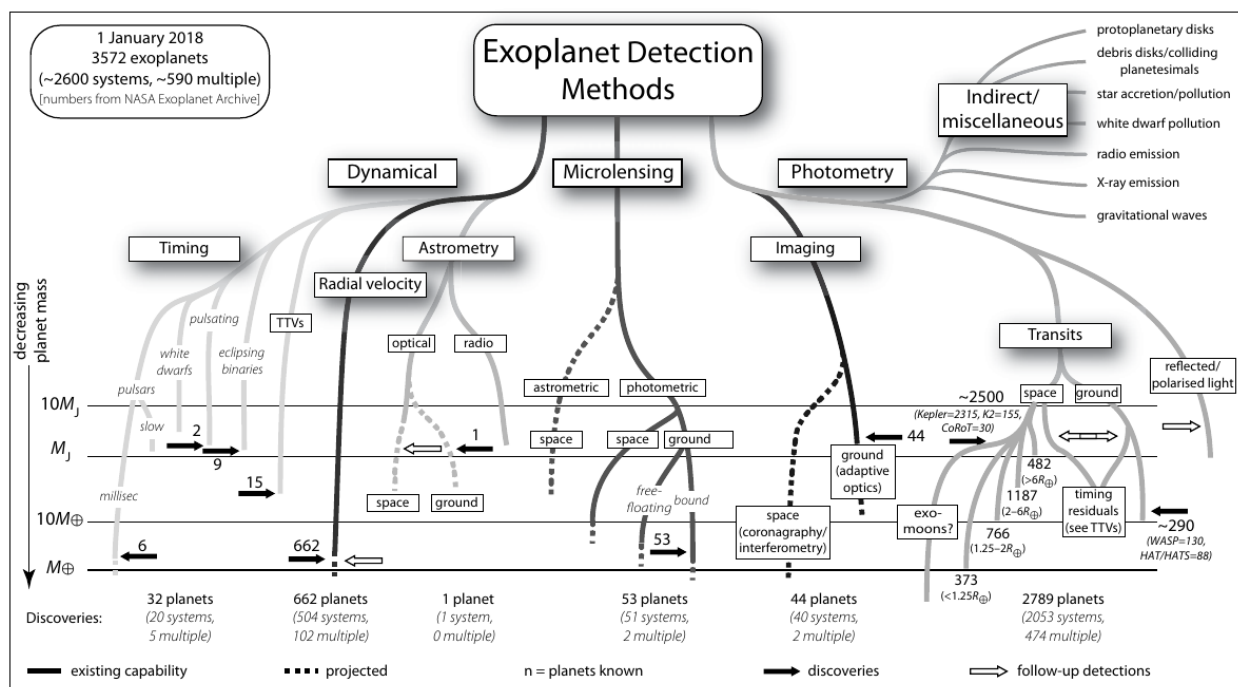


FIG. 1.1. Tableau regroupant les diverses méthodes de détection et caractérisation d'exoplanètes. En bas de la figure, le nombre de planètes détectées est inscrit en date du 1 janvier 2018. Cette figure est tirée du livre Perryman [2018].

### 1.2.1. Vélocimétrie Radiale

La vélocimétrie radiale fut originalement proposée par Struve [1952]. L'hypothèse proposée à l'époque était que l'effet Doppler pourrait un jour permettre la détection d'objet en orbite autour d'étoiles lointaines. Depuis cette première proposition, plusieurs raffinements y ont été apportés, notamment grâce aux avancés technologiques et des techniques d'analyse, ce qui mena éventuellement à la technique comme nous la connaissons aujourd'hui.

D'un point de vue physique, la technique repose sur l'approximation à deux corps issue du développement des lois de Kepler. Comme un système planétaire peut être exprimé, ou simplifié, par le mouvement de deux objets autour d'un centre de masse commun, la trajectoire de chacun de ces objets peut être calculée précisément. La figure 1.2 fournit une visualisation de l'orbite des deux corps par rapport au centre de masse.

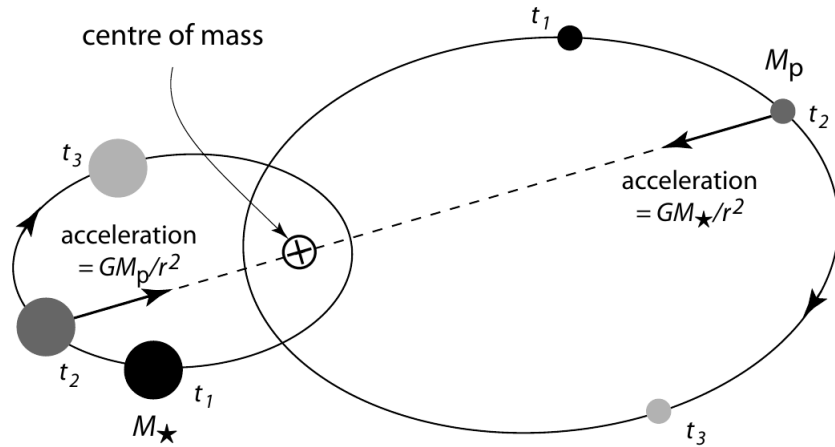


FIG. 1.2. Mouvement de deux objets autour d'un centre de masse commun permettant de visualiser l'impact de la gravité dans un référentiel fixé dans l'espace. La masse  $M_\star$  est plus grande que la masse  $M_p$ . Figure tiré de Perryman [2018].

Le mouvement réflexe de la masse  $M_\star$ , étant ici la masse d'une étoile, occasionnée par la présence de la masse  $M_p$ , ou la masse d'une planète en orbite, donne naissance à deux types de signaux potentiellement mesurables. Si l'amplitude du mouvement est suffisamment grande, alors il devient possible de détecter directement le déplacement angulaire de l'étoile sur le ciel. On parle alors d'astrométrie, ou de la mesure précise de la position des astres. Cette méthode est abordée plus en profondeur dans la section 1.2.4.4. Le second de ces signaux est celui qui nous intéresse: le signal de vélocimétrie. Comme l'astre émet généralement beaucoup de photons, et que ceux-ci sont sujets à l'effet Doppler, tout mouvement selon l'axe de visée peut être perçu par le changement de leur longueur d'onde. L'équation associée à cet effet, décrite dans le cas relativiste par la formule 1.2.1, permet de connaître la vitesse d'une source en observant sa signature spectrale changer dans le temps.

$$\lambda_{obs} = \lambda_{emis} \frac{1 + (v/c)\cos\theta}{(1 - (v/c))^{1/2}} \quad (1.2.1)$$

où  $\lambda_{obs}$  est la longueur d'onde observée,  $\lambda_{émis}$  est la longueur d'onde émise,  $v$  est la vitesse de l'objet,  $c$  est la vitesse de la lumière, et  $\theta$  l'angle entre la trajectoire et l'observateur. D'un point de vue plus pratique, le changement relatif de la longueurs d'onde de diverses raies d'absorptions et d'émissions permet cette mesure. Ensuite, suivant le développement mathématique donné dans Perryman [2018], on obtient une équation pour décrire la vitesse radiale de la planète au travers d'une orbite :

$$v_r = K[\cos(\omega + \nu) + e\cos(\omega)] \quad (1.2.2)$$

où  $v_r$  est la vitesse radiale mesurée,  $\omega$  est l'angle entre la node ascendante et le péricentre,  $\nu$  est l'anomalie vraie, soit l'angle entre le péricentre et la planète,  $e$  dénote l'excentricité, et  $K$  représente la semi-amplitude de vitesse radiale, laquelle est donnée par:

$$K = \left(\frac{2\pi G}{P}\right)^{1/3} \frac{M_p \sin(i)}{(M_{étoile} + M_p)^{2/3} (1 - e^2)^{1/2}} \quad (1.2.3)$$

où  $G$  est la constante gravitationnelle,  $P$  la période,  $M_p$  la masse de la planète,  $M_{étoile}$  la masse de l'étoile,  $i$  l'inclinaison de l'orbite, et  $e$  l'excentricité. Avec ces deux équations, il est possible de décrire la relation entre la mesure du changement de longueur d'onde d'une raie et la vitesse de cette source sur la ligne de visée. Dans l'optique de généraliser ces équations et permettre la régression d'observations, il suffit de rajouter deux termes à l'équation 1.2.2 :

$$v_r = K[\cos(\omega + \nu) + e\cos(\omega)] + \gamma + d(t - t_0) \quad (1.2.4)$$

Ces deux termes supplémentaires permettent de prendre en considération la vitesse systématique  $\gamma$  de l'étoile et toute tendance linéaire du signal associé à l'instrument ( $d(t - t_0)$ ). (Wright and Howard [2009])

L'extraction de la vitesse radiale à partir d'observations, décrite dans la section 2.3, constitue une étape cruciale pour déduire les paramètres orbitaux de la planète. Une fois obtenu l'ensemble des données de vitesse radiale du système, on peut construire un périodogramme, un outil d'analyse qui permet de relever la période des signaux sous-jacents et, plus généralement, déterminer d'autres paramètres orbitaux, notamment l'excentricité.

Une complexité importante est que l'étoile peut aussi induire un signal vélocimétrique par d'autres effets qui n'ont rien à voir le mouvement réflexe induit par la planète. Par exemple, le passage de taches solaires à la surface peut induire un signal de période similaire à la période d'une planète en faisant varier la forme des raies stellaires, biaisant ainsi la mesure de sa vitesse radiale de plusieurs mètres par secondes, et menant alors à une fausse détection (Robertson et al. [2014], Vanderburg et al. [2016]). La présence d'une étoile binaire peut aussi obfusquer le signal d'une planète en ajoutant une source et un mouvement supplémentaire à la mesure. Pour mitiger ces possibilités, de nombreuses observations dans le temps sont nécessaires pour distinguer le signal de la planète de celui de l'activité stellaire.

Un exemple notable d'une exoplanète découverte en utilisant la vélocimétrie radiale est celle de 51 Pegasi b en 1995 par [Mayor and Queloz, 1995]. Au travers de plusieurs mois de données présenté dans la figure 1.3, on peut voir apparaître le mouvement orbitale de la planète.

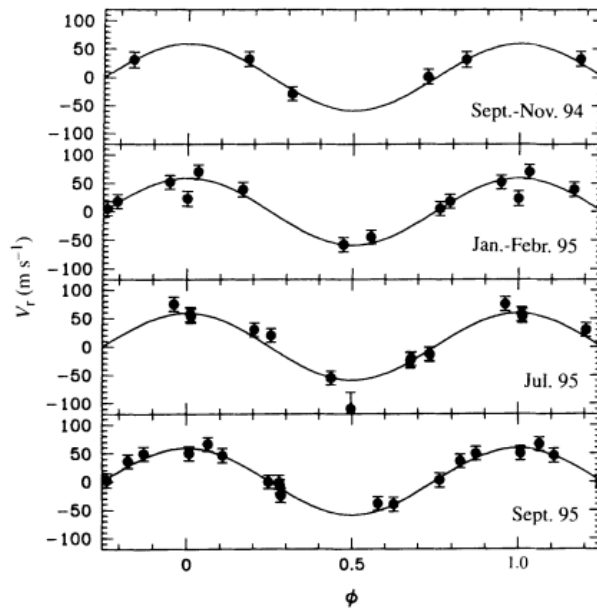


FIG. 1.3. Vitesses radiales de la planète 51 Pegasi b mesurées sur quatre époques. Les données sont repliées en phase. La ligne solide montre le meilleur ajustement des données au modèle orbital de la planète. Le mouvement induit par la planète est ainsi apparent. La figure est tiré de [Mayor and Queloz, 1995].

### 1.2.2. Transit

Depuis la première détection d’une exoplanète par transit par Charbonneau et al. [1999] (HD109458b, voir figure 1.4), la méthode de détection par transit s’est avérée très prolifique. Le principe premier derrière cette méthode est simple : si une planète passe devant une étoile, elle devrait cacher une portion de son flux, et nous permettre de déterminer son rayon relatif à celui de l’étoile. En réalité, cette diminution est relativement petite, de l’ordre de 1% pour une planète géante comme Jupiter mais cent fois plus faible pour une planète de la taille de la Terre. Cette méthode est relativement simple à implémenter sur le plan instrumental, car elle ne nécessite fondamentalement que la capacité de mesurer la brillance d’une étoile par rapport à une (généralement plusieurs) étoile de référence.

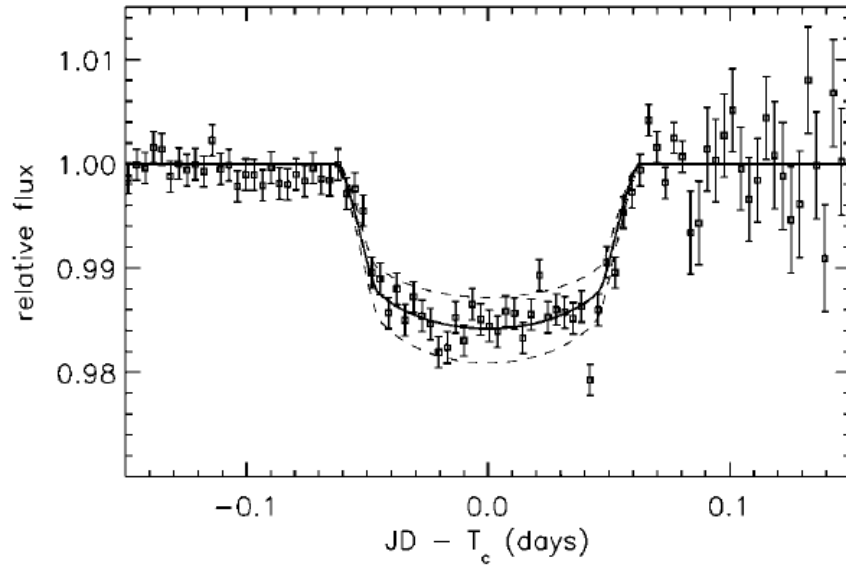


FIG. 1.4. Courbe de lumière tirée d’un transit de HD 209458, observé par Charbonneau et al. [1999].

De par le passage de l’exoplanète devant son étoile, l’angle entre le plan orbital et celui de la ligne de visée est près de 0 degrés. En ajustant la courbe de lumière observée à un modèle, il est possible de déterminer le rayon de la planète et autres paramètres tels l’inclinaison et le paramètre d’impact du système. La confirmation du transit d’une planète nécessite l’observation de plusieurs transits desquels on peut déduire la période de la planète.

La méthode du transit, qui permet principalement de déterminer le rayon de la planète, est complémentaire à celle de la vitesse radiale qui, elle, donne une contrainte sur la masse.

Donc, la combinaison de ces deux techniques permet d'obtenir un estimé de la densité de la planète et donc d'obtenir de l'information sur sa structure interne et permet ainsi de distinguer une planète gazeuse d'une rocheuse. De plus, comme la détection par transit est possible sur plusieurs étoiles simultanément, elle est devenue la méthode la plus prolifique, d'abord avec la mission Kepler (Borucki et al. [2010]) et maintenant TESS (Transiting Exoplanet Survey Satellite; Ricker et al. [2014]).

Une variante de cette méthode fut développée par Charbonneau et al. [2001]; la spectroscopie par transit. En choisissant un filtre adéquat lors de la mesure d'un transit, il devient possible de caractériser l'atmosphère de l'exoplanète. Lors du passage de la planète devant l'étoile, il se produit une superposition du spectre de transmission de l'atmosphère planétaire sur celui de l'étoile. Avec un choix judicieux de filtres permettant d'isoler l'espèce chimique désirée, il devient possible d'identifier les constituants ainsi que leurs altitudes dans l'atmosphère.

Finalement, au travers de l'orbite de l'exoplanète apparaît une opportunité supplémentaire de faire des mesures spectroscopiques de l'atmosphère de l'exoplanète. Il est possible de collecter le flux réfléchi (ou émis) par la planète et d'obtenir ainsi le spectre de la planète. En terme photométrique, la courbe montre deux transits sur un signal cyclique provenant du mouvement orbital, et dont les maximums de part et d'autre du second transit proviennent de cette réflexion. On nomme cet événement "éclipse secondaire" (Alonso et al. [2009])

### 1.2.3. Imagerie directe

L'imagerie directe, comme son nom l'indique, consiste en la prise d'une image du système dans le but de détecter directement la lumière émise par une exoplanète. Cette méthode a permis plusieurs découvertes, notamment le système planétaire de HR 8799 par Marois et al. [2008], et la planète autour de  $\beta$  pictoris par Lagrange et al. [2009]. L'intérêt pour cette technique est la détection directe de l'exoplanète, comparativement aux autres techniques qui procèdent à la détection par l'entremise de mesures indirectes. Pour qu'une observation soit possible, il faut soit que l'exoplanète ait une orbite suffisamment grande pour être discernable de l'étoile et assez près pour avoir un flux réfléchi détectable ou que le



flux émis de celle-ci soit suffisant pour être détectable. Il est aussi nécessaire de surpasser deux problèmes fondamentaux pour garantir une image claire : l'importante différence de flux entre la planète et son étoile, et les artéfacts optiques induits par la turbulence atmosphérique.

La problématique associée au contraste se résume ainsi: l'étoile est plusieurs ordres de grandeur plus brillante que l'exoplanète. Par exemple, le ratio entre le flux visible réfléchi par la Terre et le flux émis par le Soleil est de l'ordre de  $10^{10}$ . Il est possible de diminuer la gamme dynamique par l'incorporation d'un coronographe au plan focal du télescope, lequel masque une grande partie du signal de l'étoile sans atténuer celui de la planète légèrement hors de l'axe optique.

La turbulence atmosphérique, quant à elle, modifie l'image perçue en déviant et diffusant les faisceaux lumineux, dégradant ainsi le patron de diffraction attendu pour un système optique parfait. La solution employée pour ce problème est l'usage d'un système d'optique adaptative dans le télescope, qui consiste en l'envoi d'une fraction de la lumière sur un détecteur de front d'onde pour mesurer la différence de phase entre divers points sur l'image. Cette information est ensuite envoyée à un miroir déformable placé sur le trajet de la lumière observée, qui va ensuite être ajusté pour compenser les déformations du front d'onde causées par l'atmosphère, permettant ainsi de rétablir la qualité de l'image et d'obtenir une tache de diffraction partiellement corrigée de la turbulence atmosphérique. Les grands principes théoriques de l'optique adaptative ont été établies par Babcock [1953] mais les premiers prototypes on vu le jour au début des années '90 (e.g. Golimowski et al. [1992])

La détection de HR 8799 permet de démontrer l'efficacité de cette méthode. Les avancés en technique d'analyse et optique adaptative ont permis la découverte de 3 exoplanètes en orbites de cette étoile par Marois et al. [2008] (voir la figure 1.5).

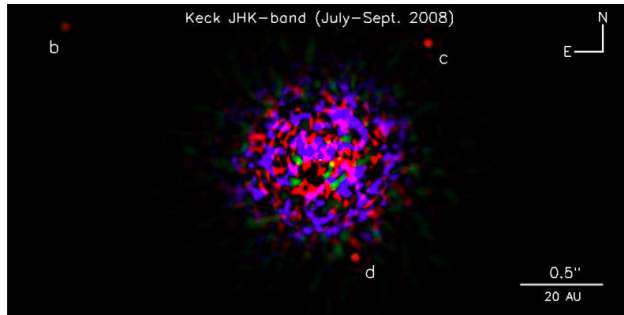


FIG. 1.5. Image composite (J, H et K) de l'étoile HR8799 et ses trois planètes (b, c et d). L'image est tirée de [Marois et al., 2008].

#### 1.2.4. Autres méthodes

De nombreuses méthodes existent pour faire la détection et la caractérisation d'exoplanètes. Ce qui suit est un résumé de quelques-unes de ces méthodes.

##### 1.2.4.1. *Lentille gravitationnelle*

La détection par lentille gravitationnelle repose sur l'interaction entre la lumière et la gravité, telle que décrite par la relativité générale. Lorsqu'un système planétaire passe devant une source de lumière, l'étoile, ayant une grande masse, va dévier le flux de cette source. Si l'alignement entre le système planétaire, la source et la Terre s'avère favorable à l'observation, une plus grande quantité de flux pourra être mesurée avec une forme propre au phénomène. Si une planète se trouve en orbite autour de cette étoile, le phénomène peut aussi se produire avec celle-ci, mais à une échelle réduite, permettant ainsi la détection de la planète. Du point de vue de l'observateur, cela va se traduire par une courbe sur laquelle on peut apercevoir une augmentation du flux due au passage de l'étoile, et un pic secondaire associé à celui du passage de la planète. Ces observations sont donc extrêmement rares et uniques de par leur nature. En pratique, pour détecter de tels évènements, il faut faire un suivi photométrique simultané d'un grand nombre d'étoiles.

##### 1.2.4.2. *Variation du temps de pulsation des Pulsars (VTP)*

Historiquement, la première exoplanète détectée fut en orbite autour du pulsar PSR 1252+12 (Wolszczan and Frail [1992]). Ces étoiles, ayant le titre honorifique d'"horloge parfaite", émettent un pulse de radiation électromagnétique dont la fréquence est connue de façon extrêmement précise. C'est suite à l'observation de variation dans la période du signal

que la présence de plusieurs masses en orbite autour du pulsar PSR 1252+12 furent observés (Wolszczan and Frail [1992]). Leurs masses, similaires à la Terre, furent ensuite calculées à partir de ces observations, et ce n'est que quelques années plus tard que la confirmation de la nature de ces objets fut obtenue (Wolszczan [1994]).

Un total de 6 exoplanètes ont été détectées ainsi. Elles restent notables, car ce ne sont probablement pas des planètes de première génération; le pulsar est passé par la phase supernova, et son système planétaire a été vaporisé. De plus, les énormes vents solaires issus de ces étoiles ne fournissent pas un environnement propice à la formation et le maintien d'exoplanètes en orbite stable (Patruno and Kama [2017]).

#### 1.2.4.3. *Variation du temps de passage des éclipses/transits (VTE, VTT)*

Cette méthode repose sensiblement sur les mêmes préceptes que la variation du temps de pulsation des pulsars: l'influence gravitationnelle d'un objet en orbite modifie le temps de passage du transit et possiblement sa durée. En notant les variations sur la période où les transits/éclipses sont observés, il est possible d'inférer la présence d'une autre masse en orbite autour de l'exoplanète faisant le transit/éclipse (Teachey and Kipping [2018]). Cette technique permet de déterminer la masse des planètes dans le système (Agol and Fabrycky [2017]). Un exemple notoire de l'usage de cette technique est le système TRAPPIST-1 qui, à ce jour, compte 7 exoplanètes toutes de taille similaire à la Terre.

#### 1.2.4.4. *Astrométrie*

L'astrométrie se base sur le même fondement que la vélocimétrie, mais dans le cas où l'orbite est de faible inclinaison près du plan du ciel. Au lieu d'observer l'effet Doppler dû au mouvement d'une planète, on s'attarde plutôt à observer directement le mouvement induit par la planète sur son étoile au travers du changement de coordonnées dans le ciel. La performance de cette méthode est entièrement dépendante de la précision angulaire de l'instrument utilisé pour faire l'observation, car le mouvement perçu est infime, environ une centaine de micro-arcsecondes pour une planète analogue à Jupiter orbitant une étoile de type solaire à 50 pc.

### 1.3. Propriétés observationnelles des exoplanètes

Cette section fera l'état des connaissances actuelles sur la diversité et la fréquence des exoplanètes présentées dans la littérature. Certaines propriétés, et leurs significations seront discutées, et un état des connaissances actuelles sera présenté.

#### 1.3.1. Zoo exoplanétaire

Au fil des observations et des découvertes, des catégories distinctes ont commencé à se définir: les planètes rocheuses, les planètes gazeuses et les planètes transitionnelles (planète de tailles moyennes avec une épaisse enveloppe de gaz, telle que Neptune et Uranus; Zeng et al. [2019]). Les exoplanètes montrent une grande diversité en taille, masse et température de surface. On note notamment les Jupiters chaudes, les mini-Neptune, les super-Terres, et plusieurs autres. Cette catégorisation des exoplanètes fut déterminée principalement par la mesure de leur masse et de leur rayon.

Avec les techniques de détections disponibles présentement, il existe un biais favorable à la détection de planètes relativement massives et de courte période. Ces biais se traduisent par des zones vides ou faiblement peuplées dans un diagramme masse-période (voir Figure1.6)

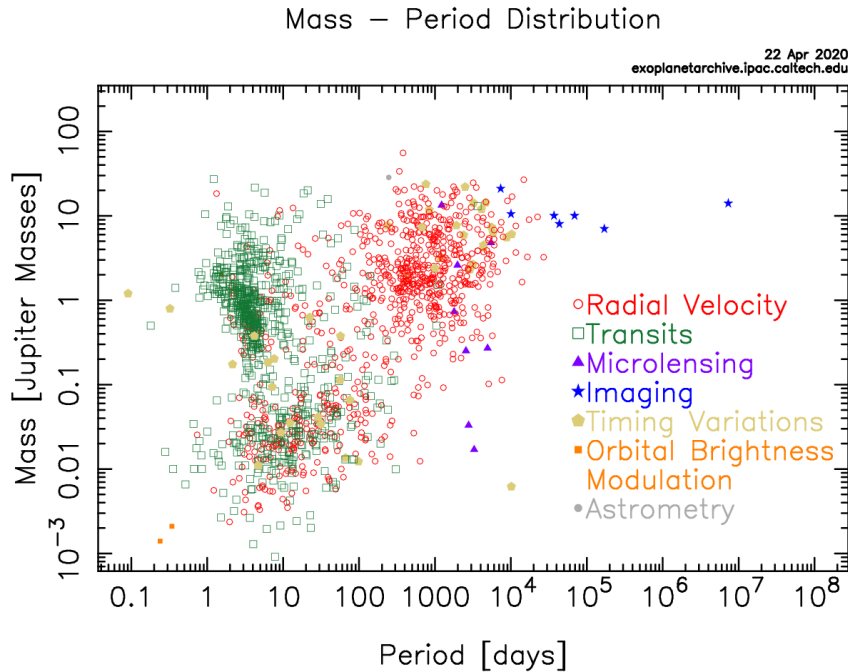


FIG. 1.6. Distribution des exoplanètes connues en avril 2020 avec la masse en fonction de la période. La couleur représente la méthode de détection utilisée. (Nasa Exoplanet Archive [2020])

La disparité entre les divers quadrants est ainsi fortement apparente : les exoplanètes de grande masse et de faible période sont plus faciles à détecter. Ce biais apparaît naturellement par la corrélation entre la masse et l’amplitude du signal mesuré par les diverses méthodes de détection. Les périodes courtes sont aussi favorisées de par le fait qu’elles engendrent des signaux de plus grande amplitude, facilitant l’acquisition de données. La question de la période en est une d’importance pour le choix de cibles fait par les observatoires : il est beaucoup plus facile de détecter une planète de courte période (voir l’équation 1.2.3). De plus, il est plus facile de justifier l’investissement du temps d’observation sur une cible dont l’étude est possible en quelques mois plutôt qu’en quelques années, ou quelques décennies. La problématique de la fenêtre de temps d’observation devient aussi très importante ici (Perryman [2014]). Le tout se traduit par une distribution qui n’est pas nécessairement représentative de la population d’exoplanètes.

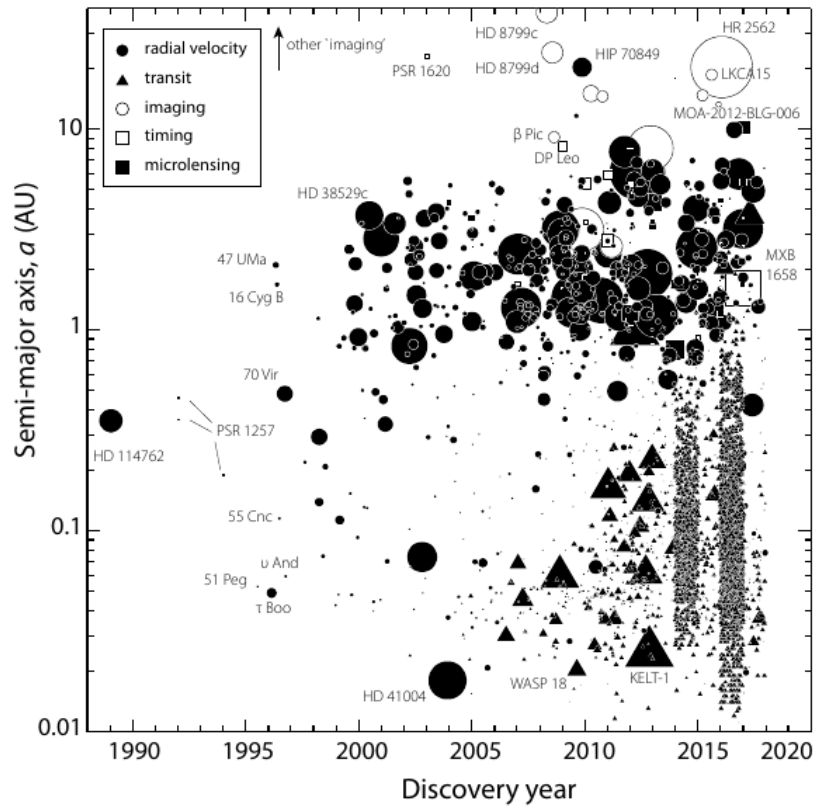


FIG. 1.7. Année de découverte par rapport au demi-grand axe de l'exoplanète. La taille du symbole représente la masse de l'exoplanète tandis que la forme de son symbole représente la méthode de détection utilisée pour en faire sa découverte. Cette figure est tirée de Perryman [2018].

Les méthodes de détection ajoutent aussi leurs propres biais. La figure 1.7 présente l'année de découverte par rapport au demi-grand axe de l'orbite pour diverses méthodes de détection. Il est apparent que la détection par transit possède un biais en faveur d'une planète plus près de son étoile tandis que la vélocimétrie radiale démontre une préférence pour les masses plus importantes.

L'échantillon détecté renseigne sur la nature potentielle des planètes présentes dans notre galaxie. Le recensement de la totalité des exoplanètes confirmées à ce jour et présentes dans la figure 1.6 est présenté dans les tableaux 1.1a et 1.1b et classifié par leurs masses et leurs rayons.

Radius	Count
$R \leq 1.25R_{\text{Earth}}$	402
$1.25 \leq R \leq 2R_{\text{Earth}}$	842
$2 \leq R \leq 6R_{\text{Earth}}$	1307
$6 \leq R \leq 15R_{\text{Earth}}$	418
$15R_{\text{Earth}} \leq R$	156

(A) Distribution du rayon des exoplanètes détectées à ce jour.

Mass	Count
$M \leq 3M_{\text{Earth}}$	29
$3 \leq M \leq 10M_{\text{Earth}}$	122
$10 \leq M \leq 30M_{\text{Earth}}$	88
$30 \leq M \leq 100M_{\text{Earth}}$	82
$100 \leq M \leq 300M_{\text{Earth}}$	196
$300M_{\text{Earth}} \leq M$	337

(B) Distribution de la masse des exoplanètes détectées à ce jour.

TAB. 1.1. Différentes distributions des exoplanètes recensées à ce jour permettant de mettre en valeurs diverses propriétés face à la population connue. Elles ne sont pas corrigés pour l'incomplétude des observations. Ces données sont tirées de Exoplanet and Candidate Statistics (2019).

Quelques faits transparaisent au travers de ces tableaux. La distribution de masse des exoplanètes présentée par la table 1.1a démontre la grande fréquence des planètes avec un rayon plus large que la Terre, mais plus petit que Neptune ( $R_P = 1.0 - 3.9R_{\oplus}$ , Batalha et al. [2013]), et ce, malgré leur absence complète dans notre système solaire.

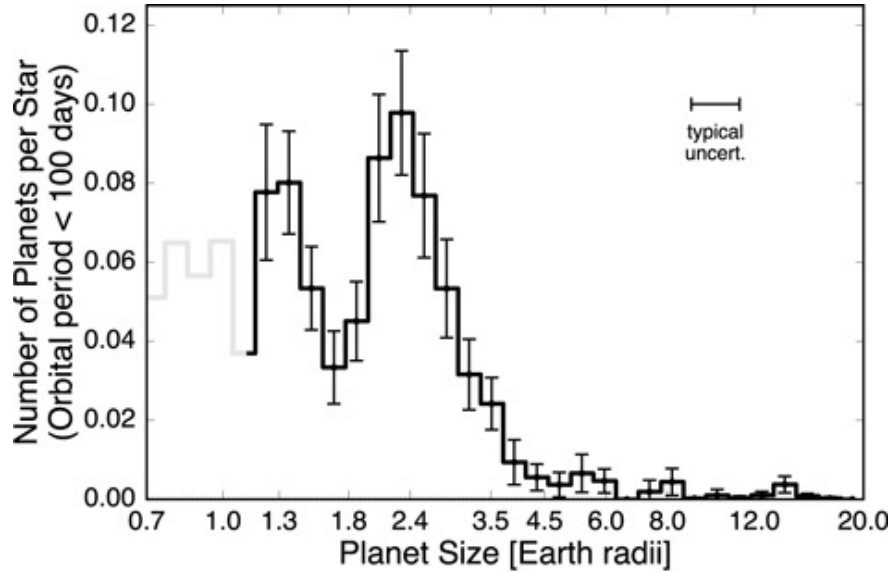


FIG. 1.8. Distribution des exoplanètes avec une période sous 100 jours. On y remarque clairement une vallée au rayon de  $1.8 R_{\oplus}$ . Cette figure est originaire de Fulton et al. [2017].

Ensuite vient le ravin apparaissant dans la distribution du rayon des exoplanètes détectées présenté à la figure 1.8. Un ravin apparent transparait autour d'un rayon de  $1.8 R_{\oplus}$ . Les modèles d'évolutions planétaires peuvent reproduire ce ravin lorsque la photo-évaporation est prise en compte (Owen and Wu [2013]). En effet, les étoiles qui émettent beaucoup de XUV ont pour effet d'éroder l'atmosphère des planètes gazeuses (Mordasini [2020]).



## 1.4. Naines rouges

Les naines rouges, ou étoiles de type M, sont des étoiles dont la masse se trouve entre  $0.075 M_{\odot}$  et  $0.60 M_{\odot}$ , les situant ainsi entre la masse minimale de combustion de l'hydrogène, soit  $0.075 M_{\odot}$ , et la masse de transition entre un coeur convectif et radiatif, soit  $0.4 M_{\odot}$  (Chabrier and Baraffe [2000], Helling and Casewell [2014]). Ces objets stellaires, étant positionnés au bas de la séquence principale, composent environ trois quarts de la population stellaire galactique. Étant de très faible masse, leur température est aussi relativement faible, allant de 2300 K à 3800 K, ce qui leur confère une luminosité modeste sous  $0.07 L_{\odot}$  (Boyajian et al. [2012]). Une liste présentant les propriétés physiques des naines M se trouve dans le tableau 1.2.

SpTy Dwarf	$T(K)$	$R(RR_{Sun})$	Mass ( $M_{Sun}$ )	$L/100 (L_{Sun})$	$M_V(mag)$	$a(HZ) (AU)$	$P (HZ)(hr)$	$\Delta T (HZ) (hr)$	$\Delta I/I (%)$
M0	3800	0.62	0.60	7.2	9.34	0.268	1571	5.37	0.022
M1	3600	0.49	0.49	3.5	9.65	0.190	1039	3.96	0.035
M2	3400	0.44	0.44	2.3	10.12	0.152	786	3.36	0.043
M3	3250	0.39	0.36	1.5	11.15	0.123	633	2.96	0.055
M4	3100	0.26	0.20	0.55	12.13	0.075	401	2.06	0.124
M5	2800	0.20	0.14	0.22	16.0	0.047	238	1.50	0.209
M6	2600	0.15	0.10	0.09	16.6	0.030	147	1.07	0.372
M7	2500	0.12	$\sim 0.09$	0.05	18.8	0.022	98	0.78	0.582
M8	2400	0.11	$\sim 0.08$	0.03	19.8	0.019	81	0.69	0.69
M9	2300	0.08	$\sim 0.075$	0.015	17.4	0.013	46	0.43	1.31

TAB. 1.2. Tableau présentant diverses propriétés physiques des naines rouges. Les colonnes vont comme suit : Température, rayon et masse en unité solaire, luminosité en unité solaire, magnitude absolu dans la bande V, le demi-grand axe, la période orbitale et la durée du transit de la zone habitable, et la profondeur relative du signal de transit. Tiré de Kaltenegger and Traub [2009].

Au début de la vie d'une naine rouge, alors que le gaz environnant s'accrète encore sur l'étoile, celle-ci va éventuellement dépasser la masse permettant la combustion de deux différents éléments: la limite de  $m \geq 0.013 M_{\odot}$  amorce la combustion du deutérium tandis que la limite de  $m \geq 0.06 M_{\odot}$  permet la combustion du lithium. Si la masse ne dépasse pas le minimum requis pour permettre la combustion de l'hydrogène, seule la combustion du deutérium est possible et dure entre  $10^6$  et  $10^8$  années. L'étoile se compressera jusqu'à ce que la pression de dégénérescence des électrons compense l'attraction gravitationnelle. Si la masse de l'étoile traverse la limite de  $0.075 M_{\odot}$ , la combustion de l'hydrogène peut alors s'amorcer, et elle atteindra la séquence principale éventuellement après quelques milliards

d'années, formant ainsi une étoile stable.

Le spectre d'une naine rouge montre une diversité d'éléments et de molécules rendant l'identification du continuum difficile. La figure 1.9 regroupe 5 spectres de divers types de naines M qui permettent d'illustrer ce fait.

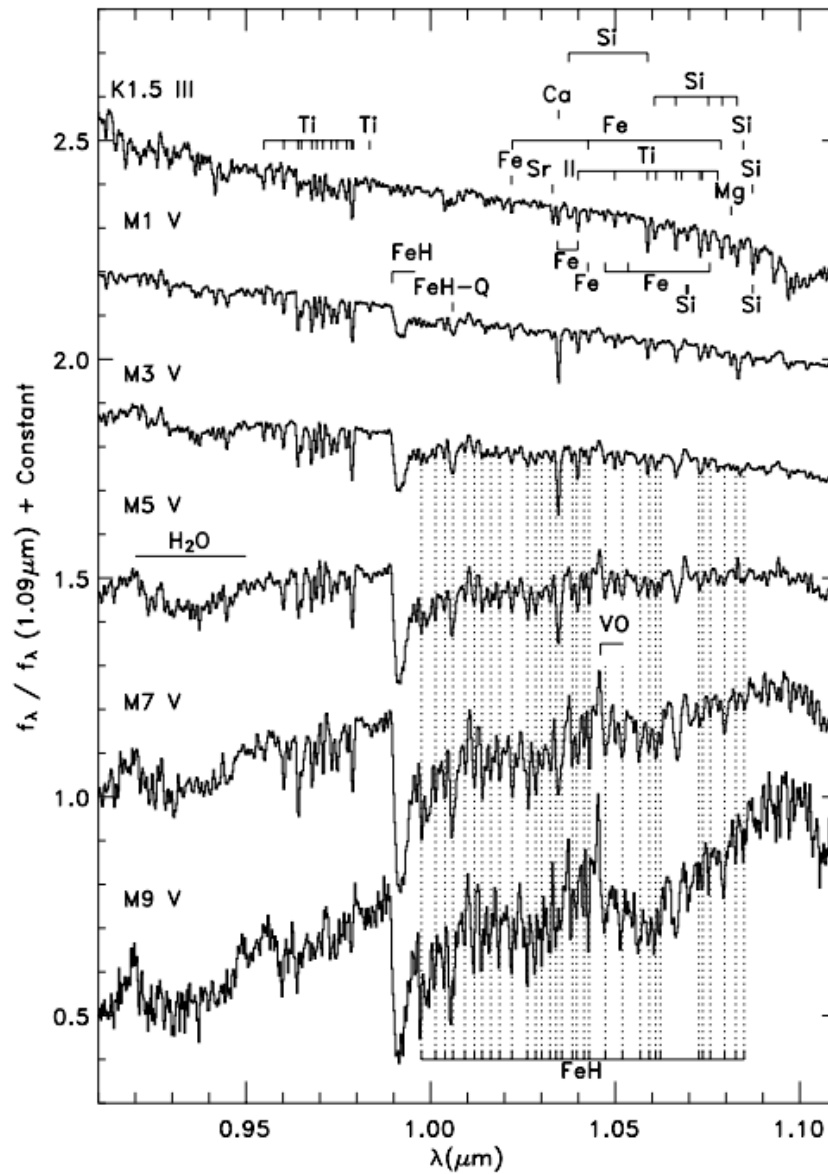


FIG. 1.9. Spectres de divers types de naines rouges, et un de naine K, mettant en évidence la présence d'une multitude de raies stellaires, et leurs comportements en fonction de la température de l'étoile. Tiré de Cushing et al. [2005].

### 1.4.1. Zone habitable

La zone habitable est définie comme la distance minimale et maximale autour d'une étoile où il est possible de retrouver de l'eau sous forme liquide sur la surface d'une planète rocheuse avec une atmosphère. Il existe plusieurs façons par lesquelles ce critère peut être satisfait : le flux de l'étoile est assez intense pour permettre une température d'équilibre adéquate à la surface, la composition de l'atmosphère peut produire un effet de serre d'une ampleur suffisante pour conserver l'eau à l'état liquide, ou encore divers processus géophysiques, par exemple la tectonique des plaques qui affecte la concentration de  $\text{CO}_2$ . Dans le cas de la Terre, une combinaison de ces trois vecteurs, et plusieurs autres, donne le climat que nous connaissons. La zone se définit ainsi à une distance où l'effet de ces divers phénomènes s'additionne pour que la température à la surface soit entre 0 et 100 degrés Celsius (Schwieterman et al. [2019]).

Dans le cas des naines rouges, comme leur luminosité est plusieurs ordres de grandeur sous celle des étoiles de type solaire, la zone habitable se trouve beaucoup plus proche de l'étoile, correspondant à des périodes orbitales de quelques semaines (Kopparapu et al. [2013]; voir Tableau 1.2). Ces étoiles sont généralement très actives et montrent de forts champs magnétiques qui induisent des éruptions solaires très énergétiques qui, au fil du temps, contribue à l'érosion de l'atmosphère de leurs planètes (Vidotto et al. [2013]).

Grâce à la proximité de la zone habitable, et donc à la courte période, les opportunités de mesures sont grandes: l'identification d'un signal vélocimétrique est plus aisée et l'obtention d'une multitude de mesures par transit est plus rapide que pour des étoiles plus massives. C'est ce qui a poussé au développement de plusieurs spectrographes infrarouges spécialisés pour la vélocimétrie de haute précision des naines rouges.



# Chapitre 2

---

## Analyse de données et instrumentation pour la vélocimétrie de haute précision

### 2.1. Introduction

La méthode de prédilection pour ce travail fut celle de la vélocimétrie de haute précision. La section qui suit présente divers aspects nécessaires pour la compréhension et l'implémentation de cette méthode, et fait un survol de l'instrumentation utilisée pour permettre ce type de mesures.

### 2.2. Spectrographe échelle de haute précision

Les spectrographes échelles avec une résolution spectrale  $R > 25000$  sont l'outil de prédilection pour permettre la mesure de vitesses radiales de haute précision. La conception est basée sur les mêmes principes qu'un spectrographe traditionnel, avec plusieurs améliorations permettant d'augmenter grandement la plage spectrale disponible et la précision.

La plage spectrale est augmentée en insérant un second élément dispersif (e.g. un prisme) à la suite du réseau échelle dont le positionnement permet une dispersion croisée. On tire alors pleinement avantage de l'espace bidimensionnel présenté par les détecteurs en étalant les ordres sur une "échelle" plutôt qu'une ligne unique. Un exemple typique de ce type de configuration optique est présenté dans la figure 2.1, représentant ici l'instrument SPIRou.

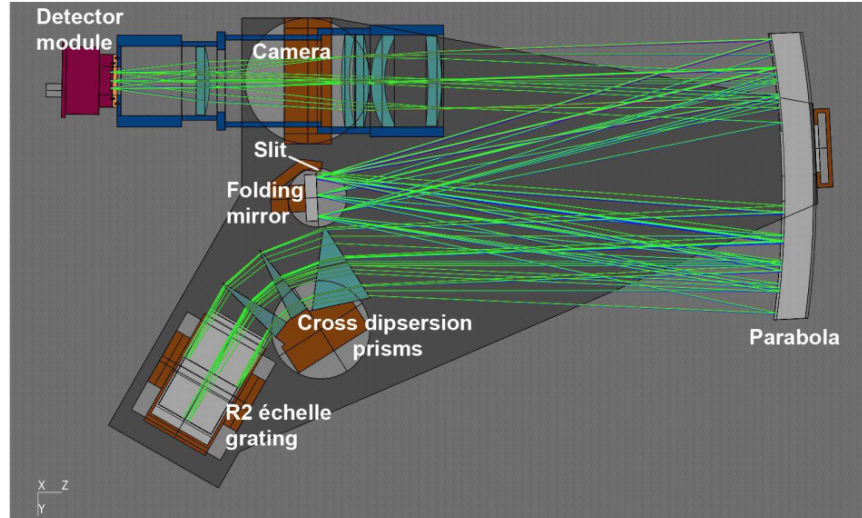


FIG. 2.1. Représentation du modèle optique de l'instrument SPIRou présentement installé au CFHT (Donati et al. [2018]).

L'augmentation de la précision de l'instrument passe par plusieurs facettes. Pour augmenter la stabilité de la plage de longueur d'onde, le spectrographe est mécaniquement et thermiquement découplé du télescope. La lumière est transmise à l'instrument via une fibre optique dont le matériel est choisi pour maximiser la transmission du signal désiré. Un avantage supplémentaire est que la fibre optique permet aussi de "brouiller" le faisceau lumineux et ainsi d'obtenir un point source plus homogène à la sortie. En effet, le centroïde du point source à la sortie de la fibre est très stable et dépend très peu de la position du point source à l'entrée de la fibre. Une façon efficace de faire ce brouillage est d'utiliser une fibre optique hexagonale ou octogonale (Perruchot et al. [2011]).

Isoler mécaniquement le spectrographe du télescope au lieu de l'installer directement sur la bonnette minimise de fins mouvements des composantes optiques du spectrographe qui peuvent induire une dérive du spectre mesuré sur le détecteur. Pour les mêmes raisons de stabilité, il importe de plus de stabiliser thermiquement l'instrument pour minimiser la dérive du spectre associé aux déformations thermiques des composantes.

La calibration de la longueur d'onde se fait de diverses façons, et joue un rôle crucial pour garantir la haute précision. La première de ces méthodes consiste dans le positionnement d'une cellule d'un gaz connu dans le chemin optique. L'impression d'un spectre d'absorption

supplémentaire avec une grande quantité de raies dont les conditions expérimentales sont judicieusement contrôlées sur le spectre observé permet d'identifier plusieurs longueurs d'onde connues, offrant ainsi une calibration simultanée du spectre. Par contre, l'ajout d'une cellule de gaz sur le chemin optique a le désavantage de diminuer le flux lumineux qui atteint le détecteur.

Un développement subséquent augmentant la précision sans nuire au flux fut celui de la cavité Fabry-Pero (FP), qui produit un "peigne" de fréquence transporté à sa sortie par une fibre subséquentement placée à côté de la fibre "science". Ainsi, chaque ordre du spectrographe est enregistré simultanément avec un spectre de référence qui permet de suivre et corriger toute dérive de l'instrument. Le FP offre une calibration relative en longueur d'onde et ne peut agir comme référence absolue. L'étalon FP est judicieusement monté dans une enceinte sous vide contrôlée en température pour minimiser les variations de l'étalon. De tels systèmes peuvent corriger les dérives spectrales à mieux que  $30 \text{ cm s}^{-1}$  (Wildi et al. [2010]). Dans les cas où une précision absolue de l'ordre du  $\text{cm s}^{-1}$  est nécessaire, par exemple pour détecter une planète similaire à la Terre orbitant une étoile de type solaire pour lequel le signal de vitesse radiale attendu n'est que  $10 \text{ cm s}^{-1}$ , il est possible d'utiliser un peigne-laser. Cet outil est basé sur le couplage d'un oscillateur et d'une horloge atomique permettant ainsi l'émission d'un faisceau laser dont la fréquence est connue avec une extrême précision, et qui, lorsque multiplié par des composantes optiques non linéaires, crée un "peigne" de raies dont le saut en longueur d'onde est extrêmement cohérent. La couverture spectrale est généralement plus petite que pour la cavité Fabry-Pérot, mais la précision permet une erreur de quelques  $\text{cm s}^{-1}$ . La difficulté d'implémentation est stoppée par le coût (pour l'instant) significatif et la grande quantité d'entretien nécessaire pour garantir son bon fonctionnement, ainsi que la durée de vie limitée des diverses composantes.

Jusqu'à tout récemment, les spectrographes spécialisés pour la vélocimétrie de haute précision opéraient dans le domaine du visible. Compte tenu de l'opportunité scientifique offerte par la facilité accrue de la détection de planètes terrestres autour d'étoiles de faibles masses, lesquelles émettent l'essentiel de leur luminosité dans l'infrarouge proche (entre 1 et

2.5  $\mu m$ ), il y a une grande motivation pour développer une nouvelle génération de spectrographes infrarouges spécialisés pour la vélocimétrie de haute précision, par exemple SPIRou sur le télescope Canada-France-Hawaii (TCFH).

## 2.3. Extraction de la vitesse radiale des observations

### 2.3.1. Corrélation croisée

La corrélation croisée est fondée sur le processus de classification des étoiles qui prenait place avant l'omniprésence des ordinateurs et des spectres numériques. À cette époque, le spectre recueilli sur plaque photographique était glissé sur un spectre de référence, et la ressemblance était notée; la référence qui ressemblait le plus à l'observation donnait sa classification à l'étoile.

De façon plus rigoureuse et mathématique, la formule représentant cette méthode prend la forme suivante :

$$(f \star g)[n] = \sum_{m=-\infty}^{\infty} f[m]g[m+n] \quad (2.3.1)$$

où les bornes de  $-\infty$  à  $\infty$  peuvent être remplacées par les longueurs d'onde maximales et minimales du spectre observé. L'application de cette formule sur deux spectres  $f$  et  $g$  donne une "Cross-correlation function", ou CCF, ici représentée par  $(f \star g)[n]$ . Le maximum de la CCF représente le déplacement sur l'échelle du spectre observé qui permet la meilleure superposition entre les deux, et à partir de la largeur à mi-hauteur, on dérive l'erreur sur cette valeur. On obtient alors une mesure de la différence de vitesse radiale entre les deux spectres observés.

D'un point de vue plus pratique, il n'est pas toujours possible d'appliquer directement cette formule sur deux spectres et d'en ressortir un pic distinct. Par exemple, le continuum du spectre stellaire diminue le rapport signal sur bruit (S/B) par l'entremise du bruit présent, augmentant la largeur de la CCF et menant à une diminution de la qualité de la mesure. La présence de raies d'origine autre que l'étoile observée amène aussi une erreur considérable sur la CCF en insérant potentiellement un deuxième pic distinct. Un bon



exemple de cela se trouve à être les raies telluriques de l'atmosphère : leur vitesse est indépendante de l'observation, et peut avoir plusieurs  $\text{km s}^{-1}$  de différence avec l'étoile.

L'utilisation d'un masque binaire permettant de discriminer les raies de l'étoile des autres composantes du spectre devient alors nécessaire pour garantir l'universalité de la méthode, et la qualité des mesures qui en sont tirées. En choisissant judicieusement les raies et les plages spectrales scientifiquement pertinentes, il est possible de minimiser l'impact du bruit présent sur le continu, des raies telluriques d'absorption, ainsi que certaines des raies pour lesquelles le S/B est trop faible. On obtient alors une CCF par plage spectrale qui, lorsqu'elles sont coadditionnées, donnent la CCF totale des spectres observés. Le déplacement peut alors être déterminé, et donc la vitesse, entre les deux spectres observés.

Une variante du masque binaire existe où au lieu de construire le masque à partir de 0 et de 1, une courbe passe progressivement de 0 au continu vers 1 au niveau le plus profond de la raie. Avec cette variation, ce type de masque permet d'optimiser le contenu en vitesse radiale apporté par chaque raie en minimisant la plage spectrale. Il a été démontré que cette méthode permet de diminuer d'un facteur de 1.6 le bruit rouge appliqué sur le signal par l'étoile (Dumusque [2018]).

### **2.3.2. Spectre de référence ou "Template Matching"**

Cette technique est prisee lorsque le spectre stellaire est composé principalement de raies stellaires (naines M par exemple), et qu'il devient difficile, voire nuisible, de masquer une partie du spectre sans diminuer le contenu en vitesse radiale. C'est pourquoi la méthode de template matching fut développée; pour tirer pleinement avantage de l'abondance d'information présente dans le spectre. Elle consiste en la construction d'un "template", ou spectre de référence, à haut signal sur bruit qui va subséquentment servir de référence pour la détermination de la vitesse du spectre d'une étoile observée.

Pour construire ce spectre de référence, il est nécessaire d'avoir une grande quantité d'observations de l'étoile en question. Un spectre auquel une vitesse nulle sera associée est

choisi parmi le lot, généralement avec le meilleur S/B ou la meilleure largeur à mi-hauteur (FWHM), et le reste des observations sont recentrées par rapport à celui-ci. Le spectre médian est ensuite choisi comme spectre de référence. Généralement, la différence de vitesse entre un spectre quelconque et le spectre à vitesse nulle est calculée par un algorithme itératif dont le but est de minimiser le résidu entre ces deux spectres. D'autres méthodes existent, dont certaines plus axées sur des modèles statistiques, ou sur l'incorporation d'un modèle stellaire pour le spectre à vitesse nulle, mais elles ne divergent jamais de ce fondement. La mesure de vitesse requise pour faire une construction adéquate du spectre de référence n'a pas besoin d'être très précise; l'erreur induite à cette étape tombe généralement sous l'erreur due au bruit.

Il est préférable de construire un spectre de référence à partir des observations plutôt que d'utiliser un modèle stellaire comme référence, car le spectre résultant va être issu d'une construction purement empirique, et non d'un modèle théorique pas nécessairement représentatif de la réalité. Les effets systématiques expérimentaux associés aux observations sont ainsi explicitement tenus en compte, ce qui est plus difficile à faire avec un modèle.

Une conséquence avantageuse provenant de la construction du spectre de référence est la diminution de la profondeur, voire même le retrait complet des telluriques dans le cas où les observations utilisées ont une différence de vitesses barycentriques plus grandes que la largeur de ces raies. En d'autres mots, comme les raies telluriques issues de l'atmosphère de la Terre ont une vitesse relative nulle et que l'objet observé va être systématiquement décalé de la vitesse barycentrique, laquelle diffère à chaque observations, l'acte de recentrer les spectres à une vitesse nulle va décaler les raies telluriques entre les différentes observations, pour ensuite les filtrer. Si suffisamment d'observations sont prises, le spectre médian ne comportera plus de raies telluriques sans avoir eu recours à des algorithmes supplémentaires. On obtient ainsi une première estimation d'un spectre de référence corrigé de ses raies telluriques.

## 2.4. Correction des raies d'absorption telluriques

Tous les spectrographes disponibles actuellement ont investi un temps considérable au développement d'algorithmes permettant de soustraire les raies telluriques qui biaisent considérablement les mesures de vitesse radiale. Cette section discutera des techniques disponibles pour effectuer cette correction tellurique, et ce, pour tous les domaines de longueurs d'ondes, ainsi que de quelques particularités de celles-ci.

### 2.4.1. Problématique du spectre infrarouge

L'utilité du domaine de l'infrarouge pour faire l'étude des naines M est évidente lorsque l'on considère que le pic d'émission se trouve au-delà de 700 nm. Pour les observations prises à partir du sol, cela pose un problème assez notable. L'atmosphère terrestre est composée d'éléments ayant une signature spectrale importante entre 1000 et 2500 nm, comme le montre la figure 2.2.

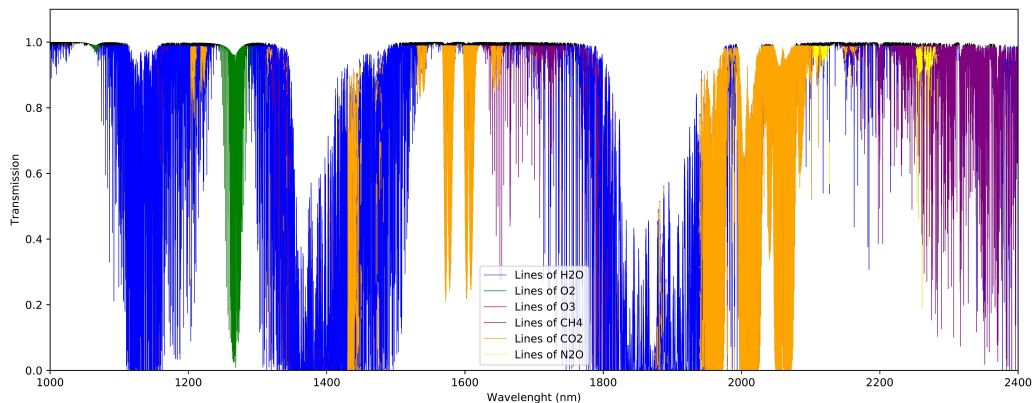


FIG. 2.2. Spectre de transmission de l'atmosphère terrestre à 4200 m d'altitude (site du télescope TCFH) durant un ciel typique d'été, et à un angle d'observation de 45 degrés. Les 6 éléments dominants de l'atmosphère y sont représentés. Les données de Bertaux et al. [2014] ont été utilisées pour faire cette figure.

Le niveau de transmission dans tout le domaine spectral atteint rarement 1, et certaines sections n'ont pratiquement aucun signal, par exemple les plages de 1300 nm à 1500 nm et entre 1800 et 2000 nm (voir Figure 2.2). Les plages spectrales moins affectées par les raies telluriques constituent les bandes photométriques J ( $1.1 - 1.4 \mu m$ ), H ( $1.5 - 1.8 \mu m$ ) et K ( $2.0 - 2.4 \mu m$ ).

### 2.4.2. Retrait par utilisation d'un masque/étoiles tellurique

La première technique employée pour faire le retrait des telluriques fut développée par nécessité: masquer les portions du spectre où se trouvent les raies telluriques. Plusieurs facteurs doivent être pris en considération avant de déterminer le masque, et ce dans l'optique de maximiser la plage spectrale disponible après l'application du masque. Le spectre de telluriques utilisé dans la détermination du masque doit avoir une résolution similaire au spectre observé, sinon des portions du spectre ne comportant aucune structure visible pourraient être masquées inutilement, ou des structures visibles pourraient être ignorées. C'est pourquoi le spectre de raies telluriques utilisé pour définir le masque est généralement déterminé en observant une étoile chaude avec peu de contenu spectral, une étoile dite "standard tellurique", à proximité de la cible observée, ou issue d'un modèle atmosphérique; on garantit ainsi la résolution, les mêmes erreurs systématiques potentielles, et une colonne d'absorption similaire à la cible d'intérêt. Dépendamment des contraintes liées à l'observation, le spectre de l'atmosphère terrestre dérivé de l'étoile standard tellurique ou des modèles atmosphériques peut aussi être utilisé pour faire une correction à l'observation avant l'application du masque, récupérant ainsi une portion de la plage spectrale (Vacca et al. [2003]). Ensuite vient le choix du niveau de transmission minimale qui est accepté. Ce choix n'est pas trivial car de la même façon qu'avec la résolution, un niveau trop élevé va masquer une trop grande plage du spectre, et un niveau trop bas laisse passer trop de raies telluriques.

Dans le domaine du visible, où cette technique est encore couramment utilisée (Pepe et al. [2002]), la densité de raies telluriques est suffisamment faible pour que la diminution de la plage spectrale n'ait pas un énorme impact sur la qualité des mesures de vélocimétrie. Il en est tout autrement dans l'infrarouge car la portion restante du spectre une fois le masque appliqué, considérant la densité de raies telluriques montrée dans 2.2, varie fortement avec le niveau de transmission minimal. Ainsi, un masquage trop agressif peut éliminer une fraction significative de toute la plage spectrale. L'impact de cette perte de plage spectrale est exploré dans le chapitre 3. La problématique des raies telluriques dans le domaine infrarouge a stimulé le développement de techniques plus performantes pour soustraire les raies telluriques.

### 2.4.3. Retrait des telluriques par modélisation

Le retrait des telluriques par modélisation est basé sur le précepte que les modèles atmosphériques ont une précision suffisante pour permettre de recréer le spectre de l’atmosphère vu par un spectrographe de haute résolution. En utilisant les spectres d’absorption des éléments individuels issus de bibliothèques comme TAPAS (Bertaux et al. [2014]) et Molecfit (Smette et al. [2015]), il est possible de faire une régression élément par élément, en ajustant la profondeur du chemin optique avec le poids  $P$  dans l’équation de transmission  $T = e^{-P\tau}$ , où  $\tau$  représente le chemin optique, et ainsi trouver la combinaison des éléments qui représente le mieux la transmission de l’atmosphère au moment de l’observation.

Cette technique comporte plusieurs avantages, dont notamment l’absence de contraintes au niveau du signal sur bruit si la plage spectrale est suffisamment large, et le temps d’observation n’est pas partagé entre la détermination du spectre de l’atmosphère et les observations scientifiques. Cette méthode n’est pas largement utilisée actuellement, mais avec les récents avancés en modélisation et l’entrée en fonction de spectrographes de haute résolution, la précision potentielle stimule un regain d’intérêt considérable.

Néanmoins, cette technique possède une limitation considérable reposant sur l’hypothèse originale: l’affirmation que nos connaissances sur l’atmosphère terrestre sont suffisantes pour entreprendre un tel ouvrage. Modéliser un système fermé est relativement aisé dû au nombre de variables limité. Malheureusement, ce n’est pas le cas pour l’atmosphère terrestre: on parle plutôt d’un système ouvert et chaotique. Ainsi, la pression, les turbulences atmosphériques, les nuages peuvent évoluer durant les observations, rendant difficile la détermination d’un modèle du spectre de transmission de l’atmosphère de bonne qualité. Une alternative est de simuler les spectres de transmission des éléments chimiques constituant l’atmosphère terrestre indépendamment des conditions atmosphériques pour ensuite user de régressions et ajuster ces spectres aux observations. La faiblesse de cette approche est apparente dans Passegger et al. [2019] et Passegger et al. [2018], qui démontrent que malgré l’amélioration des modèles des dernières années, certaines raies sont toujours absentes lorsque l’on compare les modèles aux observations.

#### 2.4.4. Retrait des telluriques par l'analyse des composantes principales

Cette technique consiste en la reconstruction d'un spectre de raies d'absorption de l'atmosphère en usant seulement d'observations. Pour utiliser cette méthode, il faut poser deux hypothèses. Premièrement, les absorbeurs de l'atmosphère doivent être considérés comme des éléments additifs sans interactions physique ou chimique avec les autres éléments. Deuxièmement, il faut que les spectres utilisés pour la reconstruction n'aient aucune caractéristique commune avec les spectres observés autres que les raies d'absorption de l'atmosphère.

Théoriquement, l'analyse des composantes principales (PCA) est basée sur la détermination d'une nouvelle base orthogonale déterminée par la diagonalisation de la matrice de covariance des données expérimentales et la projection subséquente de ces données sur cette base. En construisant la base ainsi, on détermine un espace où les axes sont ordonnées de la plus grande covariance à la plus petite, et donc les directions possédant la plus grande densité d'information sont mises de l'avant. La figure 2.3 l'illustre par l'entremise du nouvel axe placé au centre du nuage de points.

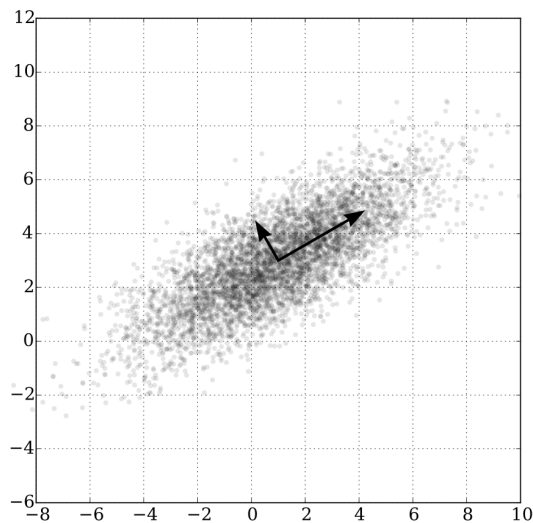


FIG. 2.3. Représentation de l'analyse par composantes principales sur une distribution gaussienne à multiples variables centré sur (1,3). L'image est tirée de Wikipédia.

Après avoir projeté nos données sur ce nouveau système d'axes, on pourrait ignorer la direction verticale et tout de même conserver la majorité de l'information contenu dans

nos données. Ainsi, il est possible de retirer les dimensions ne contenant pas d'information pertinente et de réduire les dimensions nécessaires pour représenter les données. Construire un système d'axes de cette façon permet de retirer l'impact du bruit d'un spectre, tant que celui-ci est entièrement décorrélé du signal sous-jacent et qu'un spectre de  $n$  valeurs est associé à un point de  $n$  dimensions. Si le seul point commun entre les spectres utilisés pour déterminer la matrice de covariance se trouve à être la signature des raies telluriques, alors la valeur propre des dimensions associés aux raies telluriques va grandement surpasser celle des dimensions associés aux raies des étoiles, et choisir judicieusement le nombre de dimensions à conserver va permettre de reconstruire le spectre de transmission de l'atmosphère.

Mathématiquement, cela se traduit par la détermination de la matrice de composantes principales  $\mathbf{P}$  qui permet la transformation d'une matrice  $\mathbf{X}$  contenant les données mesurées sur ses colonnes en une matrice  $\mathbf{Y}$  reliée par la formule :  $\mathbf{P}\mathbf{X} = \mathbf{Y}$ . Le but ultime est de fixer la matrice  $\mathbf{Y}$  pour que la matrice de covariance  $\mathbf{C}_Y$ , donné par  $\mathbf{C}_Y = \frac{1}{n}\mathbf{Y}\mathbf{Y}^T$ , soit diagonale. Le développement complet se trouve dans Shlens [2014], ainsi qu'une démonstration de l'implémentation.

La performance de cette technique d'analyse de composantes principales (PCA) a été démontrée à plusieurs reprises par divers groupes de recherche, dont notamment Artigau et al. [2014b], et Damiano et al. [2019]. Le premier groupe a démontré, en utilisant des données de HARPS pour les étoiles GJ436 et  $\tau$  Ceti, une légère amélioration de la précision de la mesure de vitesse radiale en utilisant le retrait des raies telluriques par PCA sur les données observées au lieu de seulement se fier au retrait fait par le logiciel de dépouillement de données de HARPS. Le second groupe a implémenté une méthode mélangeant le retrait de telluriques par PCA avec une méthode de corrélation croisée pour nettoyer des observations de l'instrument CRIFRES, dans le but de pouvoir détecter le signal simulé de différentes molécules dans l'atmosphère des exoplanètes HD209458b et HD189733b. Ils ont démontré que la détection de la présence d'eau dans l'atmosphère d'une exoplanète, malgré la signature supplémentaire apportée par l'atmosphère terrestre, est possible avec une implémentation robuste d'un algorithme de retrait des raies telluriques par PCA.

## 2.5. Contribution de l'étudiant

Cette section liste les contributions de l'étudiant et des chercheurs à l'article et le mémoire. J'ai développé, testé et amélioré le logiciel du simulateur d'observations, l'algorithme de mesure "First derivative projection" et l'algorithme de poids spectraux. J'ai déterminé la méthode expérimentale pour analyser la performance de ces algorithmes et déterminé leurs validités. J'ai aussi ajouté plusieurs améliorations aux algorithmes de mesures permettant de grandement augmenter leurs performances. J'ai aussi implémenté une solution pour la problématique présentée à la section 3.3.2 dans le logiciel du simulateur d'observation. J'ai rédigé le mémoire et l'ébauche de l'article.

Le développement du logiciel pour le simulateur d'observations fut faite en étroite collaboration avec Étienne Artigau. Il fut aussi à la base du processus derrière les autres algorithmes que j'ai développés. René Doyon a supervisé le travail que j'ai fait tout au long de ma recherche au travers de réunions et rencontre individuelles. Il a aussi révisé, reformulé et corrigé mes textes, affiches, mon article et mon mémoire.



## Chapitre 3

---

# Impact of Telluric Lines on Infrared Precision Velocimetry Measurements

par

Simon-Gabriel Beauvais<sup>1</sup>, Étienne Artigau<sup>1</sup>, and René Doyon<sup>1</sup>

(<sup>1</sup>) 2900 Edouard Montpetit Blvd  
Université de Montréal

Cet article est en préparation.

ABSTRACT. SPIRou is a near-IR échelle spectropolarimeter for the Canada-France-Hawaii telescope specifically designed to detect small planets orbiting nearby low-mass (M dwarf) stars through precision radial velocimetry at infrared wavelengths. Because of the low mass of these stars, a precision of 1 m/s is necessary to be able to detect the induced motion of Earth-like planets on low-mass stars. With a spectral resolution of 70 000, SPIRou covers a wide wavelength range, from 0.98 to 2.45  $\mu m$ , featuring strong absorption lines originating from the Earth's atmosphere that, if ignored, can degrade the radial velocity (RV) accuracy by several m/s. This paper discusses and quantifies the RV error induced by telluric absorption lines using simulated data and a data reduction software similar to the one used in SPIRou. We find that the minimum masking threshold for the transmission levels required to guarantee the lowest RMS error on RV measurement is of 80% with a telluric withdrawal leaving less than 0.1 of the original optical path for the atmospheric absorption following Beer Lambert's law. We also demonstrate the impact the timing of the observations within a year has on the RMS error and its importance for the 1 m/s precision goal.

**Keywords:** Radial velocimetry, radial velocity error, telluric lines, SPIRou, new measurement technique, data reduction

### 3.1. Introduction

With the discovery of the first exoplanet in 1995 (Mayor and Queloz [1995]), the field of exoplanet research has only been expanding ever since, cumulating more than 4000 exoplanets discovered to date. Among the methods used, the oldest is the radial velocity method. First proposed by Struve [1952], radial velocity (RV) has been, and is still, a fundamental detection technique of exoplanets research. The method consists in measuring the tiny radial velocity of the star hosting an orbiting object, resulting in a Doppler shift along the line of sight. The measured oscillation allows the observer to deduce many orbital parameters of the object, including the period, the eccentricity and, not least,  $m \sin i$  where  $m$  is the mass of the orbiting object and  $i$  the inclination of the orbit.

The observation of three Earth-size planets around Trappist-1 by Gillon et al. [2016], with another four observed in 2017 (Gillon et al. [2017]), reinforced the drive toward one of the main goals of the field : The discovery of earth-like planets in the habitable zone of their host star, and subsequently, of life. A planet with the mass of Earth orbiting in the habitable zone around a star of the main sequence like the Sun, induces a radial velocity of  $9 \text{ cm s}^{-1}$ , which is beyond the best precision radial velocity (PRV) instruments available, or planned in the near future. However, the same planet, if it were to orbit an M-dwarf, would induce a motion closer to  $1 \text{ m s}^{-1}$ , which is at the present technological limits. Due to the nature of M-dwarfs, it is optimal to design a PRV instrument that operates in the infrared domain in order to measure their radial velocity with high precision, especially for M dwarfs later than M5. This motivates the development of a new generation of IR PRV instruments: GIANO (Carleo et al. [2016]) on the Galileo National Telescope, CARMENES (Reiners et al. [2018]) at the Calar Alto Observatory, SPIRou (Artigau et al. [2014a]) on the Canada-France-Hawaii Telescope, NIRPS (Conod et al. [2016]) at the European Southern Observatory, HPF (Stefansson et al. [2016]) at the McDonald Observatory, IRD (Ishizuka et al. [2018]) on the Subaru Telescope and PARVI (Benatti [2018]) on the Hale Telescope.

One important challenge associated with PRV work in the infrared is to minimize the impact of telluric lines absorption that can severely bias the intrinsic RV signal of the star. The usual technique of masking prominent telluric lines, as normally used in the

optical, is not practical in the IR since most of the wavelength range would be excluded. One must instead attempt to divide out the telluric lines. Several methods are being investigated by the astronomical community to restore parts of the domain, notably the J,H and K bands. In order to set minimum thresholds for these methods, and help guide their development, we decided to investigate the level at which telluric lines are impacting the measurements, and what minimum withdrawal should these methods seek to achieve.

This paper focuses on quantifying the impact of telluric lines on the radial velocity measurements done with IR PRV instruments, taking SPIRou as a representative example. The paper is structured as follows: section 2 presents the simulation methodology and the various algorithms allowing us to create a theoretical dataset to analyse. Section 3 and 4 goes into depth about the various facets of the algorithms used and the numerical performance expected. Results of the simulations are presented and discussed in section 5 followed by a conclusion in 6.

### 3.2. Simulation methodology

This section describes the methodology and algorithms used for simulating a realistic set of high-resolution spectroscopic observations, affected by telluric absorption lines, used for precision velocimetry. The simulation framework, schematically illustrated in Figure 3.1, is very general and can be applied to any wavelength range and instrument parameters (spectral resolution, spectral sampling) although our paper focuses only on the infrared domain that is most severely affected by telluric lines.

The observed spectrum  $O(\lambda)$  is described by the following equation :

$$O(\lambda) = (S(\lambda) * T(\lambda)) \otimes LSF(\lambda) + N(\lambda) \quad (3.2.1)$$

where  $S(\lambda)$  is the stellar spectrum,  $T(\lambda)$  the telluric spectrum,  $LSF(\lambda)$  the line spread function,  $N(\lambda)$  stands for the combined poisson and instrumental (read noise) and  $\otimes$  is the convolution operator. Generating a synthetic spectrum consists broadly of the following

steps: 1) generate a synthetic stellar spectrum from the PHOENIX library [Husser et al., 2013] at a given barycentric radial velocity (RV) that includes the Earth's motion and 2) generate a representative atmospheric (telluric) spectrum that, once multiplied with the stellar spectrum, simulates a given observation. This is then repeated for a range of Earth's motion around the given barycentric velocity to represent a night, or epoch. From the ensemble of observed spectra we derive a nightly RV average deviation and average RMS at the specific barycentric velocity. This steps is then repeated for every observed night in the year.

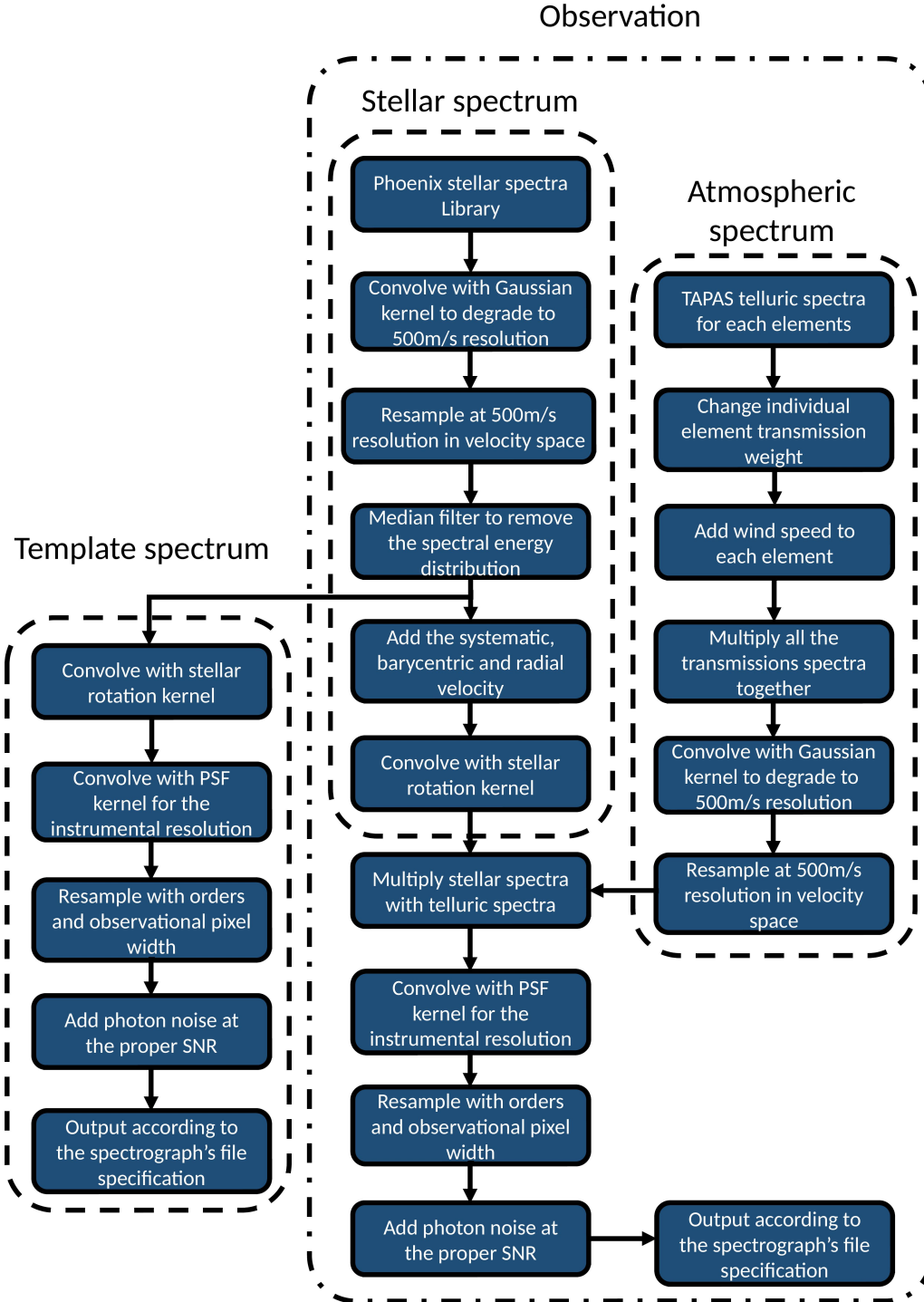


FIG. 3.1. Schematic representation of the dataset simulation algorithm used to create the synthetic stellar spectrum, telluric spectrum and the template spectrum.

### 3.2.1. Velocity space

We define velocity space as an axis upon which every point is at a fixed velocity from the other. In terms of wavelength, we get an axis where we can easily add a velocity to the data by simply shifting said axis. The axis is defined by the following equation :

$$\lambda_{n+1} = \lambda_n * e^{\Delta v/c} \quad (3.2.2)$$

where  $n$  is the pixel index,  $\Delta v$  is the velocity difference with the next point, and  $c$  the speed of light. Expressing the spectrum in velocity space facilitates the manipulation of the spectrum through the analysis process.

### 3.2.2. Spectrum shifting algorithm

The RV shifting algorithms proposed here works by first shifting the wavelength axis by the desired amount using the relativistic Doppler shift equation, making a fifth-order interpolated univariate spline of the spectrum with the shifted axis, and then projecting that spectrum on the original wavelength axis. A test was performed to compare different orders for the spline; it was found that the fifth order was the most representative for a finely sampled grid at instrumental resolution, introducing on average the least amount of errors post shift. Every projection done afterwards uses a similar algorithm.

A data integrity check was added to the algorithm to ensure the entirety of the splined spectrum originates from valid regions on the original spectrum that excludes dead pixels, the edges of the spectrum or masked region. That addition, in some cases, removed several tens of  $\text{cm s}^{-1}$  to the RMS of the measured velocity, depending on the behaviour of the spline took throughout these regions.

### 3.2.3. Generation of the Synthetic Telluric Spectrum

In order to generate the synthetic telluric spectrum for an observation, we first take TAPAS' telluric transmission spectrum [Bertaux et al., 2014] for each of the molecules

with a significant atmospheric signature (CO<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, O<sub>3</sub>, CH<sub>4</sub>, H<sub>2</sub>O and N<sub>2</sub>O) at the chosen observation site and zenith angle. We then adjust the weight of the molecules according to the desired depth of the lines, using the Beer-Lambert equation:

$$T(\lambda) = \exp(-W * \tau(\lambda)) \quad (3.2.3)$$

where  $T(\lambda)$  represents the transmittance,  $W$  is a scaling factor that defines the strength of the telluric spectrum and  $\tau(\lambda)$  is the optical path. The weight  $W$  acts as a scaling factor to simulate a residual telluric spectrum. This parameter shall be used later to quantify the efficacy of a given telluric subtraction method. A perfect telluric correction method is obviously one with  $W = 0$ , while one with no correction has  $W = 1$ . The telluric spectrum is then convolved with a gaussian kernel (in velocity space) to match the spectral resolution of the synthetic stellar spectrum, before resampling it on to the same wavelength grid. The resulting telluric spectrum is then multiplied with the stellar synthetic spectra to create a observable spectrum.

### 3.2.4. Generation of the Stellar Synthetic Spectrum

Following the figure 3.1, both the template and the observation start with a spectrum taken from the Phoenix Stellar Spectra Library of a star at a given effective temperature,  $\log(g)$  and metallicity. Since the spectral resolution tends to vary in different segments of wavelengths, it is then resampled at the minimum resolution of 500  $\text{m s}^{-1}$  for the Phoenix spectrum in the infrared by first convolving with a gaussian kernel and then projecting on an axis constructed using Equation 3.2.2. The gaussian kernel was chosen since it is a good approximation of the LSF for SPIRou.

In order to remove the spectral energy distribution of the star, a median filter using a box kernel was applied. This gives us a flattened spectrum with only the stellar lines remaining at the highest resolution possible for the Phoenix simulations. Using the shifting algorithm described above, the spectrum is then moved to the combined systemic and radial velocity of the observed object. The systemic velocity represents the average yearly



velocity of the object, and can be considered constant. We then convolve with a stellar rotation kernel to take into account the Doppler broadening induced by the rotation of the star.

The stellar spectrum is then multiplied with the telluric transmission spectrum of the current observation. The next step is to degrade the spectrum at the instrumental resolution. The convolution kernel is chosen to represent an average instrumental line spread function with a constant sampling in velocity space, before being projected back in wavelength space, as described in section 3.2.1. The spectrum is then resampled at the proper instrumental pixel grid into different wavelength intervals representative of spectral orders. The final step is to add the photon noise to the observed spectrum to yield a signal to noise ratio (SNR) of approximately 400 which is required to reach a theoretical RV accuracy below  $1 \text{ m s}^{-1}$  (more specifically  $0.7 \text{ m s}^{-1}$ ) on a mid-M dwarf. The result of the simulation is written in a file format according to the specification of the instrument in order to ensure compatibility with preexisting analysis tools.

### 3.3. Telluric Removal Methods

Here we will discuss two of the most common telluric removal methods employed throughout the field and the methodology we employed to implement them in our analysis.

#### 3.3.1. Binary mask

A common method used for removing telluric lines is to apply a mask to the observed spectrum. The mask is determined from a telluric spectrum, either simulated or determined empirically. Wavelengths where the transmission falls below a given threshold are then hidden by the mask. The mask is convolved afterward with a box kernel of the same FWHM as the LSF of the observation to allow for the removal of the whole line.

The theoretical TAPAS spectrum is used for the mask construction. As this analysis is done using the SPIRou instrument, we chose the sky over the CFHT in Hawaii during an average summer night with an angle to zenith of 45 degrees. We also added to the mask the wavelength range between the photometric bands of J,H and K since these spectral regions

are unusable due to water vapor. Dead pixels, represented as NaN (Not-A-Number) and projection errors stemming from the splining used to shift the velocity of a spectrum were also added to the mask.

### 3.3.2. Direct subtraction

In order to directly subtract tellurics from a spectrum, we need an absorption spectrum originating either from an atmospheric transmission simulation or from direct observations of the atmosphere. Molecfit (Smette et al. [2015]) and TAPAS (Bertaux et al. [2014]) are examples of atmospheric transmissions spectra simulators that make use of theoretical atmosphere models to reconstruct the absorption lines of the atmosphere. The empirical approach revolves around reconstructing the telluric absorption spectrum from observations of telluric standard stars (typically fast-rotating A-type stars, Vacca et al. [2003]). This telluric library then feeds a principal component analysis from which the telluric component of a given observation can be extracted (Artigau et al. [2014b]).

With the appropriate telluric spectrum in hand, there only remains to divide it with the observation itself, as is commonly done in general. This in itself has not been an issue in the past, since spectrograph's resolution were not high enough for the mathematical fallacy of this division to arise, but as the following equation shows, the equality is not strictly correct :

$$\frac{(S(\lambda) * T(\lambda)) \otimes LSF(\lambda)}{T(\lambda) \otimes LSF(\lambda)} \neq S(\lambda) \otimes LSF(\lambda) \quad (3.3.1)$$

where  $S(\lambda)$  is the stellar spectrum,  $T(\lambda)$  is the atmospheric transmission spectrum, and  $LSF(\lambda)$  is the line spread function of the instrument. This potential source of error was acknowledged by others, such as Kopparapu et al. [2013] and Vacca et al. [2003]. Further exploration of this error would allow for the determination of its contribution to the error budget, and whether or not it should be accounted for. However, this potential problem is irrelevant to our simulations since the output of our data simulator is a spectrum affected by a telluric residual spectrum whose amplitude is varied through the  $W$  factor in Eqn 3.2.3.

## 3.4. Radial velocity extraction algorithms

### 3.4.1. Cross Correlation Function with a mask

A common method to measure the difference in velocity between two spectra is the cross correlation. The addition of a mask allows for the removal of the telluric absorption lines before applying the cross correlation function to it. It takes the form of formula 3.4.1 taken from Mayor and Queloz [1995].

$$C(\epsilon) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} S(v)M(v - \epsilon)dv \quad (3.4.1)$$

where  $C(\epsilon)$  is the CCF evaluated at velocity  $\epsilon$ ,  $S$  stands for the spectrum and  $M$  for the mask, both expressed in velocity space  $v$ . Generally, this method is used in the optical range, as it has long stretches devoid of telluric lines. The end result is a curve, or cross correlation function (CCF), where the maximum (or minimum depending how the  $M$  is defined) is the sought-after velocity (Da Costa et al. [1977], Simkin [1977], Tonry and Davis [1979]).

### 3.4.2. Template matching

One improvement to the cross correlation method is to use several observations to construct a template of the observed star (Zverko et al. [2007], Deshpande et al. [2013]). This is done by removing the velocity difference between individual observations from a set and a reference point stemming from the observations themselves or from a theoretical spectrum. From the median of the resulting dataset, one can build a spectrum representing a fairly accurate first order depiction of the underlying stellar spectrum, which can be improved by an iterative approach and a larger dataset (Zechmeister et al. [2018]). This approach can also serve for the removal of telluric lines if the velocity difference between at least two spectra present in the dataset is larger than the FWHM of the telluric lines. If the reference spectrum is chosen from the set of observations, an iterative approach where the template is rebuilt several times is a necessity to prevent the tellurics from skewing the velocity measurement. The addition of the template to the cross correlation measurement improves the accuracy of the method by allowing the

velocity reference to be a well-behaved stellar spectrum with a reduced telluric lines presence.

Other methods have been developed to measure radial velocities that offers a better performance compared to the cross-correlation function (Anglada-Escudé and Butler [2012]). By constructing a template using the same iterative approach described previously, one can measure the radial velocity using, among others, least square fitting (Zechmeister et al. [2018]), minimisation of residuals (Muirhead et al. [2011]), analysis of the derivatives of the spectra (Bouchy et al. [2001]). Some methods also look at well-known stellar lines and use them through the measurements (Dumusque et al. [2011]) while other methods look at each line individually and associate a weight before doing a weighted average of the radial velocity from each lines (Dumusque [2018]). The methods and algorithms we are presenting are part of this.

### 3.4.3. First derivative projection

#### 3.4.3.1. Theory

The algorithm we propose is based on the first order Taylor expansion of a shifted spectrum projected in velocity space :

$$\vec{A}(v) \approx \vec{A}(v = 0) + \frac{d\vec{A}(v = 0)}{dv}v \quad (3.4.2)$$

where  $\vec{A}(v)$  represents the spectrum shifted at the velocity  $v$  and  $A(v = 0)$  is a reference (template) spectrum at zero velocity. This is similar to the method used in Bouchy et al. [2001], but instead of staying within the wavelength space, we project the spectra in velocity space using the method presented earlier in section 3.2.1.

Since the addition of a spectrum to its derivative is akin to a shift of the spectrum, we project the residuals stemming from the difference between the original and shifted spectrum onto the derivative of the original one. The result of this is a measure of how much the difference between the two spectra is due to the shift in velocity. This gives us

the following equation :

$$\frac{d\vec{A}(0)}{dv} \cdot (\vec{A}(v) - \vec{A}(0)) = \frac{d\vec{A}(0)}{dv} \cdot \left(\frac{d\vec{A}(0)}{dv}v\right) \quad (3.4.3)$$

where the  $\cdot$  represents the dot product. We then isolate the velocity, giving us the Doppler shift between the two spectra :

$$v = \frac{\frac{d\vec{A}(0)}{dv} \cdot (\vec{A}(v) - \vec{A}(0))}{\frac{d\vec{A}(0)}{dv} \cdot \frac{d\vec{A}(0)}{dv}} \quad (3.4.4)$$

To circumvent the mathematical limitations of the first order expansion, the equation is used iteratively. We shift the template to the data since it will normally be at a higher resolution, minimising potential projection errors. The first guess used for the velocity between both spectra is given by a cross-correlation measurement, but it was found not to be very sensitive to it as long as it is within one FWHM of the actual velocity. The algorithm converges at the desired precision within 10 iterations, which each take less than a second to compute for a series of 4000+ spectral points. During each of the iterations, a new velocity is calculated, and the reference spectrum is reshifted again. The algorithm then restarts with the template at the new velocity, and keeps going until it converges to the desired inter-iteration precision.

Several additions were made to improve the performance, like an upscaling method, and a NaN propagation algorithm that minimised the potential numerical errors added through the manipulations to the spectrum and its mask. The NaN propagation algorithm ensured that no part of the spectra, once masked, would be splined over. In some cases, this reduced the potential for errors by several  $\text{m s}^{-1}$ .

The upscaling method works on the basis that a spline is not only a good approximation for a stellar spectrum, but also of its derivative, which this algorithm greatly depends on. It was found that doubling the number of points in the spectrum by using a fifth order spline before sending it through the measurement algorithm lowered the RMS by a factor of 10

to 100 times. It does so by smoothing the derivatives and allowing for smaller potential jitters in the resulting measured speed. Going further than a factor of two introduces numerical errors that rise with the factor, eventually cancelling the gains. This also helps protect the spectrum from being deformed through the projections and shifting needed by the measurement process.

#### 3.4.3.2. *Weighting by wavelengths segments*

Since our algorithm depends on the residuals between two spectra, any differences between them whose origin is not a velocity shift will potentially skew the measurement. To mitigate this, we could identify the lines common to the spectrum to be measured and the reference spectrum and measure the velocity difference between them. Unfortunately, observations of cooler stars done in the infrared with the addition of tellurics and noise yields spectra dominated by molecular lines with barely any continuum, from which the determination of a line catalog with manual vetting is a considerable endeavour. Instead, we decided to go with a method akin to this: we cut the spectrum in several segments and associate a weight to each segments. Since most spectrographs already yield segmented spectra by design, the implementation into the DRS of an algorithm like this one should not be an issue.

Before applying the weight  $w_i$  to the segments, we can filter out aberrant velocities from the list by applying a sigma clipping. The weight chosen is  $w_i = 1/RMS^2$ , with the  $RMS$  being calculated from the grouping of a specific segment over all the observations done in similar atmospheric conditions. In our case, similar atmospheric conditions translates to the same molecules and  $W$  in the telluric spectrum. This way, every segment of the spectrum ends up having a weight associated to it derived from its variability that can be influenced by tellurics as well as the radial velocity content in this segment. The theoretical minimum of the RMS will be different from 0 because each observations used to calculate the RMS will have been taken at a different time, and thus velocity from Earth's motion. Since that difference will be a constant between every segments, it will not induce any deviation on the weight apart from raising its minimum. The radial velocity  $\bar{v}_j$  of observation  $j$  is calculated through this equation:

$$\bar{v}_j = \frac{\sum_{i=1}^n w_i v_j^i}{\sum_{i=1}^n w_i} \quad (3.4.5)$$

where  $i$  is the segment of the observation  $j$ ,  $n$  is the total number of segments of the spectrum and  $w_i$  is the weight of the segment  $i$  of all the observations. As discussed in the next section, we have adopted 49 segments (each made of 8 sub-segments, referred to as 49\*8 segments from now on) corresponding to the number of spectral orders in SPIRou.

## 3.5. Results

### 3.5.1. Simulation parameters

The results presented below were derived from various simulation runs whose parameters are listed in Table 3.1. The stellar parameters of all simulations correspond to a mid-M dwarf, more specifically Barnard’s star.

Stellar temperature (K)	3200
Stellar $\log(g)$ ( $\text{m s}^{-2}$ )	5.0
Vsin(i) ( $\text{km s}^{-1}$ )	1
Number of segments	49*8
SNR per pixel	400
Telluric weight	0.1
Mask threshold	0.8
Systematic Velocity ( $\text{km s}^{-1}$ )	0
Number of Barycentric Velocities	31
Barycentric Range ( $\text{km s}^{-1}$ )	-30 to 30
Number of Nightly Observations	11
Nightly Range ( $\text{km s}^{-1}$ )	-0.5 to 0.5
Segments sigma clipping	3
Resolution	70000
Pixel width ( $\text{km s}^{-1}$ )	2.1
FWHM ( $\text{km s}^{-1}$ )	4.2
Zenith Angle ( $^\circ$ )	45
Observation Location	CFHT

TAB. 3.1. List of all simulation parameters appropriate for the SPIRou instrument with Barnard’s star.

### 3.5.2. RV Performance

Following the procedure presented in Figure 3.1, several epoch observations were simulated around various barycentric velocities  $v_{bar}$ . Each epoch is assumed to be one night consisting of an ensemble of 11 individual observations with velocities ranging within  $1 \text{ km s}^{-1}$  of  $v_{bar}$ .

For each of these spectra, the shifting algorithm described in 3.4.3.2 is applied against the template spectrum to infer the velocity bias induced by telluric lines for each observation. In practice, for a given mask threshold and telluric weight  $W$ , the velocity bias is measured for all 49 orders each divided by 8 sections for a total of 350 spectral bins (order index) covering the wavelength range between 0.98 and  $2.4 \mu\text{m}$ . A weighted average of all measurements is then used to infer the velocity bias associated with a given spectrum with velocity  $v_{bar}$ .

Figure 3.2 shows the average predicted velocity bias as a function of wavelength (or order index) for a mask threshold of 0.8 and  $W = 0.1$ . Despite the telluric spectrum being attenuated by a factor of ten ( $W = 0.1$ ) and the strongest lines (transmission threshold of 80%) masked, the residual telluric spectrum is biasing the stellar velocity very significantly with a strong dependence with wavelength.



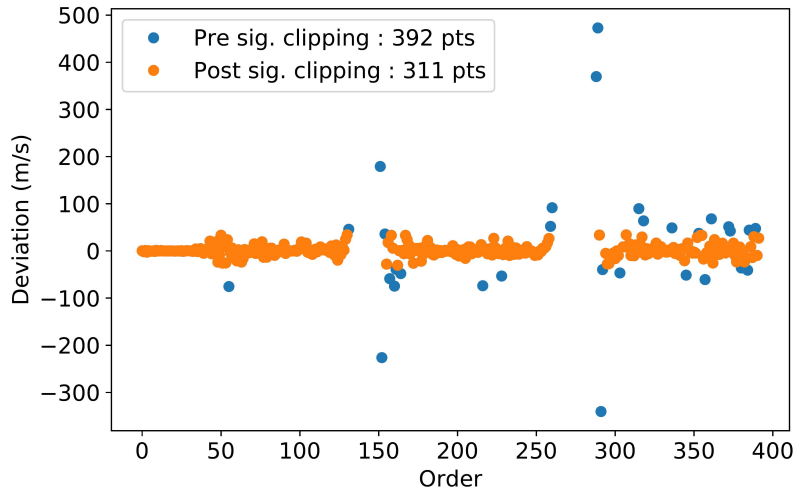


FIG. 3.2. Velocity bias induced by residual telluric lines as a function of wavelength coded as order index from 0 ( $0.98 \mu\text{m}$ ) to 392 ( $2.5 \mu\text{m}$ ). All telluric lines stronger than 80 % in transmission are excluded and one assumes that the telluric spectrum is attenuated by a factor of ten ( $W = 0.1$ ). The stellar spectrum is assumed to be at a barycentric velocity  $v_{bar} = 0$ . The missing orders are associated with strong water bands that are excluded for velocity measurements. The blue circles are the original data and the orange ones exclude  $3\text{-}\sigma$  outliers.

For the specific simulation shown in Figure 3.2 ( $v_{bar} = 0$ ), the net average velocity bias is modest ( $0.07 \text{ m s}^{-1}$ ) but can, in general, vary by several m/s depending of  $v_{bar}$ . This is illustrated in Figure 3.3, showing the velocity bias as a function of barycentric velocity for three different systemic velocities. The velocity bias is clearly seasonal, varying in a coherent way throughout the year with typical peak-to-peak variations of  $\sim 3 \text{ m s}^{-1}$  with each star featuring a similar velocity pattern but with a specific phase. As shown in Figure 3.4, adding typical photon noise (SNR= 400) to the spectra does not significantly affect the pattern of the velocity bias.

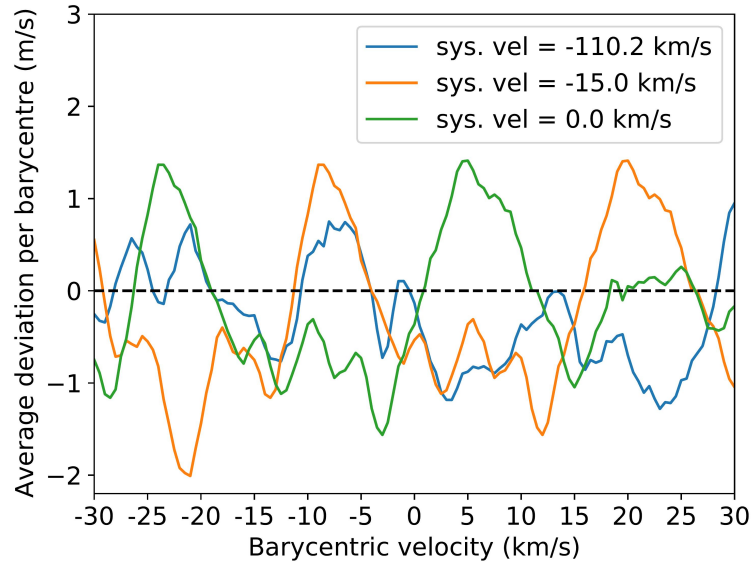


FIG. 3.3. Telluric velocity bias *vs* barycentric velocity for a noiseless case. The three colored curves corresponds to different systemic velocities.

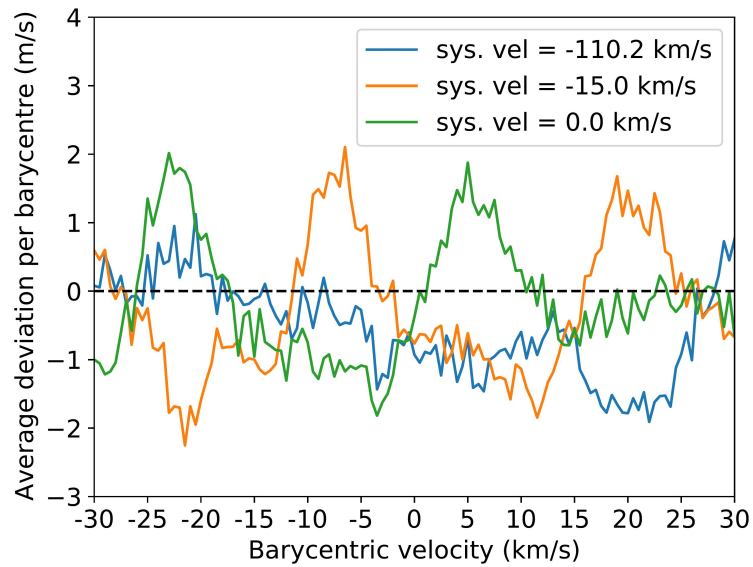


FIG. 3.4. Same as in Figure 3.3 but with photon noise (SNR= 400).

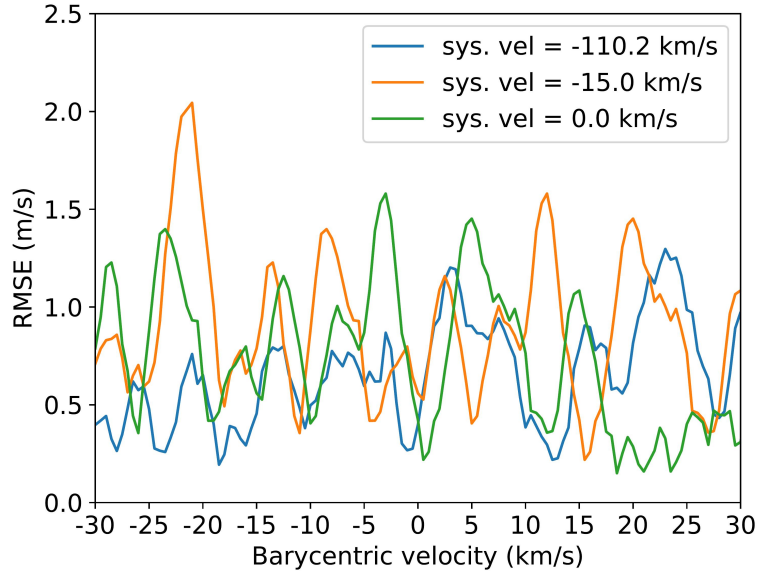


FIG. 3.5. Standard deviation (RMSE) of nightly observations *vs* barycentric velocity for the noiseless case.

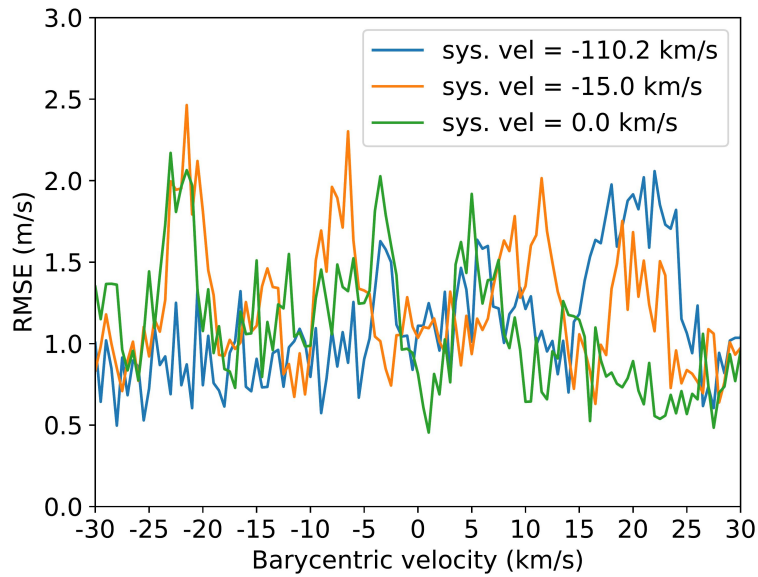


FIG. 3.6. Same as Figure 3.5 but with photon noise (SNR= 400). The noise floor expected for this SNR with no telluric contamination is of  $\sim 0.7 \text{ m s}^{-1}$ .

Figure 3.5 shows the seasonal variation of the standard deviation (Root Mean Square Error, or RMSE) of the telluric velocity bias for each ensemble of 11 nightly observations for the noiseless case. Even though these observations differ by only  $1 \text{ km s}^{-1}$ , residual telluric

lines induce a non-negligible and systematic velocity uncertainty of  $\sim 0.7 \text{ m s}^{-1}$  or  $\sim 1.2 \text{ m s}^{-1}$  when photon-noise is considered (see Figure 3.6).

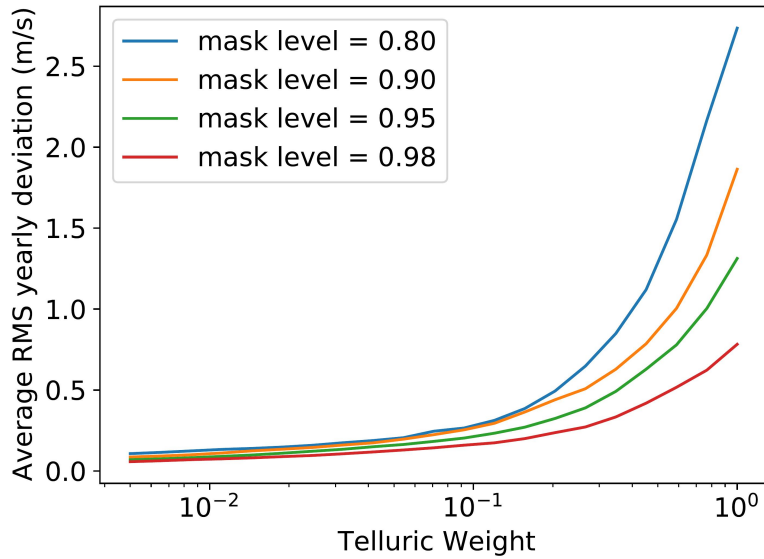


FIG. 3.7. Yearly average of the telluric velocity bias dispersion (RMSE) for different combination of mask thresholds and telluric residual level.

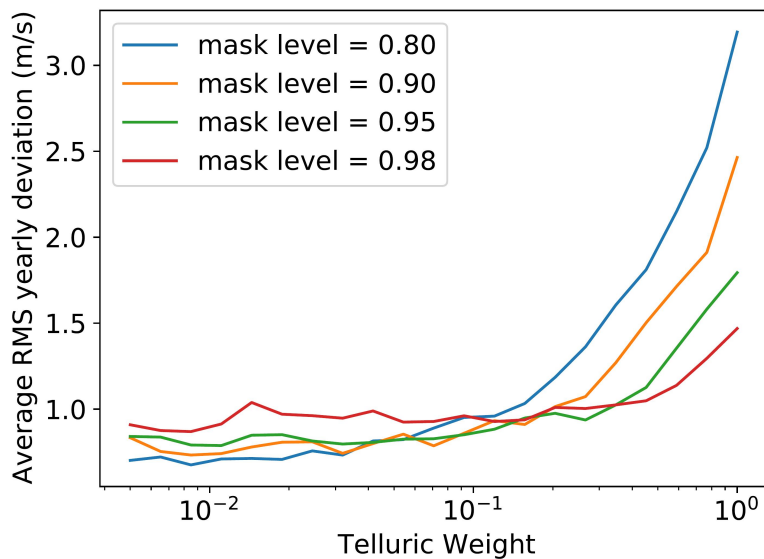


FIG. 3.8. Same as Figure 3.7 but with photon noise (SNR= 400). Based on the figure 3.3, we do not expect considerable changes with different systematic velocity since we averaged over a year.

In practice, since a given time series can span a wide, if not the full range of barycentric velocities, one can take the yearly average RMSE as the typical radial velocity uncertainty associated with telluric line residuals. This uncertainty is shown in 3.7 and 3.8 for different combination of mask thresholds and telluric weights for the noiseless and noise case, respectively. Figure 3.8 suggest that a telluric weight less than  $\sim 0.1$  is required in order for telluric residuals not to contribute a RV uncertainty greater than  $1 \text{ m s}^{-1}$ . It also shown that masking alone, even an aggressive one (0.95, 0.98), without any subtraction method ( $W = 1$ ), cannot yield RV performance better than  $\sim 1.5 \text{ m s}^{-1}$ . One can also see in Figure 3.8 the effect of an overzealous masking with the noise floor of the 98% masking level being higher than the others curves. This is attributed to a loss of radial velocity content, as more than 50% of the spectrum becomes masked, resulting in a higher RV uncertainty.

### 3.6. Discussion & Conclusion

Our analysis quantifies the detrimental effect of telluric lines on radial velocity measurements. The main conclusion is that a simple masking technique, without any attempt to subtract the telluric spectrum cannot yield RV performance better than  $1.5 \text{ m s}^{-1}$ . A subtraction method that attenuates telluric lines by at least a factor of ten is required to reach sub-m/s RV performance. Another important result from our analysis is that telluric lines induce a coherent, seasonal RV variation that depends on the systemic velocity which is major obstacle for using RV standards for correcting long-term instrumental RV drift. Indeed, as shown in 3.3 and 3.4, even with an efficient method for subtracting telluric lines by a factor of ten, two stars of different systemic velocity observed virtually at the same time could show systematic RV difference at the level of  $3\text{-}4 \text{ m s}^{-1}$ . This *systematic* uncertainty is very significant and can be a major show stopper for detecting exoplanets with typical RV semi-amplitudes  $\sim 1 \text{ m s}^{-1}$ . Recall that the number of RV measurements (equivalently the observing time) required to reach a given detection level scales as the square of the RV uncertainty.

One important prediction from our analysis is that the velocity bias induced by residual telluric lines should show a coherent, seasonable variation throughout the year. This systematic RV pattern may be measurable given a large number of observations assuming that no other instrumental effect (e.g. modal noise) but photon noise is causing systematic RV variations. The next step to understand and quantify the effect of telluric lines is to compare observations with the simulations presented in this work.

# Chapitre 4

---

## Conclusion

En résumé, la recherche sur les exoplanètes est un domaine en pleine effervescence. La recherche présentée dans ce mémoire se place sur une des facettes fondamentales de tout domaine expérimental, soit l'analyse de données. L'objectif ultime de ce travail étant le développement, la caractérisation et l'implémentation d'un nouvel algorithme permettant des mesures de vitesses radiales de haute précision, et la quantification subséquente de l'impact des raies d'absorption telluriques sur ces mesures. L'importance de cette quantification devient importante dans le contexte de la détection d'exoplanètes autour de naines rouges, car malgré l'existence d'algorithme permettant déjà de faire ce type de mesures dans le domaine visible, leur efficacité diminue grandement dans l'infrarouge, soit le domaine d'émission de prédilection pour ce type d'étoiles. Plus précisément, dans l'optique de détecter une exoplanète de la taille de la Terre en orbite autour d'une naine rouge, il est nécessaire d'obtenir une précision de  $1 \text{ m s}^{-1}$  sur les mesures de vélocimétries radiales. Il est donc primordial de développer un algorithme de mesure allant de pair avec les instruments comme SPIRou, dont le design optique permet une précision de  $1 \text{ m s}^{-1}$ .

Une problématique fondamentale du domaine de l'infrarouge est l'omniprésence de telluriques, qui peuvent venir grandement nuire aux mesures. La quantification de cet impact, et la détermination d'un niveau minimal de correction permettant la précision désiré de  $1 \text{ m s}^{-1}$  furent explorées, et il fut déterminé qu'un masque de 80% de transmission couplé avec un retrait des raies telluriques laissant au plus 10% de leurs profondeurs originales permettent la précision recherchée. Ainsi, la détermination d'une balise face au retrait nécessaire pour l'observation d'exoplanètes et l'analyse de leurs caractéristiques put être

déterminée.

L'algorithme de mesure développé ici repose sur une technique de détection basée sur l'utilisation d'un spectre de référence, couramment nommé "template matching". Comme cet algorithme utilise un développement au premier ordre d'un spectre ayant subi un effet de Doppler, il dut être couplé à un processus itératif permettant la convergence vers un minimum local. La précision obtenue par son utilisation permet la caractérisation de phénomènes non linéaires apparaissant entre le spectre de raies telluriques, et le spectre de l'étoile observé. L'ajout d'un algorithme d'analyse garantissant la robustesse de la mesure de vélocimétrie radiale aux raies telluriques permet de rendre la qualité de la mesure relativement indépendante du niveau de correction, ce qui serait un ajout considérable aux algorithmes utilisés présentement. Ensuite, la comparaison entre les résultats tirés de données simulées avec les résultats actuels de SPIRou permet de déterminer le niveau théoriquement maximal pour l'instrument avec l'utilisation d'un algorithme comme celui présenté.



## Bibliography

---

- Exoplanet and Candidate Statistics, 2019. URL [https://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu/docs/counts\\_detail.html](https://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu/docs/counts_detail.html).
- Eric Agol and Dan Fabrycky. Transit Timing and Duration Variations for the Discovery and Characterization of Exoplanets. June 2017. doi: 10.1007/978-3-319-55333-7\_7. URL <https://arxiv.org/abs/1706.09849v3>.
- R. Alonso, T. Guillot, T. Mazeh, S. Aigrain, A. Alapini, P. Barge, A. Hatzes, and F. Pont. The secondary eclipse of the transiting exoplanet CoRoT-2b. June 2009. doi: 10.1051/0004-6361/200912505. URL <https://arxiv.org/abs/0906.2814v1>.
- Guillem Anglada-Escudé and R. Paul Butler. The HARPS-TERRA project I. Description of the algorithms, performance and new measurements on a few remarkable stars observed by HARPS. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 200(2):15, June 2012. ISSN 0067-0049, 1538-4365. doi: 10.1088/0067-0049/200/2/15. URL <http://arxiv.org/abs/1202.2570>. arXiv: 1202.2570.
- Étienne Artigau, Driss Kouach, Jean-François Donati, René Doyon, Xavier Delfosse, Sébastien Baratchart, Marielle Lacombe, Claire Moutou, Patrick Rabou, Laurent P. Parès, Yoan Micheau, Simon Thibault, Vladimir A. Reshetov, Bruno Dubois, Olivier Hernandez, Philippe Vallée, Shiang-Yu Wang, François Dolon, Francesco A. Pepe, François Bouchy, Nicolas Striebig, François Hénault, David Loop, Leslie Saddlemyer, Gregory Barrick, Tom Vermeulen, Michel Dupieux, Guillaume Hébrard, Isabelle Boisse, Eder Martioli, Silvia H. P. Alencar, José-Diaz do Nascimento, and Pedro Figueira. SPIRou: the near-infrared spectropolarimeter/high-precision velocimeter for the Canada-France-Hawaii telescope. *arXiv:1406.6992 [astro-ph]*, page 914715, July 2014a. doi: 10.1117/12.2055663. URL <http://arxiv.org/abs/1406.6992>. arXiv: 1406.6992.

- Étienne Artigau, Nicola Astudillo-Defru, Xavier Delfosse, François Bouchy, Xavier Bonfils, Christophe Lovis, Francesco Pepe, Claire Moutou, Jean-François Donati, René Doyon, and Lison Malo. Telluric-line subtraction in high-accuracy velocimetry: a PCA-based approach. June 2014b. doi: 10.1117/12.2056385. URL <https://arxiv.org/abs/1406.6927>.
- H. W. Babcock. THE POSSIBILITY OF COMPENSATING ASTRONOMICAL SEEING. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 65(386):229, October 1953. ISSN 1538-3873. doi: 10.1086/126606. URL <https://iopscience.iop.org/article/10.1086/126606/meta>. Publisher: IOP Publishing.
- Natalie M. Batalha, Jason F. Rowe, Stephen T. Bryson, Thomas Barclay, Christopher J. Burke, Douglas A. Caldwell, Jessie L. Christiansen, Fergal Mullally, Susan E. Thompson, Timothy M. Brown, Andrea K. Dupree, Daniel C. Fabrycky, Eric B. Ford, Jonathan J. Fortney, Ronald L. Gilliland, Howard Isaacson, David W. Latham, Geoffrey W. Marcy, Samuel Quinn, Darin Ragozzine, Avi Shporer, William J. Borucki, David R. Ciardi, Thomas N. Gautier III, Michael R. Haas, Jon M. Jenkins, David G. Koch, Jack J. Lissauer, William Rapin, Gibor S. Basri, Alan P. Boss, Lars A. Buchhave, David Charbonneau, Joergen Christensen-Dalsgaard, Bruce D. Clarke, William D. Cochran, Brice-Olivier Demory, Edna Devore, Gilbert A. Esquerdo, Mark Everett, Francois Fressin, John C. Geary, Forrest R. Girouard, Alan Gould, Jennifer R. Hall, Matthew J. Holman, Andrew W. Howard, Steve B. Howell, Khadeejah A. Ibrahim, K. Kinemuchi, Hans Kjeldsen, Todd C. Klaus, Jie Li, Philip W. Lucas, Robert L. Morris, Andrej Prsa, Elisa Quintana, Dwight T. Sanderfer, Dimitar Sasselov, Shawn E. Seader, Jeffrey C. Smith, Jason H. Steffen, Martin Still, Martin C. Stumpe, Jill C. Tarter, Peter Tenenbaum, Guillermo Torres, Joseph D. Twicken, Kamal Uddin, Jeffrey Van Cleve, Lucianne Walkowicz, and William F. Welsh. Planetary Candidates Observed by Kepler, III: Analysis of the First 16 Months of Data. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 204(2):24, February 2013. ISSN 0067-0049, 1538-4365. doi: 10.1088/0067-0049/204/2/24. URL <http://arxiv.org/abs/1202.5852>. arXiv: 1202.5852.
- Serena Benatti. Multi-Wavelength High-Resolution Spectroscopy for Exoplanet Detection: Motivation, Instrumentation and First Results. *arXiv:1808.02302 [astro-ph]*, August 2018. URL <http://arxiv.org/abs/1808.02302>. arXiv: 1808.02302.

J. L. Bertaux, R. Lallement, S. Ferron, C. Boone, and R. Bodichon. TAPAS, a web-based service of atmospheric transmission computation for astronomy. *Astronomy & Astrophysics*, 564:A46, April 2014. ISSN 0004-6361, 1432-0746. doi: 10.1051/0004-6361/201322383. URL <http://arxiv.org/abs/1311.4169>. arXiv: 1311.4169.

William J. Borucki, David Koch, Gibor Basri, Natalie Batalha, Timothy Brown, Douglas Caldwell, John Caldwell, Jørgen Christensen-Dalsgaard, William D. Cochran, Edna DeVore, Edward W. Dunham, Andrea K. Dupree, Thomas N. Gautier, John C. Geary, Ronald Gilliland, Alan Gould, Steve B. Howell, Jon M. Jenkins, Yoji Kondo, David W. Latham, Geoffrey W. Marcy, Søren Meibom, Hans Kjeldsen, Jack J. Lissauer, David G. Monet, David Morrison, Dimitar Sasselov, Jill Tarter, Alan Boss, Don Brownlee, Toby Owen, Derek Buzasi, David Charbonneau, Laurance Doyle, Jonathan Fortney, Eric B. Ford, Matthew J. Holman, Sara Seager, Jason H. Steffen, William F. Welsh, Jason Rowe, Howard Anderson, Lars Buchhave, David Ciardi, Lucianne Walkowicz, William Sherry, Elliott Horch, Howard Isaacson, Mark E. Everett, Debra Fischer, Guillermo Torres, John Asher Johnson, Michael Endl, Phillip MacQueen, Stephen T. Bryson, Jessie Dotson, Michael Haas, Jeffrey Kolodziejczak, Jeffrey Van Cleve, Hema Chandrasekaran, Joseph D. Twicken, Elisa V. Quintana, Bruce D. Clarke, Christopher Allen, Jie Li, Haley Wu, Peter Tenenbaum, Ekaterina Verner, Frederick Bruhweiler, Jason Barnes, and Andrej Prsa. Kepler Planet-Detection Mission: Introduction and First Results. *Science*, 327:977, February 2010. ISSN 0036-8075. doi: 10.1126/science.1185402. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/2010Sci...327..977B>.

F. Bouchy, F. Pepe, and D. Queloz. Fundamental photon noise limit to radial velocity measurements. *Astronomy and Astrophysics*, 374:733–739, August 2001. ISSN 0004-6361. doi: 10.1051/0004-6361:20010730. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/2001A%26A...374..733B>.

Tabetha S. Boyajian, Kaspar von Braun, Gerard van Belle, Harold A. McAlister, Theo A. ten Brummelaar, Stephen R. Kane, Phil Muirhead, Jeremy Jones, Russel White, Gail Schaefer, David Ciardi, Todd Henry, Mercedes López-Morales, Stephen Ridgway, Douglas Gies, Wei-Chun Jao, Bárbara Rojas-Ayala, J. Robert Parks, Laszlo Sturmann, Judit Sturmann, Nils H. Turner, Chris Farrington, P. J. Goldfinger, and David H. Berger. Stellar Diameters and Temperatures II. Main Sequence K & M Stars. *The Astrophysical Journal*, 757(2):

- 112, October 2012. ISSN 0004-637X, 1538-4357. doi: 10.1088/0004-637X/757/2/112. URL <http://arxiv.org/abs/1208.2431>. arXiv: 1208.2431.
- I. Carleo, N. Sanna, R. Gratton, S. Benatti, M. Bonavita, E. Oliva, L. Origlia, S. Desidera, R. Claudi, and E. Sissa. High precision radial velocities with GIANO spectra. *Experimental Astronomy*, 41(3):351–376, June 2016. ISSN 0922-6435, 1572-9508. doi: 10.1007/s10686-016-9492-3. URL <http://arxiv.org/abs/1604.01408>. arXiv: 1604.01408.
- Gilles Chabrier and Isabelle Baraffe. Theory of Low-Mass Stars and Substellar Objects. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 38:337, 2000. doi: 10.1146/annurev.astro.38.1.337. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2000ARA%26A..38..337C/abstract>.
- David Charbonneau, Timothy M. Brown, David W. Latham, and Michel Mayor. Detection of Planetary Transits Across a Sun-like Star. November 1999. doi: 10.1086/312457. URL <https://arxiv.org/abs/astro-ph/9911436v1>.
- David Charbonneau, Timothy M. Brown, Robert W. Noyes, and Ronald L. Gilliland. Detection of an Extrasolar Planet Atmosphere. November 2001. doi: 10.1086/338770. URL <https://arxiv.org/abs/astro-ph/0111544v1>.
- Uriel Conod, Nicolas Blind, François Wildi, and Francesco Pepe. Adaptive optics for high resolution spectroscopy: A direct application with the future NIRPS spectrograph. *arXiv:1608.01124 [astro-ph]*, page 990941, July 2016. doi: 10.1117/12.2233651. URL <http://arxiv.org/abs/1608.01124>. arXiv: 1608.01124.
- Michael C. Cushing, John T. Rayner, and William D. Vacca. An Infrared Spectroscopic Sequence of M, L, and T Dwarfs. *The Astrophysical Journal*, 623(2):1115–1140, April 2005. ISSN 0004-637X, 1538-4357. doi: 10.1086/428040. URL <http://stacks.iop.org/0004-637X/623/i=2/a=1115>.
- G. S. Da Costa, K. C. Freeman, A. J. Kalnajs, A. W. Rodgers, and T. E. Stapinski. Accurate radial velocities using cross-correlation techniques and a TV detector. I - The velocity dispersion of NGC 6397. *The Astronomical Journal*, 82:810–817, October 1977. doi: 10.1086/112131. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1977AJ.....82..810D>.
- M. Damiano, G. Micela, and G. Tinetti. A Principal Component Analysis-based method to analyse high-resolution spectroscopic data. June 2019. doi: 10.3847/1538-4357/ab22b2. URL <https://arxiv.org/abs/1906.11218v1>.

- R. Deshpande, C. H. Blake, C. F. Bender, S. Mahadevan, R. C. Terrien, J. Carlberg, G. Zaslowski, J. Crepp, A. S. Rajpurohit, C. Reyle, D. L. Nidever, D. P. Schneider, C. Allende Prieto, D. Bizyaev, G. Ebelke, S. W. Fleming, P. M. Frinchaboy, J. Ge, F. Hearty, J. Hernandez, E. Malanushenko, V. Malanushenko, S. R. Majewski, D. Oravetz, K. Pan, R. P. Schiavon, M. Shetrone, A. Simmons, K. G. Stassun, J. C. Wilson, and J. Wisniewski. The SDSS-III APOGEE Radial Velocity Survey of M dwarfs I: Description of Survey and Science Goals. *The Astronomical Journal*, 146(6):156, November 2013. ISSN 0004-6256, 1538-3881. doi: 10.1088/0004-6256/146/6/156. URL <http://arxiv.org/abs/1307.8121>. arXiv: 1307.8121.
- Jean-François Donati, D. Kouach, M. Lacombe, S. Baratchart, R. Doyon, X. Delfosse, Étienne Artigau, Claire Moutou, G. Hébrard, François Bouchy, J. Bouvier, S. Alencar, L. Saddlemyer, L. Parès, P. Rabou, Y. Micheau, F. Dolon, G. Barrick, O. Hernandez, S. Y. Wang, V. Reshetov, N. Striebig, Z. Challita, A. Carmona, S. Tibault, E. Martioli, P. Figueira, I. Boisse, and Francesco Pepe. SPIRou: A NIR Spectropolarimeter/High-Precision Velocimeter for the CFHT. In Hans J. Deeg and Juan Antonio Belmonte, editors, *Handbook of Exoplanets*, pages 903–929. Springer International Publishing, Cham, 2018. ISBN 978-3-319-55333-7. doi: 10.1007/978-3-319-55333-7\_107. URL [https://doi.org/10.1007/978-3-319-55333-7\\_107](https://doi.org/10.1007/978-3-319-55333-7_107).
- Xavier Dumusque. Measuring precise radial velocities on individual spectral lines. I. Validation of the method and application to mitigate stellar activity. *Astronomy & Astrophysics*, September 2018. ISSN 0004-6361, 1432-0746. doi: 10.1051/0004-6361/201833795. URL <http://arxiv.org/abs/1809.01548>. arXiv: 1809.01548.
- Xavier Dumusque, Stephane Udry, Christophe Lovis, Nuno C. Santos, and Mario J. F. P. G. Monteiro. Planetary detection limits taking into account stellar noise. I. Observational strategies to reduce stellar oscillation and granulation effects. *Astronomy & Astrophysics*, 525:A140, January 2011. ISSN 0004-6361, 1432-0746. doi: 10.1051/0004-6361/201014097. URL <http://arxiv.org/abs/1010.2616>. arXiv: 1010.2616.
- Benjamin J. Fulton, Erik A. Petigura, Andrew W. Howard, Howard Isaacson, Geoffrey W. Marcy, Phillip A. Cargile, Leslie Hebb, Lauren M. Weiss, John Asher Johnson, Timothy D. Morton, Evan Sinukoff, Ian J. M. Crossfield, and Lea A. Hirsch. The California-Kepler Survey. III. A Gap in the Radius Distribution of Small Planets. *The Astronomical Journal*,

154(3):109, August 2017. ISSN 1538-3881. doi: 10.3847/1538-3881/aa80eb. URL <http://arxiv.org/abs/1703.10375>. arXiv: 1703.10375.

Michael Gillon, Emmanuel Jehin, Susan M. Lederer, Laetitia Delrez, Julien de Wit, Artem Burdanov, Valerie Van Grootel, Adam J. Burgasser, Amaury H. M. J. Triaud, Cyrielle Opitom, Brice-Olivier Demory, Devendra K. Sahu, Daniella Bardalez Gagliuffi, Pierre Magain, and Didier Queloz. Temperate Earth-sized planets transiting a nearby ultracool dwarf star. *Nature*, 533(7602):221–224, May 2016. ISSN 0028-0836, 1476-4687. doi: 10.1038/nature17448. URL <http://arxiv.org/abs/1605.07211>. arXiv: 1605.07211.

Michael Gillon, Amaury H. M. J. Triaud, Brice-Olivier Demory, Emmanuel Jehin, Eric Agol, Katherine M. Deck, Susan M. Lederer, Julien de Wit, Artem Burdanov, James G. Ingalls, Emeline Bolmont, Jeremy Leconte, Sean N. Raymond, Franck Selsis, Martin Turbet, Khalid Barkaoui, Adam Burgasser, Matthew R. Burleigh, Sean J. Carey, Aleksander Chaushev, Chris M. Copperwheat, Laetitia Delrez, Catarina S. Fernandes, Daniel L. Holdsworth, Enrico J. Kotze, Valerie Van Grootel, Yaseen Almleaky, Zouhair Benkhaldoun, Pierre Magain, and Didier Queloz. Seven temperate terrestrial planets around the nearby ultracool dwarf star TRAPPIST-1. *Nature*, 542(7642):456–460, February 2017. ISSN 0028-0836, 1476-4687. doi: 10.1038/nature21360. URL <http://arxiv.org/abs/1703.01424>. arXiv: 1703.01424.

D. A. Golimowski, M. Clampin, S. T. Durrance, and R. H. Barkhouser. High-resolution ground-based coronagraphy using image-motion compensation. *Applied Optics*, 31(22):4405–4416, August 1992. ISSN 2155-3165. doi: 10.1364/AO.31.004405. URL <https://www.osapublishing.org/ao/abstract.cfm?uri=ao-31-22-4405>. Publisher: Optical Society of America.

Christiane Helling and Sarah Casewell. Atmospheres of Brown Dwarfs. *The Astronomy and Astrophysics Review*, 22(1):80, October 2014. ISSN 0935-4956, 1432-0754. doi: 10.1007/s00159-014-0080-0. URL <http://arxiv.org/abs/1410.6029>. arXiv: 1410.6029.

Tim-Oliver Husser, Sebastian Wende von Berg, Stefan Dreizler, Derek Homeier, Ansgar Reiners, Travis Barman, and Peter H. Hauschildt. A new extensive library of PHOENIX stellar atmospheres and synthetic spectra. *Astronomy & Astrophysics*, 553:A6, May 2013. ISSN 0004-6361, 1432-0746. doi: 10.1051/0004-6361/201219058. URL <http://arxiv.org/abs/1303.5632>. arXiv: 1303.5632.

- Masato Ishizuka, Takayuki Kotani, Jun Nishikawa, Takashi Kurokawa, Takahiro Mori, Tsukasa Kokubo, and Motohide Tamura. Fiber mode scrambler for the Subaru infrared Doppler instrument (IRD). *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 130 (988):065003, June 2018. ISSN 0004-6280, 1538-3873. doi: 10.1088/1538-3873/aab8d0. URL <http://arxiv.org/abs/1803.08702>. arXiv: 1803.08702.
- Lisa Kaltenegger and Wesley A. Traub. Transits of Earth-like Planets. *The Astrophysical Journal*, 698:519–527, June 2009. ISSN 0004-637X. doi: 10.1088/0004-637X/698/1/519. URL <http://ukads.nottingham.ac.uk/abs/2009ApJ...698..519K>.
- Ravi Kumar Kopparapu, Ramses Ramirez, James F. Kasting, Vincent Eymet, Tyler D. Robinson, Suvrath Mahadevan, Ryan C. Terrien, Shawn Domagal-Goldman, Victoria Meadows, and Rohit Deshpande. HABITABLE ZONES AROUND MAIN-SEQUENCE STARS: NEW ESTIMATES. *The Astrophysical Journal*, 765(2):131, February 2013. ISSN 0004-637X. doi: 10.1088/0004-637X/765/2/131. URL <https://doi.org/10.1088/2F0004-637x%2F765%2F2%2F131>. Publisher: IOP Publishing.
- A.-M. Lagrange, D. Gratadour, G. Chauvin, T. Fusco, D. Ehrenreich, D. Mouillet, G. Rousset, D. Rouan, F. Allard, E. Gendron, J. Charton, L. Mugnier, P. Rabou, J. Montri, and F. Lacombe. A probable giant planet imaged in the Beta Pictoris disk. *Astronomy & Astrophysics*, 493(2):L21–L25, January 2009. ISSN 0004-6361, 1432-0746. doi: 10.1051/0004-6361:200811325. URL <http://arxiv.org/abs/0811.3583>. arXiv: 0811.3583.
- C. Marois, B. Macintosh, T. Barman, B. Zuckerman, I. Song, J. Patience, D. Lafreniere, and R. Doyon. Direct Imaging of Multiple Planets Orbiting the Star HR 8799. *Science*, 322(5906):1348–1352, November 2008. ISSN 0036-8075, 1095-9203. doi: 10.1126/science.1166585. URL <http://arxiv.org/abs/0811.2606>. arXiv: 0811.2606.
- Michel Mayor and Didier Queloz. A Jupiter-mass companion to a solar-type star. *Nature*, 378 (6555):355–359, November 1995. ISSN 1476-4687. doi: 10.1038/378355a0. URL <https://www.nature.com/articles/378355a0>.
- Christoph Mordasini. Planetary evolution with atmospheric photoevaporation I. Analytical derivation and numerical study of the evaporation valley and transition from super-Earths to sub-Neptunes. February 2020. doi: 10.1051/0004-6361/201935541. URL <https://arxiv.org/abs/2002.02455v1>.

- Philip S. Muirhead, Jerry Edelstein, David J. Erskine, Jason T. Wright, Matthew W. Muterspaugh, Kevin R. Covey, Edward H. Wishnow, Katherine Hamren, Phillip Anderson, David Kimber, Tony Mercer, Samuel P. Halverson, Andrew Vanderburg, Daniel Mondo, Agnieszka Czeszumska, and James P. Lloyd. Precise Stellar Radial Velocities of an M Dwarf with a Michelson Interferometer and a Medium-resolution Near-infrared Spectrograph. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 123 (904):709–724, June 2011. ISSN 00046280, 15383873. doi: 10.1086/660802. URL <http://arxiv.org/abs/1103.0004>. arXiv: 1103.0004.
- Nasa Exoplanet Archive. Pre-generated Exoplanet Plots, 2020. URL <https://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu/exoplanetplots/>.
- James E. Owen and Yanqin Wu. Kepler planets: a tale of evaporation. *The Astrophysical Journal*, 775(2):105, September 2013. ISSN 0004-637X, 1538-4357. doi: 10.1088/0004-637X/775/2/105. URL <http://arxiv.org/abs/1303.3899>. arXiv: 1303.3899.
- V. M. Passegger, A. Reiners, S. V. Jeffers, S. Wende-von Berg, P. Schoefer, J. A. Caballero, A. Schweitzer, P. J. Amado, V. J. S. Bejar, M. Cortes-Contreras, A. P. Hatzes, M. Kuerster, D. Montes, S. Pedraz, A. Quirrenbach, I. Ribas, and W. Seifert. The CARMENES search for exoplanets around M dwarfs - Photospheric parameters of target stars from high-resolution spectroscopy. *ArXiv e-prints*, 1802:arXiv:1802.02946, February 2018. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/2018arXiv180202946P>.
- V. M. Passegger, A. Schweitzer, D. Shulyak, E. Nagel, P. H. Hauschildt, A. Reiners, P. J. Amado, J. A. Caballero, M. Cortés-Contreras, A. J. Domínguez-Fernández, A. Quirrenbach, I. Ribas, M. Azzaro, G. Anglada-Escudé, F. F. Bauer, V. J. S. Béjar, S. Dreizler, E. W. Guenther, T. Henning, S. V. Jeffers, A. Kaminski, M. Kürster, M. Lafarga, E. L. Martín, D. Montes, J. C. Morales, J. H. M. M. Schmitt, and M. Zechmeister. The CARMENES search for exoplanets around M dwarfs – Photospheric parameters of target stars from high-resolution spectroscopy. II. Simultaneous multiwavelength range modeling of activity insensitive lines. *Astronomy & Astrophysics*, 627: A161, July 2019. ISSN 0004-6361, 1432-0746. doi: 10.1051/0004-6361/201935679. URL <http://arxiv.org/abs/1907.00807>. arXiv: 1907.00807.
- A. Patruno and M. Kama. Neutron Star Planets: Atmospheric processes and habitability. *Astronomy & Astrophysics*, 608:A147, December 2017. ISSN 0004-6361, 1432-0746.



doi: 10.1051/0004-6361/201731102. URL <http://arxiv.org/abs/1705.07688>. arXiv: 1705.07688.

F. Pepe, M. Mayor, F. Galland, D. Naef, D. Queloz, N. C. Santos, S. Udry, and M. Burnet. The CORALIE survey for southern extra-solar planets VII. Two short-period Saturnian companions to HD108147 and HD168746. *Astronomy & Astrophysics*, 388(2):632–638, June 2002. ISSN 0004-6361, 1432-0746. doi: 10.1051/0004-6361:20020433. URL <http://arxiv.org/abs/astro-ph/0202457>. arXiv: astro-ph/0202457.

S. Perruchot, F. Bouchy, B. Chazelas, R. F. Diaz, G. Hébrard, K. Arnaud, L. Arnold, G. Avila, X. Delfosse, I. Boisse, G. Moreaux, F. Pepe Y. Richaud, A. Santerne, R. Sottile, and D. Tezier. Higher-precision radial velocity measurements with the SOPHIE spectrograph using octagonal-section fibers. *arXiv:1110.2256 [astro-ph]*, page 815115, September 2011. doi: 10.1117/12.892466. URL <http://arxiv.org/abs/1110.2256>. arXiv: 1110.2256.

Michael Perryman. *The Exoplanet Handbook*. Cambridge University Press, 2014.

Michael Perryman. *The Exoplanet Handbook*. Cambridge University Press, 2018.

A. Reiners, M. Zechmeister, J. A. Caballero, I. Ribas, J. C. Morales, S. V. Jeffers, P. Schöfer, L. Tal-Or, A. Quirrenbach, P. J. Amado, A. Kaminski, W. Seifert, M. Abril, J. Aceituno, F. J. Alonso-Floriano, M. Ammler-von Eiff, R. Antona, G. Anglada-Escudé, H. Anwand-Heerwart, B. Arroyo-Torres, M. Azzaro, D. Baroch, D. Barrado, F. F. Bauer, S. Becerril, V. J. S. Béjar, D. Benítez, Z. M. Berdiñas, G. Bergond, M. Blümcke, M. Brinkmüller, C. del Burgo, J. Cano, M. C. Cárdenas Vázquez, E. Casal, C. Cifuentes, A. Claret, J. Colomé, M. Cortés-Contreras, S. Czesla, E. Díez-Alonso, S. Dreizler, C. Feiz, M. Fernández, I. M. Ferro, B. Fuhrmeister, D. Galadí-Enríquez, A. Garcia-Piquer, M. L. García Vargas, L. Gesa, V. Gómez, Galera, J. I. González Hernández, R. González-Peinado, U. Grözing, S. Grohnert, J. Guàrdia, E. W. Guenther, A. Guijarro, E. de Guindos, J. Gutiérrez-Soto, H.-J. Hagen, A. P. Hatzes, P. H. Hauschildt, R. P. Hedrosa, J. Hellmich, Th Henning, I. Hermelo, R. Hernández Arabí, L. Hernández Castaño, F. Hernández Hernando, E. Herrero, A. Huber, P. Huke, E. Johnson, E. de Juan, M. Kim, R. Klein, J. Klüter, A. Klutsch, M. Kürster, M. Lafarga, A. Lamert, M. Lampón, L. M. Lara, W. Laun, U. Lemke, R. Lenzen, R. Launhardt, M. López del Fresno, J. López-González,

M. López-Puertas, J. F. López Salas, J. López-Santiago, R. Luque, H. Magán Madinabeitia, U. Mall, L. Mancini, H. Mandel, E. Marfil, J. A. Marín Molina, D. Maroto, Fernández, E. L. Martín, S. Martín-Ruiz, C. J. Marvin, R. J. Mathar, E. Mirabet, D. Montes, M. E. Moreno-Raya, A. Moya, R. Mundt, E. Nagel, V. Naranjo, L. Nortmann, G. Nowak, A. Ofir, R. Oreiro, E. Pallé, J. Panduro, J. Pascual, V. M. Passegger, A. Pavlov, S. Pedraz, A. Pérez-Calpena, D. Pérez Medialdea, M. Perger, M. A. C. Perryman, M. Pluto, O. Rabaza, A. Ramón, R. Rebolo, P. Redondo, S. Reffert, S. Reinhard, P. Rhode, H.-W. Rix, F. Rodler, E. Rodríguez, C. Rodríguez-López, A. Rodríguez Trinidad, R.-R. Rohloff, A. Rosich, S. Sadegi, E. Sánchez-Blanco, M. A. Sánchez Carrasco, A. Sánchez-López, J. Sanz-Forcada, P. Sarkis, L. F. Sarmiento, S. Schäfer, J. H. M. M. Schmitt, J. Schiller, A. Schweitzer, E. Solano, O. Stahl, J. B. P. Strachan, J. Stürmer, J. C. Suárez, H. M. Taberner, M. Tala, T. Trifonov, S. M. Tulloch, R. G. Ulbrich, G. Veredas, J. I. Vico Linares, F. Vilardell, K. Wagner, J. Winkler, V. Wolthoff, W. Xu, F. Yan, and M. R. Zapatero Osorio. The CARMENES search for exoplanets around M dwarfs: High-resolution optical and near-infrared spectroscopy of 324 survey stars. *Astronomy & Astrophysics*, 612:A49, April 2018. ISSN 0004-6361, 1432-0746. doi: 10.1051/0004-6361/201732054. URL <http://arxiv.org/abs/1711.06576>. arXiv: 1711.06576.

George R. Ricker, Joshua N. Winn, Roland Vanderspek, David W. Latham, Gaspar A. Bakos, Jacob L. Bean, Zachory K. Berta-Thompson, Timothy M. Brown, Lars Buchhave, Nathaniel R. Butler, R. Paul Butler, William J. Chaplin, David Charbonneau, Jorgen Christensen-Dalsgaard, Mark Clampin, Drake Deming, John Doty, Nathan De Lee, Courtney Dressing, E. W. Dunham, Michael Endl, Francois Fressin, Jian Ge, Thomas Henning, Matthew J. Holman, Andrew W. Howard, Shigeru Ida, Jon Jenkins, Garrett Jernigan, John Asher Johnson, Lisa Kaltenegger, Nobuyuki Kawai, Hans Kjeldsen, Gregory Laughlin, Alan M. Levine, Douglas Lin, Jack J. Lissauer, Phillip MacQueen, Geoffrey Marcy, P. R. McCullough, Timothy D. Morton, Norio Narita, Martin Paegert, Enric Palle, Francesco Pepe, Joshua Pepper, Andreas Quirrenbach, S. A. Rinehart, Dimitar Sasselov, Bun’ei Sato, Sara Seager, Alessandro Sozzetti, Keivan G. Stassun, Peter Sullivan, Andrew Szentgyorgyi, Guillermo Torres, Stephane Udry, and Joel Villaseñor. The Transiting Exoplanet Survey Satellite. June 2014. doi: 10.1117/1.JATIS.1.1.014003. URL <https://arxiv.org/abs/1406.0151v3>.

- Paul Robertson, Suvrath Mahadevan, Michael Endl, and Arpita Roy. Stellar Activity Masquerading as Planets in the Habitable Zone of the M dwarf Gliese 581. *Science*, 345(6195): 440–444, July 2014. ISSN 0036-8075, 1095-9203. doi: 10.1126/science.1253253. URL <http://arxiv.org/abs/1407.1049>. arXiv: 1407.1049.
- Edward W. Schwieterman, Christopher T. Reinhard, Stephanie L. Olson, Chester E. Harman, and Timothy W. Lyons. A Limited Habitable Zone for Complex Life. *The Astrophysical Journal*, 878(1):19, June 2019. ISSN 1538-4357. doi: 10.3847/1538-4357/ab1d52. URL <http://arxiv.org/abs/1902.04720>. arXiv: 1902.04720.
- Jonathon Shlens. A Tutorial on Principal Component Analysis. April 2014. URL <https://arxiv.org/abs/1404.1100v1>.
- S. M. Simkin. Distortion of Galaxy Radial Velocity Measurements by the Night Sky Spectrum. *Astronomy and Astrophysics*, 55:369, March 1977. ISSN 0004-6361. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1977A%26A...55..369S>.
- A. Smette, H. Sana, S. Noll, H. Horst, W. Kausch, S. Kimeswenger, M. Barden, C. Szyszka, A. M. Jones, A. Gallenne, J. Vinther, P. Ballester, and J. Taylor. Molecfit: A general tool for telluric absorption correction. I. Method and application to ESO instruments. *Astronomy & Astrophysics*, 576:A77, April 2015. ISSN 0004-6361, 1432-0746. doi: 10.1051/0004-6361/201423932. URL <http://arxiv.org/abs/1501.07239>. arXiv: 1501.07239.
- Gudmundur Stefansson, Frederick Hearty, Paul Robertson, Suvrath Mahadevan, Tyler Anderson, Eric Levi, Chad Bender, Matthew Nelson, Andrew Monson, Basil Blank, Samuel Halverson, Chuck Henderson, Lawrence Ramsey, Arpita Roy, Christian Schwab, and Ryan Terrien. A Versatile Technique to Enable sub-milli-Kelvin Instrument Stability for Precise Radial Velocity Measurements: Tests with the Habitable-zone Planet Finder. *The Astrophysical Journal*, 833(2):175, December 2016. ISSN 1538-4357. doi: 10.3847/1538-4357/833/2/175. URL <http://arxiv.org/abs/1610.06216>. arXiv: 1610.06216.
- O. Struve. Proposal for a project of high-precision stellar radial velocity work. *The Observatory*, 72:199–200, October 1952. ISSN 0029-7704. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1952Obs....72..199S>.
- Alex Teachey and David M. Kipping. Evidence for a large exomoon orbiting Kepler-1625b. *Science Advances*, 4(10):eaav1784, October 2018. ISSN 2375-2548. doi: 10.1126/sciadv.aav1784. URL <http://advances.sciencemag.org/content/4/10/eaav1784>.

- J. Tonry and M. Davis. A survey of galaxy redshifts. I - Data reduction techniques. *The Astronomical Journal*, 84:1511–1525, October 1979. doi: 10.1086/112569. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1979AJ.....84.1511T>.
- William D. Vacca, Michael C. Cushing, and John T. Rayner. A Method of Correcting Near-Infrared Spectra for Telluric Absorption. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 115(805):389–409, March 2003. ISSN 0004-6280, 1538-3873. doi: 10.1086/346193. URL <http://arxiv.org/abs/astro-ph/0211255>. arXiv: astro-ph/0211255.
- Andrew Vanderburg, Peter Plavchan, John Asher Johnson, David R. Ciardi, Jonathan Swift, and Stephen R. Kane. Radial Velocity Planet Detection Biases at the Stellar Rotational Period. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 459(4):3565–3573, July 2016. ISSN 0035-8711, 1365-2966. doi: 10.1093/mnras/stw863. URL <http://arxiv.org/abs/1604.03143>. arXiv: 1604.03143.
- A. A. Vidotto, M. Jardine, J. Morin, J.-F. Donati, P. Lang, and A. J. B. Russell. Effects of M dwarf magnetic fields on potentially habitable planets. *Astronomy & Astrophysics*, 557:A67, September 2013. ISSN 0004-6361, 1432-0746. doi: 10.1051/0004-6361/201321504. URL <http://arxiv.org/abs/1306.4789>. arXiv: 1306.4789.
- François Wildi, Francesco Pepe, Bruno Chazelas, Gaspare Lo Curto, and Ch. Lovis. A Fabry-Perot calibrator of the HARPS radial velocity spectrograph: performance report. page 77354X, San Diego, California, USA, July 2010. doi: 10.1117/12.857951. URL <http://proceedings.spiedigitallibrary.org/proceeding.aspx?doi=10.1117/12.857951>.
- A. Wolszczan and D. A. Frail. A planetary system around the millisecond pulsar PSR1257 + 12. *Nature*, 355(6356):145–147, January 1992. ISSN 1476-4687. doi: 10.1038/355145a0. URL <https://www.nature.com/articles/355145a0>.
- Alexander Wolszczan. Confirmation of Earth-Mass Planets Orbiting the Millisecond Pulsar PSR B1257 + 12. *Science*, 264(5158):538–542, April 1994. ISSN 0036-8075, 1095-9203. doi: 10.1126/science.264.5158.538. URL <https://science.sciencemag.org/content/264/5158/538>. Publisher: American Association for the Advancement of Science Section: Research Articles.
- J. T. Wright and A. W. Howard. Efficient fitting of multiplanet Keplerian models to radial velocity and astrometry data. April 2009. doi: 10.1088/0067-0049/182/1/205. URL <https://arxiv.org/abs/0904.3725v2>.

- M. Zechmeister, A. Reiners, P. J. Amado, M. Azzaro, F. F. Bauer, V. J. S. Béjar, J. A. Caballero, E. W. Guenther, H.-J. Hagen, S. V. Jeffers, A. Kaminski, M. Kürster, R. Launhardt, D. Montes, J. C. Morales, A. Quirrenbach, S. Reffert, I. Ribas, W. Seifert, L. Tal-Or, and V. Wothhoff. Spectrum radial velocity analyser (SERVAL). High-precision radial velocities and two alternative spectral indicators. *Astronomy & Astrophysics*, 609:A12, January 2018. ISSN 0004-6361, 1432-0746. doi: 10.1051/0004-6361/201731483. URL <http://arxiv.org/abs/1710.10114>. arXiv: 1710.10114.
- Li Zeng, Stein B. Jacobsen, Dimitar D. Sasselov, Michail I. Petaev, Andrew Vanderburg, Mercedes Lopez-Morales, Juan Perez-Mercader, Thomas R. Mattsson, Gongjie Li, Matthew Z. Heising, Aldo S. Bonomo, Mario Damasso, Travis A. Berger, Hao Cao, Amit Levi, and Robin D. Wordsworth. Growth Model Interpretation of Planet Size Distribution. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, page 201812905, April 2019. ISSN 0027-8424, 1091-6490. doi: 10.1073/pnas.1812905116. URL <http://arxiv.org/abs/1906.04253>. arXiv: 1906.04253.
- J. Zverko, J. Žižňovský, Z. Mikulášek, and I. Kh. Iliev. Radial velocity determination by CCF using a synthetic spectrum as the template and detecting component spectra in SB1 binaries. *Contributions of the Astronomical Observatory Skalnaté Pleso*, 37:49–62, February 2007. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/2007CoSka...37...49Z>.



