



HAL
open science

Détection et caractérisation des atmosphères exoplanétaires par couplage de l'imagerie directe et de la spectroscopie à moyenne ou haute résolution spectrale

Alexis Bidot

► **To cite this version:**

Alexis Bidot. Détection et caractérisation des atmosphères exoplanétaires par couplage de l'imagerie directe et de la spectroscopie à moyenne ou haute résolution spectrale. Astrophysique [astro-ph]. Université Grenoble Alpes [2020-..], 2023. Français. NNT : 2023GRALY067 . tel-04536605

HAL Id: tel-04536605

<https://theses.hal.science/tel-04536605v1>

Submitted on 8 Apr 2024

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

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

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

École doctorale : PHYS - Physique

Spécialité : Astrophysique et Milieux Dilués

Unité de recherche : Institut de Planetologie et d'Astrophysique de Grenoble

Détection et caractérisation des atmosphères exoplanétaires par couplage de l'imagerie directe et de la spectroscopie à moyenne ou haute résolution spectrale

Detection and characterization of exoplanetary atmospheres by coupling direct imaging and medium to high-resolution spectroscopy

Présentée par :

Alexis BIDOT

Direction de thèse :

David MOUILLET

ASTRONOME, UNIVERSITE GRENOBLE ALPES

Directeur de thèse

Alexis CARLOTTI

ASTRONOME ADJOINT, Université Grenoble Alpes

Co-encadrant de thèse

Rapporteurs :

ANTHONY BOCCALETTI

DIRECTEUR DE RECHERCHE, CNRS ILE-DE-FRANCE MEUDON

LAURENT PUEYO

ASTRONOME ADJOINT, SPACE TELESCOPE SCIENCE INSTITUTE

Thèse soutenue publiquement le **2 novembre 2023**, devant le jury composé de :

GAEL CHAUVIN

DIRECTEUR DE RECHERCHE, CNRS DELEGATION COTE D'AZUR

Examineur

ANTHONY BOCCALETTI

DIRECTEUR DE RECHERCHE, CNRS ILE-DE-FRANCE MEUDON

Rapporteur

LAURENT PUEYO

ASTRONOME ADJOINT, SPACE TELESCOPE SCIENCE INSTITUTE

Rapporteur

ELODIE CHOQUET

ASTRONOME ADJOINTE, AIX-MARSEILLE UNIVERSITE

Examinatrice

OLIVIER FLASSEUR

CHARGE DE RECHERCHE, CNRS DELEGATION RHONE AUVERGNE

Examineur

JEAN-PHILIPPE BERGER

ASTRONOME, UNIVERSITE GRENOBLE ALPES

Président



*À mes parents,
à ma grand-mère,*

Résumé

La moyenne ou haute résolution spectrale a un intérêt scientifique fort pour caractériser la composition des atmosphères planétaires et s'avère nécessaire à la recherche de bio-signatures. Des techniques de couplage entre la spectroscopie et les instruments d'imagerie directe émergent pour répondre à ces besoins. Ces nouveaux instruments peuvent également s'avérer utiles pour faciliter les détections et dépasser les limites actuelles de l'imagerie haut-contraste. Une nouvelle technique de détection et de caractérisation dédiée a été élaborée en 2017 sous le nom de molecular mapping.

C'est dans ce cadre de recherche que s'est déroulée ma thèse. Dans un premier temps, j'ai estimé les niveaux de détection du bras haut-contraste sur le futur instrument ELT/HARMONI. Ces estimations ont abouti au développement d'une méthode analytique générale pour prédire les niveaux de détection d'instruments mêlant haut-contraste et haute résolution spectrale. J'ai mis en place un code python, FastCurves, permettant d'appliquer cette méthode par la suite à d'autres instruments, comme notamment pour ERIS/SPIFFIER et SPHERE+/MedRES. Cette étude a permis de montrer l'intérêt d'équiper SPHERE d'un spectrographe de champ à moyenne résolution spectrale. Dans le cas d'ERIS/SPIFFIER, j'ai montré que les calibrations et les performances de réduction de données de l'instrument n'étaient pas encore assez perfectionnées pour permettre de détecter efficacement des planètes à courte séparation. Les données prises lors du programme de vérification de l'instrument m'ont tout de même permis de redétecter une planète, 2M0437 b, récemment découverte. Cette détection permet également de discuter de l'efficacité et des dépendances de cette nouvelle méthode de détection. Ces dernières limitations m'ont amené à discuter d'autres méthodes de détection utilisant également la diversité spectrale des données.

Dans un second temps, je présente mes travaux sur le développement à l'IPAG d'un spectromètre optimisé pour la caractérisation d'exoplanètes à haute résolution spectrale ($R=80000$). J'ai travaillé sur la mise au point de procédures d'alignement et de calibration pour valider le fonctionnement du spectromètre. J'ai ensuite développé une routine d'extraction du signal pour extraire le spectre à haute résolution des objets observés. L'instrument a été validé en conditions réelles en le couplant au télescope de Hale du Mont Palomar en mars 2022. Depuis, le spectromètre VIPA entre dans une nouvelle phase d'amélioration pour la préparation de futures missions sur ciel plus ambitieuses à l'horizon 2024.

Abstract

Medium or high spectral resolution is highly significant for characterizing the composition of planetary atmospheres, and is essential for the search for bio-signatures. Coupling techniques between spectroscopy and direct imaging instruments are emerging to meet these needs. These new instruments may also prove useful in facilitating detection and overcoming the current limitations of high-contrast imaging. A new dedicated detection technique was developed in 2017 known as molecular mapping.

It is within this research framework that my thesis took place. Initially, I estimated the detection levels of the high-contrast arm on the future ELT/HARMONI instrument. These estimates led to the development of a general analytical method for predicting the detection levels of instruments combining high-contrast and high spectral resolution. I implemented a python code, FastCurves, enabling this method to be applied subsequently to other instruments, such as ERIS/SPIFFIER and SPHERE+/MedRES. This study demonstrated the benefits of equipping SPHERE with a medium spectral resolution field spectrograph. In the case of ERIS/SPIFFIER, I showed that the instrument's calibrations and data reduction performance were not yet sufficiently advanced to enable the effective detection of short-separation planets. Nevertheless, the data taken during the instrument's verification program enabled me to redetect a recently discovered planet, 2M0437 b. This detection also allows me to discuss the efficiency and dependencies of this new detection method. These latter limitations led me to discuss other detection methods that also make use of the spectral diversity of the data.

Secondly, I present my work on the development at IPAG of a spectrometer optimized for characterizing exoplanets at high spectral resolution ($R=80000$). I worked on the development of alignment and calibration procedures to validate the spectrometer's operation. I then developed a signal extraction routine to extract the high-resolution spectrum of observed objects. The instrument was validated in real-life conditions by coupling it to the Hale telescope on Mount Palomar in March 2022. Since then, the VIPA spectrometer has entered a new phase of improvement in preparation for more ambitious future sky missions in 2024.

Remerciements

J'ai toujours été passionné par l'astrophysique mais je dois bien reconnaître que je m'y suis retrouvé un peu par hasard car mon parcours ne s'y prêtait pas totalement. Je me dois donc de remercier chaleureusement Julien Rameau pour m'avoir proposé un stage de M2 à l'IPAG, sur un sujet aussi excitant et passionnant que celui de la détection d'exoplanètes.

Je tiens sincèrement à remercier David Mouillet et Alexis Carlotti de m'avoir fait confiance pour appréhender ce sujet. Je retiendrai leur regard critique et leur bienveillance qui m'ont permis d'aller toujours plus loin dans mes résultats, et de m'ouvrir à de nouvelles opportunités. Merci pour tous ces "pépins de citron écrasés" ensemble.

Je remercie vivement l'ensemble de l'équipe EXACT pour leur accueil et plus particulièrement Alain Delboulbé, Laurent Jocou, Stéphane Curaba et Jean-Jacques Correia pour leur disponibilité sur le VIPA, leur bonne humeur ainsi que pour les souvenirs mémorables de la mission à Palomar (Qui aurait pu prédire qu'il y avait des pumas là-bas ?!).

Un grand merci également aux nombreuses personnes ayant rendu cette campagne d'observation possible. Je pense particulièrement à l'université de Montréal et à Philippe Vallée pour le prêt d'un détecteur H2RG, et pour les nombreux conseils et aides qu'ils nous ont apportés pour son intégration et son utilisation. Je n'oublie pas Dimitri Mawet et le reste de l'équipe de Caltech qui nous ont facilité l'installation du VIPA à Palomar. Enfin, je remercie les membres de l'équipe de l'observatoire ainsi que Gautam Vasischt à qui nous devons une grande partie du succès de cette campagne d'observation.

Je remercie aussi tous les collègues ayant de près ou de loin contribué à mon épanouissement dans cette aventure de 3 ans. Je suis reconnaissant envers Mickaël Bonnefoy pour m'avoir offert la possibilité de travailler sur des données ERIS, Mamadou N'Diaye et Raffaele Gratton pour m'avoir inclus dans leur groupe de travail sur SPHERE+, Jean-Baptiste Lebouquin et Nicolas Pourré qui m'ont permis de m'épanouir sur des thématiques interférométriques avec GRAVITY, et Mathilde Mâlin pour tous les échanges sur MIRI alors que sa soutenance approchait à grands pas. Je remercie aussi grandement Steven Martos, dont j'ai eu la chance de co-encadrer le stage de M2 à la fin de ma thèse. Ce fut un réel plaisir de travailler avec lui et le fait qu'il ait décidé de prendre la « suite » de ma thèse m'honore. Merci à Lucie Leboulleux d'avoir été un support moral constant et infaillible pour moi, mais je pense que je peux parler au nom de beaucoup d'autres doctorants, depuis son arrivée à l'IPAG.

Je remercie Laurent Pueyo et Anthony Boccaletti d'avoir accepté et assuré le rôle de rapporteurs de ce manuscrit ainsi que l'ensemble du jury, à savoir : Elodie Choquet, Jean-Philippe Berger et Olivier Flasseur. Je les remercie pour toutes leurs questions et discussions à l'issue de ma soutenance qui renforcent encore mon intérêt pour le sujet.

Parce qu'il y a aussi une vie en parallèle à la thèse, je remercie du fond du cœur tous mes amis qui ont su me soutenir et me faire rire (surtout pendant cette période de rédaction). Je pense forcément à toutes ces soirées blindtest avec Marion, Charles, Thomas B, Aimé et Killian, et toutes les soirées "jeu des bombes" avec Cycy et Momo. Je pense aussi à tous mes amis de longue date Antoine P (et Axelle et Maïma), LX, Maxime, Florian, Grégoire, Clément, Valentin, Nicole, Amandine et Marie qui ont toujours fait preuve d'une amitié rare et fidèle et encore plus durant ces 3 dernières années. Je ne pourrais pas terminer ces remerciements sans une pensée particulière pour Adrien, mon "co-thésard",

sans qui la vie de doctorant aurait été beaucoup moins drôle. Parmi toutes les activités qu'il m'a fait découvrir, je retiendrai mon initiation au baseball, sport que je n'aurais sûrement jamais pratiqué sans lui ! Merci également à mes amis d'école d'ingénieur Antoine Z., Antoine H. (et d'autres Antoine que j'ai sûrement dû oublier), JB et Julia pour toutes ces soirées Shadow Hunter où on se racontait nos galères de doctorant en se tapant dessus joyeusement. Je voudrais remercier aussi mon grand ami de Phelma, Thomas (le) S., pour avoir partagé avec moi ses passions (le vélo, le voyage et la photo) mais surtout pour son don à écrire les rapports et pour m'avoir trouvé la quasi entièreté de mes stages. Voilà où j'en suis maintenant !

Pour terminer, je remercie ma famille qui m'a toujours donné les moyens de réussir. Je suis reconnaissant envers ma grand-mère d'être restée à mes côtés au cours des nuits d'observation avec mon premier télescope au fond de son jardin. Je remercie particulièrement mes parents pour toujours avoir réussi à éveiller ma curiosité, pour toutes nos passions communes et pour toujours avoir trouvé les mots justes. Merci à ma (belle) famille : belle-maman, beau-papa, Ambroise, Gaby, Aimé et Colombine pour tous ces joyeux moments partagés ensemble qui me font me sentir moins fils unique. Enfin, je remercie ma compagne, Daphnée, pour avoir supporté mes sautes d'humeur pendant la rédaction, pour avoir enduré mes schémas explicatifs à répétitions et enfin pour m'avoir apporté beaucoup de bonheur pendant ces 3 années.

Table des matières

1	Introduction	15
1.1	Intérêts et enjeux des découvertes d'exoplanètes	15
1.2	Scénarios de formation	15
1.2.1	Scénarios de formation et d'évolution des systèmes planétaires	15
1.2.2	Modèles de population	18
1.2.3	Vers la caractérisation fine des exoplanètes	19
1.3	Les principales méthodes de détection et de caractérisation d'exoplanètes et leurs limitations	20
1.3.1	Les détections indirectes	20
1.3.2	Les détections directes	23
1.4	Design des instruments pour l'imagerie à haut contraste	24
1.4.1	L'optique adaptative	24
1.4.2	Le rôle du coronographe	26
1.4.3	Enjeux et performances des algorithmes de post-processing associés	27
1.4.4	Performances actuelles de l'imagerie directe	31
1.5	Évolution et futurs instruments pour l'imagerie à haut contraste	32
1.6	Implication personnelle	34
2	Molecular Mapping	36
2.1	Introduction au molecular mapping	36
2.2	Approche proposée : Article	39
2.3	Remarques approfondies sur le molecular mapping	59
2.3.1	Les quantités d'intérêts du molecular mapping	59
2.3.2	Auto-soustraction du spectre planétaire	60
2.3.3	Discussion sur le pré-processing	62
2.3.4	Caractérisation avec le molecular mapping	63
2.4	Présentation de FastCurves	65
3	Application à ELT/HARMONI et à divers instruments	67
3.1	Performances d'HARMONI pour le haut contraste	67
3.2	Comparaison de SPHERE+/MedRES et de ERIS/SPIFFIER	70
3.2.1	Performances de SAXO+	72
3.2.2	Performances du coronographe	74
3.2.3	Choix du détecteur	75
3.2.4	Estimation des performances du molecular mapping avec MedRES	76
3.2.5	Comparaison MedRES/SPIFFIER	77
3.3	Comparaison entre l'imagerie directe et l'interférométrie au VLT pour la détection d'exoplanètes	77
3.3.1	Intérêts pour la détection par interférométrie	77
3.3.2	Perspectives et performances d'ExoGRAVITY	83

3.4	Conclusion	84
4	Exploitation de données sur ciel avec le molecular mapping	85
4.1	Enjeux de l'étude sur des données ciel	85
4.2	Présentation des données	86
4.3	Comparaison des performances effectives et des prédictions de FastCurves	88
4.3.1	Caractérisation de l'instrument	88
4.3.2	Détection avec le molecular mapping	89
4.4	Perspectives d'application du molecular mapping sur les premières données JWST/MIRI	97
4.5	Conclusion	105
5	Vers une approche de détection non supervisée ?	107
5.1	Démélange spectral	108
5.1.1	Fonctionnement du démélange spectral	108
5.1.2	Performances de détection obtenues	108
5.2	Pertinence du scénario de mélange spectral ?	109
5.3	Recherche aveugle des spectres planétaires	110
5.4	Évaluation des cartes d'abondances	113
5.4.1	Optimisation du nombre de endmembers	113
5.4.2	Interprétation des cartes d'abondances	114
5.5	Conclusion	116
6	High Dispersion Coronagraphy	117
6.1	Nouveaux designs de spectrographes : le VIPA	117
6.1.1	Principe et avantages de la Haute Dispersion Coronographique	117
6.1.2	Fonctionnement et expérimentations du VIPA	121
6.2	Mise en fonctionnement du VIPA	125
6.2.1	Optimisation de l'injection de la lumière dans le composant VIPA	125
6.2.2	Étalonnage du VIPA	125
6.2.3	Premiers résultats et validations de l'instrument en laboratoire	129
6.3	Test sur ciel à l'observatoire du Mont Palomar	132
6.3.1	Intérêt des observations au Mont Palomar	132
6.4	Leçons retenues et perspectives	137
7	Perspectives et conclusion	139
	Bibliographie	141
	Liste des publications	149
A	Annexe : Article VIPA	150

Table des figures

1.1	Diagramme masse-séparation des exoplanètes détectées	16
1.2	Fragmentation du disque protoplanétaire	17
1.3	Migration d'une exoplanète vers l'intérieur	17
1.4	Population synthétique d'exoplanètes	19
1.5	Évolution du rapport [C/O]	20
1.6	Principe de détection de la méthode des vitesses radiales	21
1.7	Principe de détection de la méthode des transits	22
1.8	Luminosité pour différents types de planètes	23
1.9	Schéma d'un système l'optique adaptative	25
1.10	Restauration de la résolution angulaire grâce à l'optique adaptative	25
1.11	Fonctionnement d'un coronographe	27
1.12	Étapes clés de l'imagerie directe	28
1.13	Fonctionnement de l'ADI	29
1.14	Dilatation radiale du halo de l'étoile et des speckles	30
1.15	Détection de GJ 758 b avec le SDI	30
1.16	Disque de débris observé après PDI	31
1.17	Performances des instruments haut-contraste	32
1.18	Principe de fonctionnement de la Self Coherent Camera	33
2.1	Fusion du haut-contraste et de la haute dispersion spectroscopique	37
2.2	Détection de molécules de CO et H_2O dans l'atmosphère de β Pic b	38
2.3	Modulations des speckles dans la dimension spectrale	60
2.4	Auto-soustraction du signal planétaire avec le molecular mapping	61
2.5	Auto-soustraction en fonction de la vitesse orbitale de la planète et de la résolution spectrale de l'instrument	61
2.6	Comparaison des méthodes de pré-processing du molecular mapping	63
2.7	Spectres d'objets de type M, L, T et Y	63
2.8	Inter-corrélations pour plusieurs modèles de spectres planétaires	64
2.9	Inter-corrélations pour les modèles de spectres planétaires et différentes résolutions	65
3.1	Courbes de contrastes ADI du bras haut-contraste d'HARMONI	68
3.2	Présentation du banc haut-contraste d'HARMONI	69
3.3	Performances de détection attendues pour SPHERE+	71
3.4	Magnitudes en bande R_p des étoiles cibles de SPHERE+	71
3.5	Estimation de la PSF coronographique de SPHERE+	73
3.6	Gain en détection offert par SAXO+	74
3.7	Gain en détection avec l'utilisation d'un coronographe sur SPHERE+	75
3.8	Choix du détecteur pour SPHERE+/MedRES	76
3.9	Comparaison des performances du molecular mapping pour MedRES et SPIFFIER	77

3.10	Modules des transformées de Fourier des porteuses du signal planétaire pour deux séparations angulaires et du polynôme d'ordre 4	79
3.11	Plan U-V des lignes de bases interférométriques projetées sur le ciel pour un cas d'observation	80
3.12	Auto-soustraction du signal planétaire avec ExoGRAVITY	80
3.13	Comparaison de performances entre GRAVITY et GRAVITY+	81
3.14	Courbes de contrastes ExoGRAVITY estimées analytiquement et par injection de fausses planètes	82
3.15	Courbes de contrastes prédites analytiquement pour ExoGRAVITY avec différentes magnitudes d'étoile	83
4.1	Détection par imagerie directe de 2M0437 b au télescope de Subaru	86
4.2	Image brute du détecteur d'ERIS/SPIFFIER	87
4.3	Reconstruction du cube spectral d'ERIS/SPIFFIER	87
4.4	Émission thermique du fond de ciel et de l'instrument vue par ERIS/SPIFFIER	88
4.5	Défaut de calibration sur les données ERIS/SPIFFIER	89
4.6	Comparaison du spectre stellaire extraits des données ERIS/SPIFFIER à un modèle BT-NextGen	89
4.7	Courbes de contraste pour ERIS/SPIFFIER prédites par la propagation des bruits fondamentaux avec FastCurves	90
4.8	Carte de corrélation obtenu après molecular mapping sur 2M0437 b	90
4.9	Comparaison des niveaux de bruits obtenus et attendus sur les données 2M0437	91
4.10	Résidus d'absorption telluriques après soustraction de la lumière de l'étoile	91
4.11	Observation de la variabilité du flux à travers le champ de vue d'un pic d'émission tellurique	92
4.12	Diagrammes quantile-quantile obtenus à courte et longue séparation sur les données 2M0437 après molecular mapping	92
4.13	Soustraction RDI sur les données 2M0437	93
4.14	Spectre de 2M0437 b extrait avec le RDI	93
4.15	Comparaison entre le spectre stellaire extrait et le spectre planétaire extrait par RDI	94
4.16	Auto-soustraction du signal planétaire estimée en fonction de la température de la planète	94
4.17	SNR obtenu en fonction de la température du modèle utilisé	95
4.18	Détection de 2M0437 b en molecular mapping	96
4.19	Pic de corrélation correspondant à la détection de 2M0437 b	96
4.20	Transmission des différents channels de MIRI/MRS	98
4.21	Paramètres instrumentaux optimaux pour la détection en molecular mapping pour différents types de planètes	99
4.22	Impact des différences entre les modèles BT-Settl et ExoREM sur la prédiction de performances en molecular mapping	100
4.23	Comparaison des niveaux de bruits prédits par FastCurves et ceux obtenus après molecular mapping sur des données MIRISim	100
4.24	DSP des franges obtenus sur JWST/MIRI/MRS	101
4.25	Identification d'artefacts dans la dimension spectrale sur les données MIRI/MRS	102
4.26	Comparaison entre niveaux de bruits estimés sur des données simulées MIRISim	103
4.27	Niveaux de bruits estimés sur des données ciel de JWST/MIRI/MRS	104
4.28	Histogrammes des cartes de SNR après application du molecular mapping sur les données OSIRIS	106
5.1	Analyse par démixage spectral de la surface de Mars.	108
5.2	Détection de β Pictoris b par démixage spectral	109

5.3	Comparaison des courbes de contrastes obtenues par molecular mapping et par du démixage spectral	109
5.4	Projection des spaxels dans le plan principal d'une ACP, avant et après filtrage passe-haut.	111
5.5	Comparaison des distributions de probabilités du χ et du χ_2	111
5.6	Nuage de points correspondant à la projection des spaxels du cube de données sur 2M0437 prises avec ERIS/SPIFFIER	113
5.7	Cartes d'abondances obtenues avec les données ERIS/SPIFFIER sur l'étoile 2M0437. La dernière carte correspond à l'abondance du spectre de la planète 2M0437 b (trouvé à la 5ème itération) dans les spaxels du champ. Les autres cartes correspondent aux abondances des endmembers trouvés pour les précédentes itérations.	114
5.8	Histogramme de la carte d'abondance du spectre de la planète après démixage spectral.	115
5.9	Cartes de détection de 2M0437 b avec une somme quadratique de chaque canal spectral	115
6.1	Schémas de module d'injection de fibre pour la High Dispersion Coronagraphy	119
6.2	Efficacité de couplage entre le cœur d'une PSF et une fibre monomode	120
6.3	Efficacité de couplage en fonction de la précision de centrage de la fibre monomode	121
6.4	Schéma de fonctionnement du composant VIPA	123
6.5	Bilan de transmission du VIPA dans son design actuel	123
6.6	Vue de dessus du banc H actuel du spectromètre VIPA.	124
6.7	Ordres de diffraction du VIPA	124
6.8	Images brutes obtenues lors de l'alignement du vIPA	125
6.9	Carte de mauvais pixels du détecteur du VIPA	126
6.10	Diagramme de l'extraction de données du VIPA	127
6.11	Identification de la courbure des ordres du VIPA.	128
6.12	Données de calibration du VIPA avec le laser accordable	128
6.13	Recollement des ordres spectraux individuels	129
6.14	Transmission estimée du VIPA en fonction de la longueur d'onde	130
6.15	Observation d'effet de polarisation du VIPA	130
6.16	Remplacement du réseau échelle du VIPA	130
6.17	Extraction du spectre du soleil avec le VIPA	132
6.18	Comparaison des deux spectres extraits du soleil sur les deux entrées de fibre	132
6.19	Installation du VIPA au Mont Palomar	134
6.20	Spectre extrait du LFC et détection des pics d'émission	134
6.21	Estimation de la position des pics du LFC et de l'espacement entre deux pics consécutifs	134
6.22	Estimation de la résolution spectrale du VIPA	135
6.23	Variations de la température au sein du cryostat sur une période de 10 heures	135
6.24	Spectre de l'étoile V440 Aur extrait des données acquises à Palomar	136

Liste des tableaux

3.1	Modes d'observations d'HARMONI	69
3.2	Spécifications des instruments SPHERE+/MedRES et ERIS/SPIFFIER	72
3.3	Modes d'observation et spécifications de l'instrument ExoGRAVITY	81
3.4	Données d'archives ExoGRAVITY	82
4.1	Récapitulation des observations ERIS/SPIFFIER sur 2M0437 b	87
4.2	Spécifications des modes d'observations de MIRI/MRS	97
6.1	Transmission mesurée du VIPA	131
6.2	Récapitulation des observations VIPA au Mont Palomar	136

Liste des Abréviations

ACP	Analyse en Composantes Principales
ADC	Atmospheric Dispersion Corrector
ADU	Analog-to-Digit Unit
ADI	Angular Differential Imaging
CCF	Cross Correlation Function
DIT	Detector Integration Time
DSP	Densité Spectrale de Puissance
ELT	Extremely Large Telescope
ERIS	Enhanced Resolution Imaging Spectrograph
ETC	Exposure Time Calculator
FWHM	Full Width at Half Maximum
GPI	Gemini Planet Imager
HARMONI	High Angular Resolution Monolithic Optical and Near-infrared Integral field spectrograph
HDC	High Dispersion Coronagraphy
HDS	High Dispersion Spectroscopy
HCI	High Contrast Imaging
HCM	High Contrast Module
HWO	Habitable Worlds Observatory
IWA	Inner Working Angle
JWST	James Webb Space Telescope
JWST/MIRI	Mid Infrared Instrument
LFC	Laser Frequency Comb
LSF	Line Spread Function
NCPA	Non Common Path Aberration
OA	Optique adaptative
OWA	Outer Working Angle
PDI	Polarimetric Differential Imaging
PSF	Point Spread Function
RV	Radial Velocity
SAXO	Sphere Adaptive-optics for eXoplanet Observation
SDI	Spectral Differential Imaging
SMF	Single Mode Fiber
SNR	Signal to Noise Ratio
SPHERE	Spectro-Polarimetric High-Contrast Exoplanet Research
TMT	Thirty Meter Telescope
UA	Unité Astronomique
UT	Unit Telescope
VIPA	Virtually Imaged Phase Array
VLT	Very Large Telescope

Chapitre 1

Introduction

Contents

1.1	Intérêts et enjeux des découvertes d'exoplanètes	15
1.2	Scénarios de formation	15
1.2.1	Scénarios de formation et d'évolution des systèmes planétaires	15
1.2.2	Modèles de population	18
1.2.3	Vers la caractérisation fine des exoplanètes	19
1.3	Les principales méthodes de détection et de caractérisation d'exoplanètes et leurs limitations	20
1.3.1	Les détections indirectes	20
1.3.2	Les détections directes	23
1.4	Design des instruments pour l'imagerie à haut contraste	24
1.4.1	L'optique adaptative	24
1.4.2	Le rôle du coronographe	26
1.4.3	Enjeux et performances des algorithmes de post-processing associés	27
1.4.4	Performances actuelles de l'imagerie directe	31
1.5	Évolution et futurs instruments pour l'imagerie à haut contraste	32
1.6	Implication personnelle	34

1.1 Intérêts et enjeux des découvertes d'exoplanètes

La première détection d'exoplanète (Mayor & Queloz, 1995) autour d'une étoile de type solaire a eu lieu en 1995 à l'Observatoire de Haute Provence. Ce sont depuis plus de 5000 exoplanètes qui ont pu être découvertes par le biais de différentes méthodes (Figure 1.1). Ces découvertes ont permis de démontrer la non-unicité du système solaire dans l'Univers et ont permis de théoriser sur des scénarios de formations de ces systèmes.

1.2 Scénarios de formation

1.2.1 Scénarios de formation et d'évolution des systèmes planétaires

Accrétion planétaire

Un des scénarios les plus courants est l'accrétion planétaire (Pollack et al., 1996) qui expliquerait la formation des planètes par la lente accumulation de poussière provenant du disque protoplanétaire. Cette accumulation forme des agglomérats qui fusionnent et font apparaître des planétésimaux. Le taux d'accrétion décroît en fonction de la distance à l'étoile. Ce scénario semble bien expliquer la création

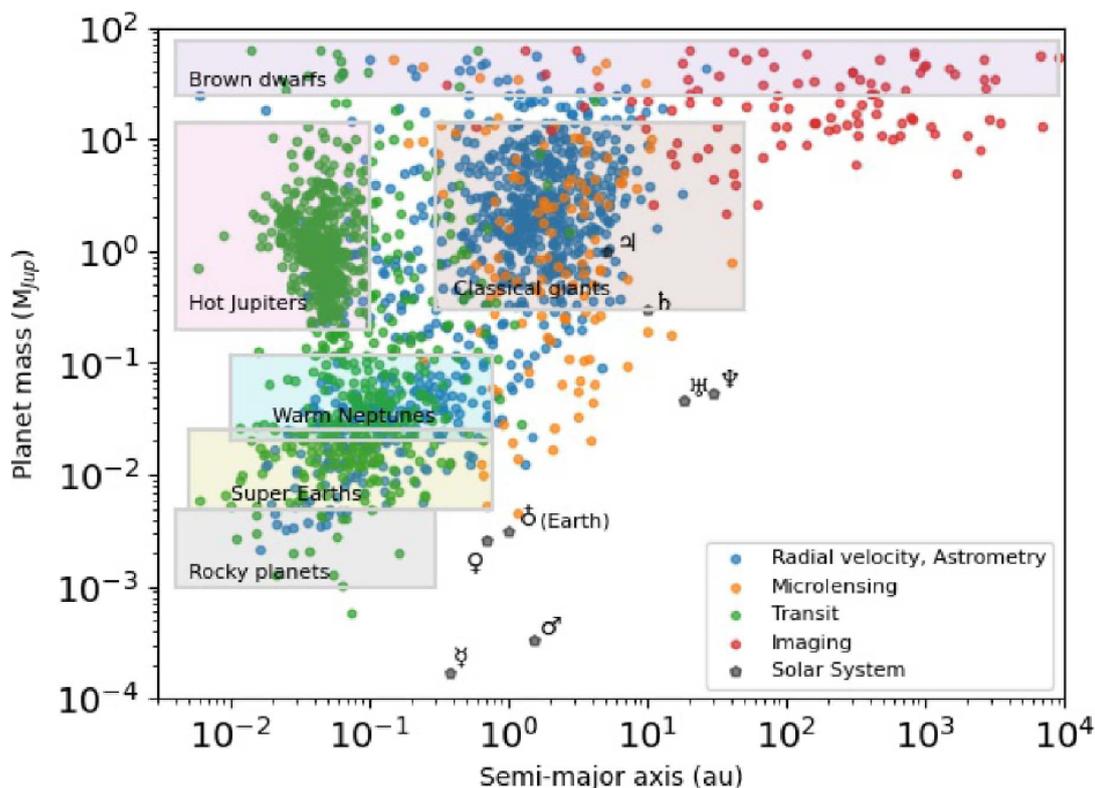


FIGURE 1.1 – Exoplanètes détectées via les différentes méthodes existantes répartis en plusieurs catégories (Naines brunes, Jupiter chauds, géantes classiques, Neptune chauds, Super-terres et planètes rocheuses). Figure issue de Chauvin (2023).

des planètes telluriques, mais la formation des planètes géantes gazeuses orbitant plus loin de leur étoile pose un problème. En effet, l'espérance de vie du disque protoplanétaire est limitée à quelques millions d'années, potentiellement expliqué par l'accrétion et l'éjection de matériel, ainsi que la photo-dissociation et la pression de radiation en lien avec la naissance de l'étoile.

Cela imposerait à une planète gazeuse d'accréter énormément de matière solide dans un temps très réduit pour pouvoir ensuite accréter une quantité de gaz encore plus importante. Or, la masse théoriquement accrétée dans ces limites de temps ne semble pas alors pouvoir expliquer la formation des géantes gazeuses lointaines. L'explication la plus répandue est que la formation des planètes gazeuses se fait par-delà une limite appelée la limite des glaces. Au-delà de cette limite, l'eau est présente sous forme de glace et il y aurait donc beaucoup plus de matières à accréter, ce qui donnerait naissance à des embryons de roches et de glace. On estime que lorsque la masse du noyau formé dépasse $10M_{\oplus}$, le corps commence à accréter le gaz de son environnement. Cette hypothèse pourrait expliquer la formation des géantes gazeuses du système solaire comme Jupiter. Cependant, la découverte de planètes très massives ($5\text{-}20 M_J$) et très éloignées de leur étoile ($\simeq 100$ AU) est en désaccord avec ce scénario d'accrétion standard.

Formation par instabilité gravitationnelle

Un autre scénario alternatif intervient alors pour expliquer la formation des géantes gazeuses à l'endroit in situ de la planète serait l'instabilité gravitationnelle (Cameron et al., 1978). Le disque protoplanétaire présenterait des inhomogénéités qui pourraient alors former un corps par effondrement gravitationnel (Figure 1.2). La gravité induite localement par le disque doit être supérieure à celle exercée par l'étoile et la vitesse de l'effondrement doit être plus rapide que la vitesse de rotation du disque. Ces conditions nécessaires pour former une planète seraient favorables dans les régions très éloignées

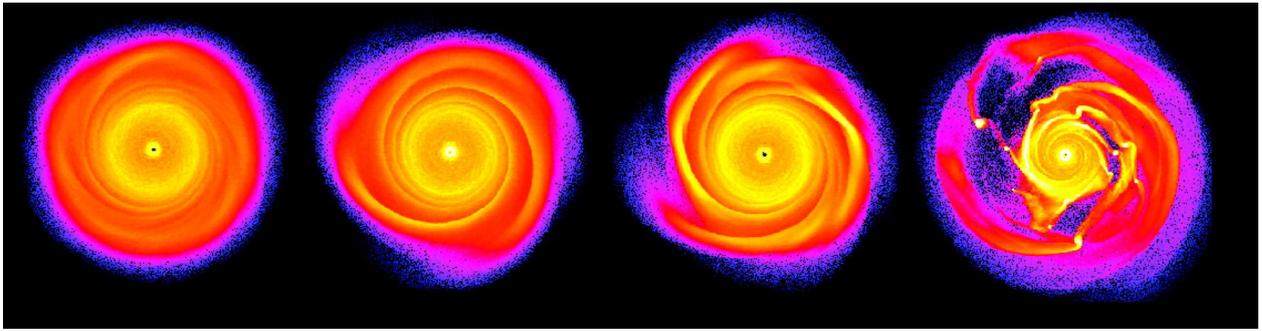


FIGURE 1.2 – Évolution du disque protoplanétaire jusqu'à sa fragmentation et l'apparition d'embryons planétaires. Figure issue de Mayer et al. (2002).

du disque. Ce mécanisme serait beaucoup plus rapide que celui de l'accrétion durant possiblement quelques centaines et milliers d'années pour former une planète comme Jupiter. Ce phénomène n'est pas incompatible avec l'accrétion de cœur qui reste la théorie la plus vraisemblable pour la formation des planètes telluriques. Un tel scénario de formation reste cependant rare comme le montre le faible nombre de géantes gazeuses découvertes dans ces régions.

Migration des planètes

La découverte et l'observation de la première exoplanète, 51 Peg b (Mayor & Queloz, 1995), a également révélé une classe de planètes appelée "Jupiter chaud" jusqu'alors inconnue. Ces planètes sont appelées ainsi en raison de leur masse semblable à celle de Jupiter et de leur proximité avec leur étoile. L'existence de ces planètes a également posé un problème vis-à-vis du scénario de leur formation. En effet, la masse accrétée avant la ligne des glaces serait trop faible pour permettre de former un noyau suffisamment massif pour ensuite accréter le gaz environnant. Une nouvelle théorie suggère que ces planètes ne se sont pas formées directement sur leur orbite actuelle, mais ont migré au cours du temps. Cela a permis l'émergence d'une nouvelle théorie : la migration planétaire. Il y aurait deux types de migrations possibles pour les proto-planètes géantes. La première aurait lieu pendant l'accrétion et lorsque le gaz est encore présent dans le disque. La proto-planète va avoir une interaction avec le disque qui spirale autour de l'étoile. Il va y avoir alors une migration de la planète vers l'étoile (voir Figure 1.3) et serait le mécanisme pouvant expliquer l'existence des "Jupiter chauds". Un autre mécanisme de migration, plus tardif, serait dû à des chocs entre des planétésimaux et les géantes gazeuses pouvant éloigner ou rapprocher les planètes.

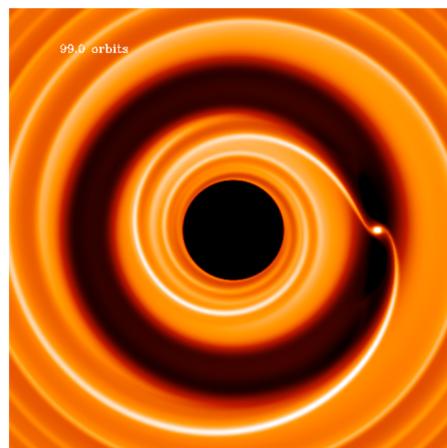


FIGURE 1.3 – Simulation d'une planète ayant creusé un disque protoplanétaire après avoir accrété du gaz. La planète reste en interaction avec le disque et migre vers l'étoile. Crédit image : Frédéric Masset.

1.2.2 Modèles de population

La découverte de ces milliers d'exoplanètes a montré une diversité extrême et a permis de créer les premières statistiques de population d'exoplanètes donnant des indices aux interrogations suivantes. Autour de quel type d'étoile se forment les exoplanètes ? Les systèmes extra-solaires sont-ils communs ? Sont-ils souvent composés de plusieurs planètes ? Quels sont les types de planètes les plus courants ? Les statistiques montrent qu'il y aurait effectivement une corrélation entre la fréquence des planètes et le type d'étoile hôte. Ainsi, la présence de géantes gazeuses est corrélée avec la masse de l'étoile : les planètes géantes sont rares autour d'étoiles de faible masse comme les étoiles M (2 %) (Bonfils et al., 2013) mais sont plus de plus en plus fréquentes à mesure que la masse de l'étoile augmente avec un optimum autour de $2 M_{\odot}$ (Reffert et al., 2015). Ainsi, on estime que la fréquence des géantes gazeuses dans la région allant jusqu'à 20 UA est entre 17 % et 20 % pour les étoiles FGK (Cumming et al., 2008). Les relevés faits par les recherches de planètes par la méthode des vitesses radiales démontrent qu'il y a une forte fraction (75 %) des étoiles proches du soleil qui possèdent au moins une planète. Les systèmes planétaires sont donc très fréquents (Mayor et al., 2011). La probabilité d'avoir au moins une autre géante gazeuse dans un système en ayant déjà une est de 50 % (Bryan et al., 2016). Finalement, dans le diagramme de la Figure 1.1, nous remarquons également qu'il y a une forte probabilité (20 %-50 %) pour un système d'avoir des compagnons proches très différents de ceux de notre système solaire avec la présence de planètes de type super-terre ($1.2 - 1.9 R_{Terre}$) ou mini-Neptune ($1.9-3.1 R_{Terre}$) situés très proches de leur étoile (< 1 UA). Ces statistiques observationnelles, parmi d'autres, permettent d'être comparées à des modèles numériques de formation d'exoplanètes constituant des modèles synthétiques de population (Ida & Lin, 2004, 2008, 2010). Un des modèles les plus courants est le modèle de Bern (Alibert et al., 2013). Il prend en compte la structure initiale du disque dans son ensemble avec la répartition du gaz et de la poussière, l'accrétion de la poussière et du gaz, les migrations planétaires et enfin les interactions à N-corps entre les protoplanètes. Ce type de modèle donne des résultats conformes aux observations pour expliquer la présence de nombreuses petites planètes. En revanche, là où le diagramme observationnel en Figure 1.1 met en évidence un « désert planétaire » pour les planètes ayant une masse intermédiaire et une séparation de quelques UA, les récents modèles de population n'en prédisent pas (Mordasini, 2018) (voir Figure 1.4). Des questions restent encore en suspens sur l'origine de cette divergence. Le modèle est-il faux ou trop simplifié ? Ou bien alors, est-ce que ces types de planètes existent bel et bien, mais ne sont pas détectées à cause des biais de mesure et/ou des performances des instruments ? Le perfectionnement des instruments et la pluralité des méthodes de détection restent encore actuellement un enjeu majeur pour répondre à ces questions.

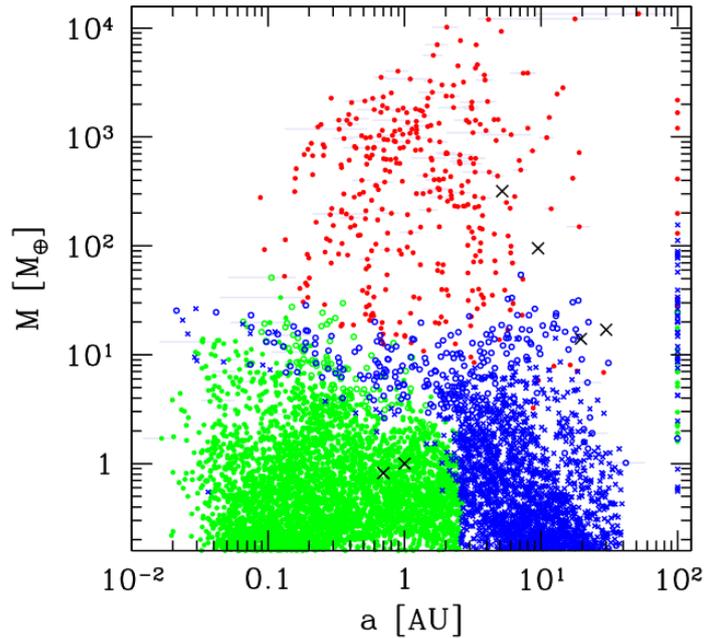


FIGURE 1.4 – Population synthétique d’exoplanètes issue de Mordasini (2018).

1.2.3 Vers la caractérisation fine des exoplanètes

Maintenant que des milliers d’exoplanètes montrant une grande diversité ont été découvertes, un nouvel enjeu scientifique est de réussir à caractériser finement ces objets. L’analyse de la composition chimique des atmosphères planétaires est une étude importante qui permettra potentiellement de classer et de regrouper de nouveaux types d’exoplanètes.

De plus, la composition de la planète dépend de l’endroit de formation et des matériaux qu’elle a pu accréter. Une piste pour départager ou affiner les théories de formations serait alors de caractériser plus finement les planètes découvertes. L’obtention massive de spectre à moyenne ou haute résolution spectrale d’exoplanètes constituera un tournant dans la validation des modèles de formation des systèmes planétaires. Il est possible à partir de ces spectres d’estimer la composition des atmosphères des planètes et d’étudier, entre autres, le rapport Carbone/Oxygène. Le rapport C/O de l’atmosphère d’une planète permettra de donner une indication sur la distance à l’étoile à laquelle s’est formée la planète (Figure 1.5) (Öberg et al., 2011). Des mesures de rapport C/O ont déjà été réalisées notamment sur les planètes du système HR 8799 (Konopacky et al., 2013; Mollière et al., 2020) et sur β Pictoris b (GRAVITY Collaboration et al., 2020a).

Des analyses encore plus ambitieuses des atmosphères planétaires permettront également la détection (ou la non-détection) de bio signatures dans les zones habitables des systèmes planétaires (Lovis et al., 2017; Currie et al., 2023). Outre l’étude de la composition chimique de leurs atmosphères, l’information spectrale permettra de déterminer la vitesse de rotation de la planète et de caractériser la présence de nuages ou bien encore de vents dans les couches externes des atmosphères.

Ces ambitions de caractérisations spectrales sont très exigeantes et vont amener les instruments permettant les détections à être encore davantage perfectionnés.

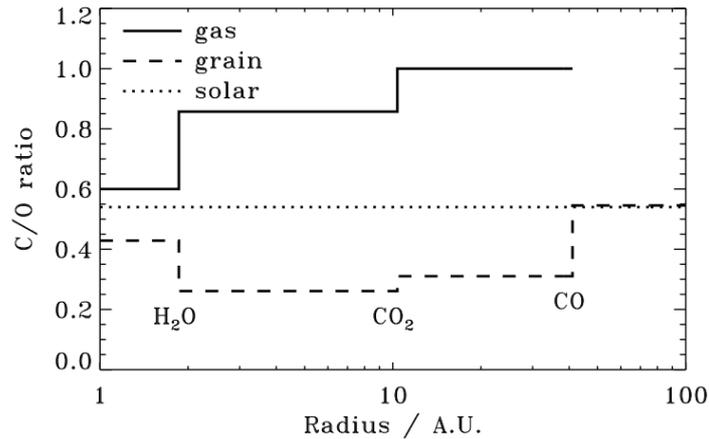


FIGURE 1.5 – e

Évolution du rapport $[C/O]$ en phase gazeuse et en phase solide. Les propriétés du disque protoplanétaire pris en compte pour cette illustration correspondent à des valeurs typiques attendues pour un disque autour d’une étoile de type solaire. La position des lignes de neiges de l’ H_2O , du CO_2 et du CO sont également mises en évidence. Figure issue de Öberg et al. (2011).

1.3 Les principales méthodes de détection et de caractérisation d’exoplanètes et leurs limitations

1.3.1 Les détections indirectes

Détection par la méthode des vitesses radiales

La méthode dite des vitesses radiales exploite le fait que lorsqu’une planète est en rotation autour d’une étoile, l’étoile est elle-même en orbite autour d’un point, appelé barycentre du système. Un suivi spectroscopique temporel permet alors de déceler un décalage périodique des raies du spectre de l’étoile (dû à l’effet Doppler) en fonction que l’étoile s’éloigne ou se rapproche de nous. Cette signature temporelle est représentée pour 51 Peg b en Figure 1.6. Cette technique a d’abord été particulièrement efficace pour détecter des exoplanètes massives et proches de leur étoile. En effet, ces dernières excentrent davantage l’étoile, amplifiant le décalage des raies et les rendant ainsi plus facilement observables. L’amplitude du décalage est proportionnelle à $M_p \cdot \sin i \cdot P^{-1/3}$, avec M_p la masse de la planète, i l’inclinaison de l’orbite de la planète par rapport à la ligne de visée et P la période orbitale de la planète. L’ordre de grandeur de ce décalage est de 10 à 50 m/s pour des géantes gazeuses et de l’ordre de 0.1 m/s pour une planète tellurique, il faut donc un spectrographe à haute résolution ($R \simeq 100000$) pour les déceler et, de surcroît, très stable. L’évolution de la stabilité et de la précision des instruments ont permis de détecter des planètes avec des masses de plus en plus petites et à des séparations croissantes. La détection donne lieu à une estimation de la masse maximale du compagnon avec une indétermination due à l’inclinaison de l’orbite planétaire inconnue. Les capacités de détections peuvent être également fortement dégradées ou perturbées par l’activité stellaire de l’étoile qui peut provoquer un décalage des raies et ainsi amener à de fausses détections (Meunier & Lagrange, 2020).

La spectroscopie Doppler à haute résolution spectrale est aussi utile pour la caractérisation. L’observation d’un système composé d’une étoile et d’une planète (non résolue) permet l’obtention d’un spectre combinant celui de l’étoile et celui de la planète. La planète n’ayant pas la même vitesse radiale que l’étoile, les spectres des deux objets peuvent être isolés en observant le décalage des raies d’absorption ou d’émission. Une corrélation croisée avec des signatures moléculaires permet de mettre en évidence ou non la présence d’espèces moléculaires dans l’atmosphère des exoplanètes. Cette méthode a ainsi permis de re-détecter β Pictoris b et de mesurer sa vitesse de rotation (Snellen et al., 2014).

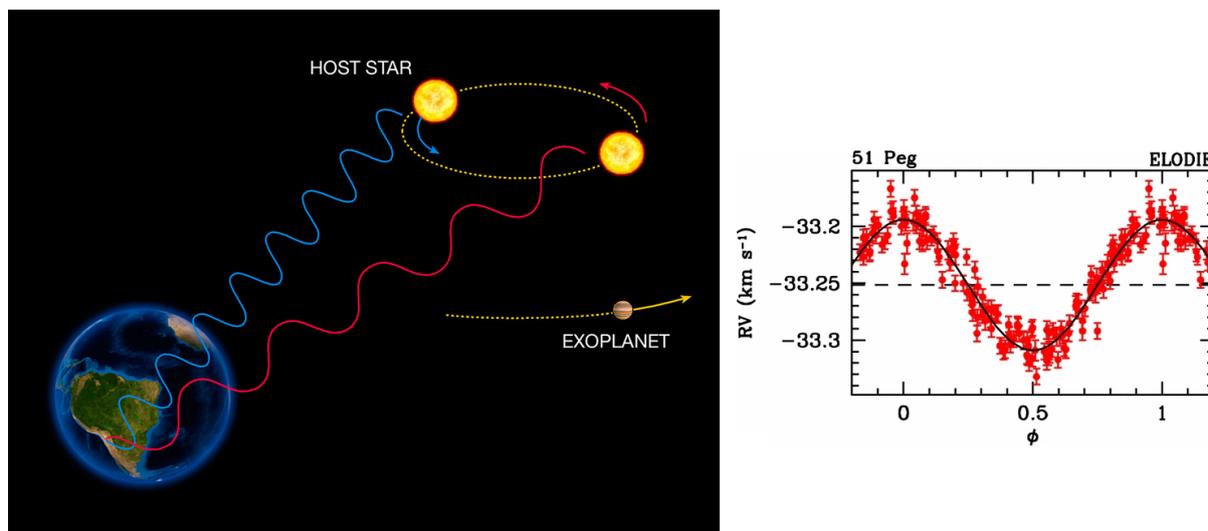


FIGURE 1.6 – (Gauche) Illustration de la vitesse radiale d’une étoile due à la présence d’une exoplanète. Crédit image : ESO. (Droite) Suivi temporel de la vitesse radiale de l’étoile 51 Peg Mayor & Queloz (1995) avec le spectromètre ELODIE.

Détection par la méthode des transits

Un transit désigne l’événement pendant lequel une planète passe devant son étoile en étant alignée avec l’observateur. Ainsi, sur Terre, nous pouvons observer des transits de Vénus ou de Mercure. Durant le transit, la planète obstrue donc une partie de la lumière émise par l’étoile. Cette baisse d’intensité lumineuse est égale à $(R_p/R_*)^2$. En observant une étoile sur une certaine période, on peut espérer voir ces baisses d’intensité éphémères et périodiques qui permettraient la détection d’une exoplanète. Cela donne lieu aux signatures temporelles, appelées courbes de transit, présentées en Figure 1.7.

L’observation de transit restreint les possibilités de détection. En effet, il faut d’abord que le plan orbital de l’exoplanète soit dans notre plan pour que l’étoile, l’exoplanète et l’observateur soient alignés. De plus, une exoplanète loin de son étoile transite plus rarement, car elle possède une période orbitale plus longue. La probabilité qu’un transit soit observable depuis la Terre peut s’écrire simplement comme :

$$P_{transit} = R_*/a \quad (1.1)$$

où R_* est le rayon de l’étoile et a le demi-grand axe de la planète. Il s’agit ensuite de réussir à l’observer au bon moment pour pouvoir détecter le transit. La méthode des transits favorise ainsi la détection de planètes proches et à grand rayon. Elle est complémentaire à la méthode des vitesses radiales puisqu’elle donne une information sur le rayon de la planète (si le rayon de l’étoile est connu) et les détections sont moins altérées par l’activité de l’étoile.

En terme de bruit, la principale limite de cette méthode est le bruit de photons de l’étoile. La planète n’obstrue qu’une faible partie de la lumière stellaire, de l’ordre de 10^{-4} pour une planète tellurique jusqu’à quelques pourcents pour une planète géante gazeuse. La baisse d’intensité lumineuse relative causée par une planète tellurique est très faible et difficile à séparer du bruit de photons. De plus, la détection peut être dominée facilement par des systématiques. Il est souvent désirable d’observer plusieurs transits successifs pour confirmer la détection. Une telle technique de détection requiert alors un télescope stable et observant beaucoup de cibles pour maximiser les chances de détection. Cela a poussé aux développements de télescopes spatiaux dédiés à la détection de transits. Ainsi, le lancement des télescopes spatiaux CoRoT (Baglin et al., 2006) en 2006 de Kepler (Borucki et al., 2010) en 2009 ont permis de détecter plus de 2500 planètes. Des missions plus récentes comme CHEOPS et TESS ont pour but de détecter des transits en observant les étoiles les plus proches (<200 parsec) et les plus brillantes (magnitudes G et K inférieures à 12). Le lancement d’un nouveau télescope spatial, PLATO, est prévu

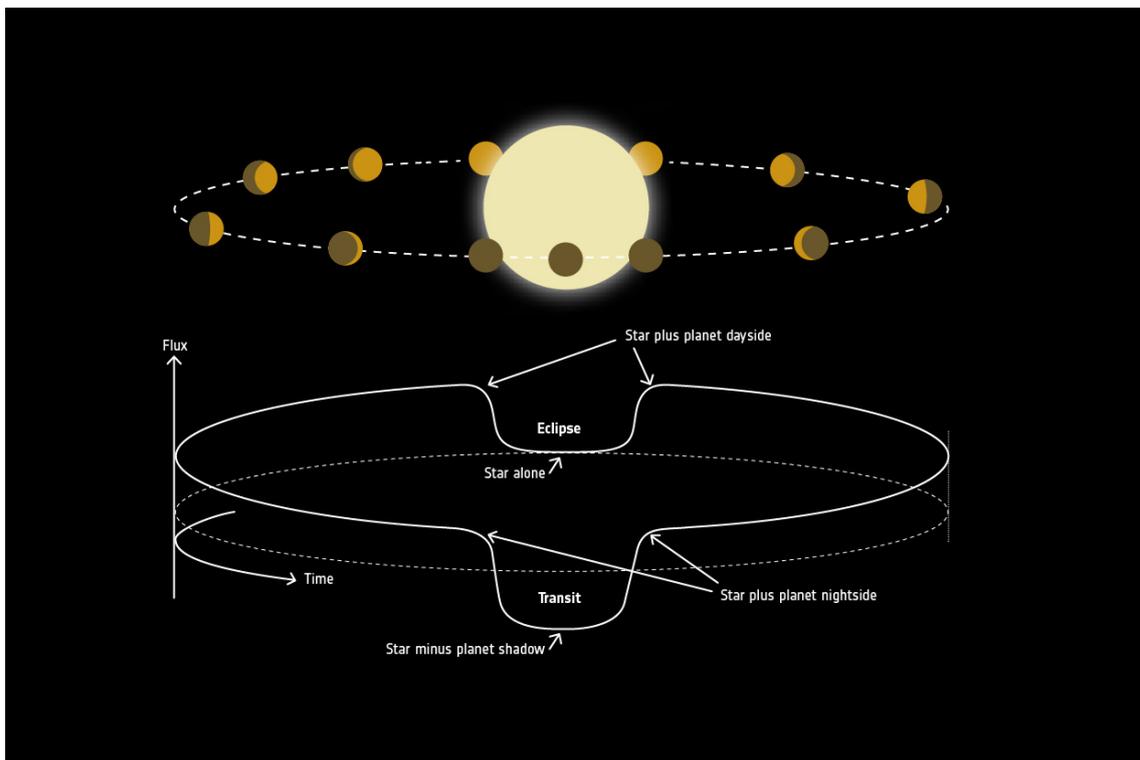


FIGURE 1.7 – Courbes de transit d’une planète en fonction de sa phase. Crédit image : ESA, CC BY-SA 3.0 IGO

pour fin 2026 et s’annonce prometteur pour la détection de planètes dans la zone habitable des étoiles les plus proches.

L’instrument peut également être performant pour la caractérisation de planètes, s’il est associé à un spectromètre pour faire de la spectroscopie de transit. En effet, si une planète (possédant une atmosphère) est observée lors de l’éclipse primaire, une faible fraction de la lumière stellaire va pénétrer à travers cette atmosphère et des raies d’absorptions calquées sur le spectre stellaire pourront être identifiées. Une autre possibilité est d’observer la planète juste avant et pendant son éclipse secondaire. Avant cette éclipse secondaire, la phase jour de planète sera complètement visible pour l’observateur. Le spectre alors obtenu sera donc le spectre de l’étoile, le spectre de l’étoile réfléchi par la planète et le spectre d’émission de la planète. Pendant l’éclipse secondaire, seul le spectre de l’étoile est obtenu et le spectre de la planète peut donc être isolé a posteriori. Dans ce cas d’observation, cela apporte ainsi une détection directe.

Cette technique motive actuellement l’utilisation des instruments à bord du télescope JWST tels que MIRI ou NIRSpec. Des premiers résultats ont été publiés avec l’observation de plus de 8 heures de WASP-39 b de type ”Jupiter chaud” lors d’éclipses primaires. La présence des molécules d’ H_2O , CO , CO_2 et de Na a été mise en évidence ainsi qu’une première détection de SO_2 dans une atmosphère exoplanétaire. Cette présence de dioxyde de soufre serait expliquée par de la photochimie atmosphérique (Rustankulov et al., 2023). Plus ambitieux également, le télescope spatial s’est penché sur le système TRAPPIST-1, qui est composé de 7 planètes telluriques. Le résultat pour les deux planètes les plus proches, TRAPPIST-1b (Greene et al., 2023) et TRAPPIST-1c (Zieba et al., 2023), montrent lors d’observation des éclipses secondaires que celles-ci ne présentent pas d’atmosphère riche en CO_2 comme supposé. L’hypothèse la plus probable est que ces planètes n’ont pas d’atmosphère, ou alors ces dernières seraient très fines.

Tous ces efforts de développement ont été fructueux, mais la caractérisation et la découverte de bio signatures avec cette méthode semblent être limitées. Snellen et al. (2013) montre de cette manière qu’avec un ELT (Extremely Large Telescope), il faudrait 400 ans pour détecter des raies spectrales d’ O_2

sur une planète semblable à la terre en transit.

1.3.2 Les détections directes

Détection en imagerie directe

L'imagerie directe consiste à imager une exoplanète spatialement résolue de son étoile. L'avantage est donc de pouvoir réduire considérablement le bruit de photons de l'étoile à l'endroit de la planète et ainsi avoir un meilleur SNR que pour les observations non résolues. Cela permet également de pouvoir observer simultanément plusieurs planètes et d'autres particularités d'un système tels que les disques circumstellaires. Ces observations sont aussi complémentaires avec les autres méthodes, car elle favorise la détection d'objets plus lointains sans être sensible ni à l'activité de l'étoile ni à l'inclinaison orbitale des planètes. Cette méthode, bien que très simple à conceptualiser, est très exigeante instrumentalement, car elle nécessite une très grande résolution angulaire couplée à du haut contraste. En effet, les planètes sont proches de leur étoile et sont beaucoup moins lumineuses que celle-ci. Le contraste de luminosité entre les deux dépend de la longueur d'onde. On constate que dans le proche infrarouge, le contraste est de l'ordre de 10^4 pour les Jupiter chauds et de l'ordre de 10^9 pour les exoterres (Figure 1.8). Le contraste est souvent le plus favorable dans l'infrarouge moyen, mais l'absorption de l'atmosphère terrestre, l'émission thermique du ciel et la dégradation de la séparation angulaire ($\propto \lambda/D$) rendent les observations terrestres plus difficiles. Ainsi, les instruments haut-contraste privilégient généralement des observations dans le proche infrarouge. La piste d'observation dans le moyen infrarouge est néanmoins le cas scientifique principal du futur instrument ELT/METIS (Brandl et al., 2021).

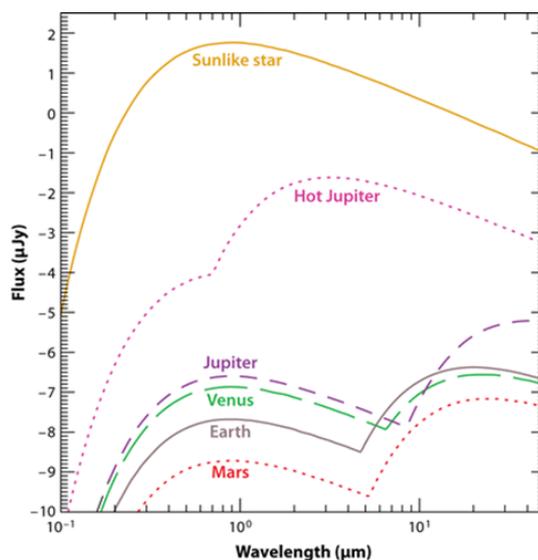


FIGURE 1.8 – Flux émis par des corps noirs correspondant aux températures des objets du système solaire. Figure issue de Seager & Deming (2010)

Afin d'obtenir ce type de contraste, l'observation au sol requiert de s'affranchir de plusieurs contraintes et s'appuie sur trois étapes (détaillées après) qui sont une optique adaptative extrême, un coronographe et des méthodes de post-processing pour détecter des planètes avec des contrastes encore plus grands. La première découverte a été faite avec l'instrument VLT/NACO en imageant un compagnon, du nom de 2M 1207 b et d'une masse d'environ $5 M_{Jup}$, à 55 UA d'une naine brune. D'autres détections de compagnon par cette méthode, telles que la découverte de β Pictoris b (Lagrange et al., 2009) ou encore la détection d'un système de quatre géantes gazeuses autour de l'étoile HR 8799 (Marois et al., 2008; Marois et al., 2010), ont motivé le développement d'instruments de nouvelle génération plus perfectionnés que VLT/NACO ou bien que Keck/NIRC2. Des développements ont eu lieu en parallèle avec

VLT/SPHERE, Gemini/GPI et Subaru/SCEXAO. Ce sont à l’heure actuelle 42 planètes¹ qui ont été découvertes par imagerie directe.

Bien que l’imagerie directe d’exoplanètes pourrait se faire à partir de télescopes spatiaux pour une stabilité accrue de l’instrument, ceux-ci sont limités par leur diamètre généralement plus modeste qu’au sol, limitant donc le pouvoir de résolution du télescope. Cependant, avec l’arrivée du James Webb Space Telescope, les perspectives sont prometteuses avec les modes coronographiques de MIRI et de NIRCam. Les premières données semblent montrer une image coronographique très stable, ce qui pourrait permettre d’atteindre des contrastes plus élevés à grande séparation que ce qui est actuellement obtenu au sol. Je discute des pistes envisagées pour les futurs instruments d’imagerie directe dans la sous-section 1.5

Détection par interférométrie

La détection par interférométrie différentielle à longue ligne de base permet d’obtenir une résolution angulaire bien supérieure à celle d’un télescope monolithique. En effet, si la résolution d’un télescope est proportionnelle à λ/D , un interféromètre composé de deux télescopes séparés d’une distance B a une résolution proportionnelle à λ/B . La lumière recombinaison des deux télescopes va ainsi interférer et des franges vont apparaître sur le détecteur. Un objet ponctuel décentré vis-à-vis de l’étoile va lui aussi créer des franges d’interférence, mais qui seront décalées par rapport à celles de l’étoile. De l’interférométrie annulante (Bracewell & MacPhie, 1979) peut également être appliquée en introduisant un déphasage de π grâce à une des lignes de retard. Ce déphasage va permettre de faire interférer de manière destructive les faisceaux lumineux provenant de l’étoile et donc théoriquement d’annuler la lumière stellaire. Ces observations requièrent une grande stabilité instrumentale et très bon contrôle pour corriger les perturbations atmosphériques au sol. Le contrôle précis du déphasage est plus facilement réalisable dans le moyen infrarouge. Des développements au sol sont en cours avec, par exemple, Asgard/NOTT au VLTI opérant dans la bande L’ (Laugier et al., 2023). Afin de s’affranchir des perturbations atmosphériques et de l’émission thermique du ciel dans le moyen infrarouge, des projets ont été aussi émis pour l’espace. Nous pouvons citer notamment les missions TPF-I (Terrestrial Planet Finder Interferometer) (Martin et al., 2011) et DARWIN (d’Arcio et al., 2017), mais ont été annulées dans un contexte scientifique, technologique et programmatique différents d’aujourd’hui. De nouveaux projets sont en discussion avec LIFE (Large Interferometer For Exoplanets) (Angerhausen & Quanz, 2021; Lichtenberg & Quanz, 2023).

1.4 Design des instruments pour l’imagerie à haut contraste

1.4.1 L’optique adaptative

Pour les télescopes terrestres, l’atmosphère a un gros impact sur la qualité des observations. La résolution angulaire limitée par la diffraction d’un télescope est proportionnelle à λ/D . Ainsi, plus le diamètre du télescope est important, plus cet angle est petit et plus le pouvoir de résolution du télescope est grand. Cependant, l’atmosphère terrestre est turbulente et les variations locales de l’indice de réfraction vont déformer le front d’onde incident. Cette déformation du front d’onde engendrera une dégradation du pouvoir de résolution et nous dirons que les observations ne sont plus limitées par la diffraction, mais par le seeing. Le pouvoir de résolution de l’instrument sera limité à λ/r_0 , où r_0 , appelé longueur de cohérence de Fried, correspond à la taille d’une cellule atmosphérique considérée uniforme (de l’ordre de 20 cm à Paranal). Pour se rapprocher du pouvoir de résolution théorique, il faut corriger le front d’onde en ”temps réel”. L’optique adaptative (OA) est donc composée de deux principaux dispositifs (voir Figure 1.9) : un senseur de front d’onde pour estimer en temps réel les déformations du front d’onde et un miroir déformable pour pouvoir corriger le front d’onde à partir des estimations

1. Nombre de planètes avec une masse inférieure à $13.5 M_{Jupiter}$ répertoriées sur le catalogue <http://exoplanet.eu> au 01/08/2023

du capteur. La vitesse de correction apportée est critique pour les performances de l'OA et, doit se rapprocher le plus possible du temps de cohérence τ_0 des perturbations (typiquement de l'ordre de 2 à 5 ms à Paranal). L'échantillonnage spatial du front d'onde est également important et doit être adapté pour observer les fréquences spatiales maximales des déformations $(D/r_0)^2$. Le nombre d'actuateurs du miroir déformable doit correspondre au niveau de finesse de correction imposé par cette longueur de cohérence. La Figure 1.10 montre la PSF (Point Spread Function) observée avant et après l'optique adaptative. On voit que la PSF est beaucoup moins étalée spatialement : on retrouve donc le pouvoir de séparation du télescope.

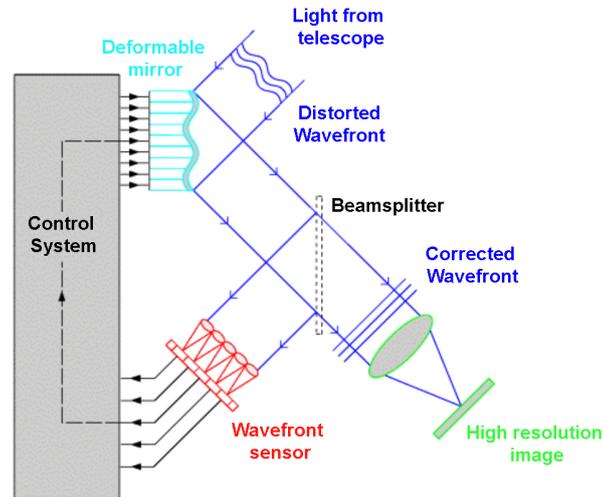


FIGURE 1.9 – Schéma d'un système d'optique adaptative. Figure issue et adaptée de l'Observatoire de Paris.

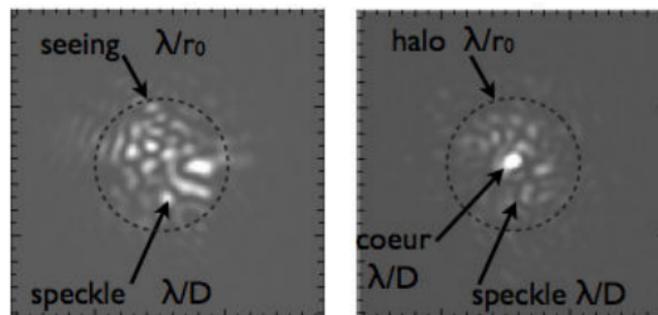


FIGURE 1.10 – (Gauche) Observation d'un point source sans optique adaptative. (Droite) Observation du même point source avec correction d'optique adaptative. Figure issue de Rameau 2014.

Les systèmes d'optique adaptative se sont démocratisés depuis les premières démonstrations réalisées dans les années 1990 (Rousset et al., 1990). De nombreux développements sont réalisés pour des applications variées, dont en particulier la question d'observation de grand champ et/ou sur une région du ciel dépourvue d'étoile assez brillante pour que le système soit efficace. Dans notre cas, pour l'application de l'optique adaptative à l'imagerie directe de systèmes planétaires, nous nous intéresserons uniquement au cas d'observation d'un champ restreint avec un objet brillant. Ce mode d'optique adaptative est appelé SCAO (Single Conjugated Adaptive Optics), ou est également appelé XAO (AO extreme) lorsque ce mode est poussé pour obtenir les performances maximales avec des résidus de turbulences les plus faibles possibles. Ce mode XAO est essentiel pour optimiser les performances du haut-contraste discutées ci-dessous.

1.4.2 Le rôle du coronographe

Le principe du coronographe stellaire dans son utilisation la plus simple, dérivée de l'invention du coronographe solaire de Bernard Lyot (Lyot, 1932), est d'atténuer la lumière stellaire diffractée autour de l'étoile pour observer des objets plus faibles autour comme la couronne solaire. Le coronographe de Lyot est composé de deux éléments essentiels. Le premier est un masque occulteur qui permet d'obstruer le cœur de la PSF. Cette atténuation permet de ne pas saturer le détecteur et d'ainsi augmenter le contraste de l'image. La pupille est ensuite ré-imagée par une lentille et le reste de la lumière stellaire est concentrée sur les bords de cette pupille. Un masque de Lyot permet de bloquer les zones où la pupille est éclairée. Cela permet d'atténuer la lumière se retrouvant dans les lobes secondaires de la PSF (Figure 1.11). Cette atténuation des lobes secondaires est importante pour diminuer le bruit de photons dans la région proche de l'étoile. Le coronographe a un impact moindre sur une planète, car celle-ci est excentrée par rapport à l'étoile et donc sa lumière est peu atténuée par le masque focal. Avec ce dispositif, la lumière stellaire résiduelle est fortement atténuée et les résidus de l'étoile dépendent en premier lieu de l'ampleur des résidus de phase après correction d'OA. Cependant, une partie de la lumière stellaire peut toujours être transmise à cause du design du coronographe lui-même. Lorsqu'on cherche à pousser les contrastes ultimes atteignables, cela mène souvent à des compromis sur la transmission restante pour l'exoplanète, et/ou sur la zone de séparation délimité par l'Inner Working Angle (IWA) et l'Outer Working Angle (OWA) qui sont respectivement le rayon interne et le rayon externe d'atténuation du halo stellaire du coronographe. De nombreux concepts de coronographes ont été étudiés par la suite pour optimiser ces compromis (voir revue de (Mawet et al., 2012)). Ces nombreuses variations consistent à apporter des modifications sur l'amplitude et/ou la phase dans les plans pupilles en amont, plan focal, et plan pupille de sortie. Parmi eux, nous pouvons citer le coronographe de Lyot apodisé (Soummer, 2005) qui permet d'apodiser la pupille, et les coronographes à masque de phase comme le masque à quatre quadrants et le masque vortex (Rouan et al., 2000; Mawet et al., 2010) .

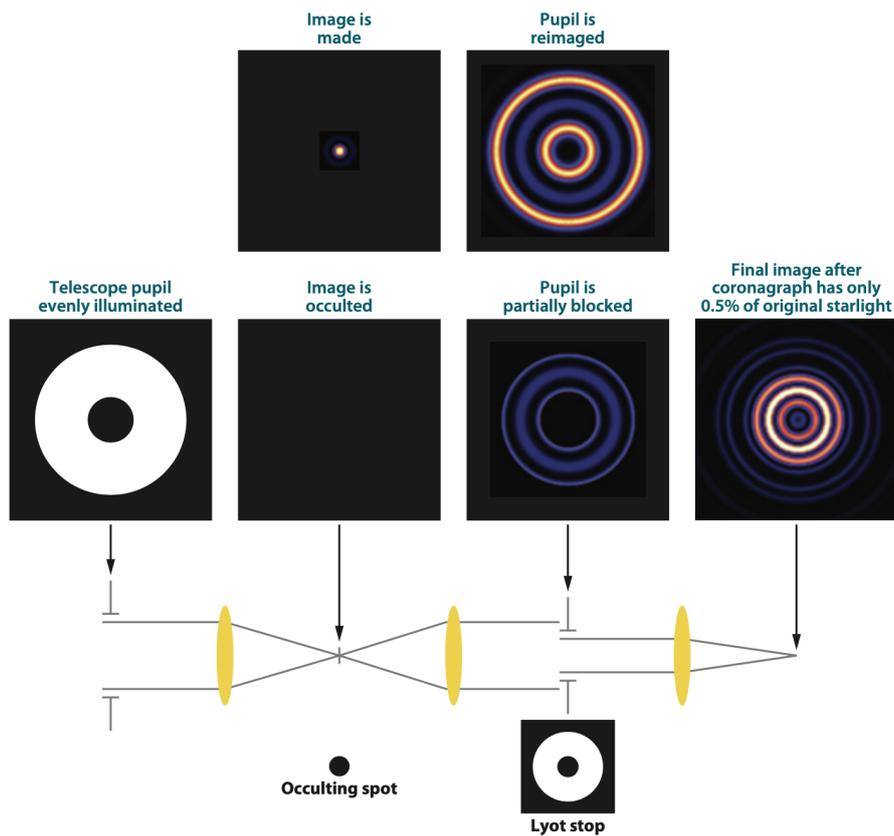


FIGURE 1.11 – Fonctionnement d’un coronographe. La pupille est uniformément illuminée en entrée. Le masque occulteur permet de bloquer le cœur de la PSF. La pupille ré-imaginée montre la répartition de la lumière stellaire sur les bords. Celle-ci est partiellement bloquée avec le masque de Lyot. Figure issue de Oppenheimer & Hinkley (2009).

1.4.3 Enjeux et performances des algorithmes de post-processing associés

Le but des algorithmes de post-processing est de soustraire efficacement les résidus de lumière stellaire après le coronographe pour faire apparaître des planètes avec un contraste encore plus fort (1.12). Ces résidus de lumière sont dominés par des inhomogénéités variables dans le champ de vue appelées speckles (ou tavelures en français) ayant une taille caractéristique de $1 \lambda/D$. Ces speckles sont principalement dus aux perturbations atmosphériques non corrigées et aux aberrations introduites par les différentes optiques des instruments. Tandis que les premières se moyennent sur une longue pose, les secondes varient lentement et sont dites "quasi-statiques". Ces speckles quasi-statiques sont donc un défi majeur pour les algorithmes de post-processing. Plusieurs méthodes différentielles ont été pensées et appliquées pour remplir cet objectif. Ces diverses réflexions ont été portées pour trouver une méthode la plus robuste aux speckles, la plus fidèle pour la restitution du spectre ou encore la moins biaisée possible en terme d’estimation photométrique. Un critère également essentiel est la capacité de l’algorithme à avoir sa probabilité de fausse détection la plus faible possible.

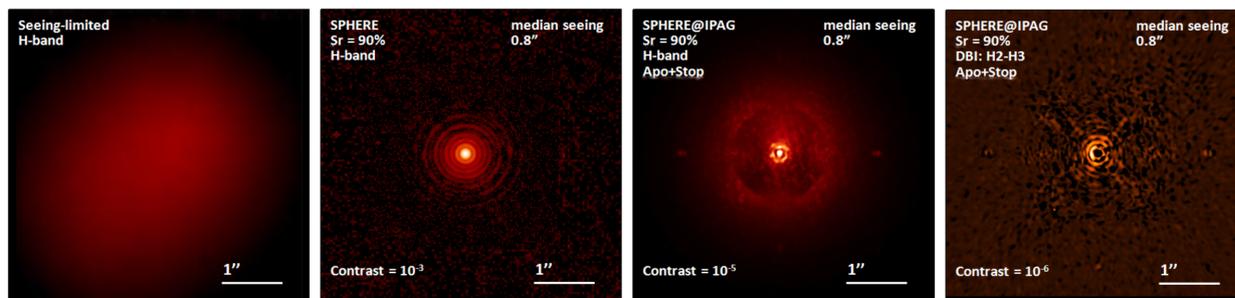


FIGURE 1.12 – Résumé des étapes pour l'imagerie directe. (a) PSF sans correction d'OA limitée par le seeing. (b) PSF avec correction d'OA restaurant la résolution angulaire du télescope. (c) PSF après coronographe filtrant le maximum de flux stellaire. (d) Soustraction de la PSF avec des techniques différentielles. Figure extraite et adaptée de Chauvin (2018).

Reference Differential Imaging

Le Reference Differential Imaging (RDI) est une technique consistant à observer une autre étoile pour obtenir une PSF de référence (sans planète(s)) et de soustraire cette image de référence à l'image dans laquelle des exoplanètes sont recherchées. La méthode n'est pas facilement applicable au sol, car la PSF peut varier fortement entre l'image de référence et l'image "science". Ceci est dû, d'une part, à des variations du seeing et des performances de correction de l'OA au cours du temps et, d'autre part, à des aberrations optiques non corrigées. Ces dernières aberrations ne sont pas statiques et évoluent lentement avec le temps en fonction de la vitesse de rotations entre les pièces optiques. Toutefois, la technique a permis la détection de β Pictoris b, en s'assurant que la PSF de référence soit prise avec la même orientation de la pupille, afin d'avoir les mêmes aberrations quasi-statiques et optimiser la soustraction (Lagrange et al., 2009). Des grandes bibliothèques de PSF sont créées pour essayer d'optimiser la soustraction des résidus stellaires (Xie et al., 2022), mais la méthode reste difficile à appliquer en raison du grand nombre de paramètres pouvant influencer les résidus stellaires. La méthode est plus intéressante pour être appliquée sur des données de télescopes spatiaux dont la PSF est beaucoup plus stable ou pour mettre en évidence des disques de débris qui sont souvent soustraits avec les autres méthodes. Dans ce cadre de recherche, le projet ALICE a eu pour but de retravailler sur des données d'archive de Hubble Space Telescope (HST) pour essayer de mettre en évidence des compagnons et des disques de débris (Choquet et al., 2018). Ainsi, le RDI sera le principe de base pour le grand contraste avec le JWST (Carter, 2022) et le Roman Space Telescope (Ygouf et al., 2016).

Angular Differential Imaging

L'Angular Differential Imaging (ADI) (Marois et al., 2006) permet d'exploiter une particularité instrumentale pour soustraire la PSF directement à partir des images "sciences". Le champ de vue des télescopes dotés d'une monture altitude/azimutale tourne avec une vitesse de rotation dépendant de l'angle parallactique (lui-même dépendant de l'angle horaire et de la déclinaison de l'objet). Pour contrer cet effet, ces télescopes possèdent un dérotateur de champ pour suivre la vitesse de rotation du champ et ainsi obtenir une image fixe d'un même objet. Si ce dérotateur est utilisé différemment pour stabiliser la pupille du télescope par rapport à l'instrument, l'image tourne autour de l'étoile centrée, ce qui a pour effet qu'un objet décentré se met à décrire un arc de cercle autour de l'étoile au cours du temps, alors que les résidus de l'étoile restent fixes. L'algorithme d'ADI basique consiste à prendre la médiane de la séquence d'image prise avec un temps de pose de l'ordre de la minute pour reconstruire la PSF et la soustraire à chaque image. La planète est peu soustraite puisqu'elle occupe différentes positions au cours de cette séquence. Des rotations dépendant de l'angle parallactique sont appliquées sur les images individuellement soustraites pour réaligner la planète. Ces images pivotées sont ensuite additionnées pour maximiser le signal planétaire (Figure 1.13). À noter que la technique reste applicable

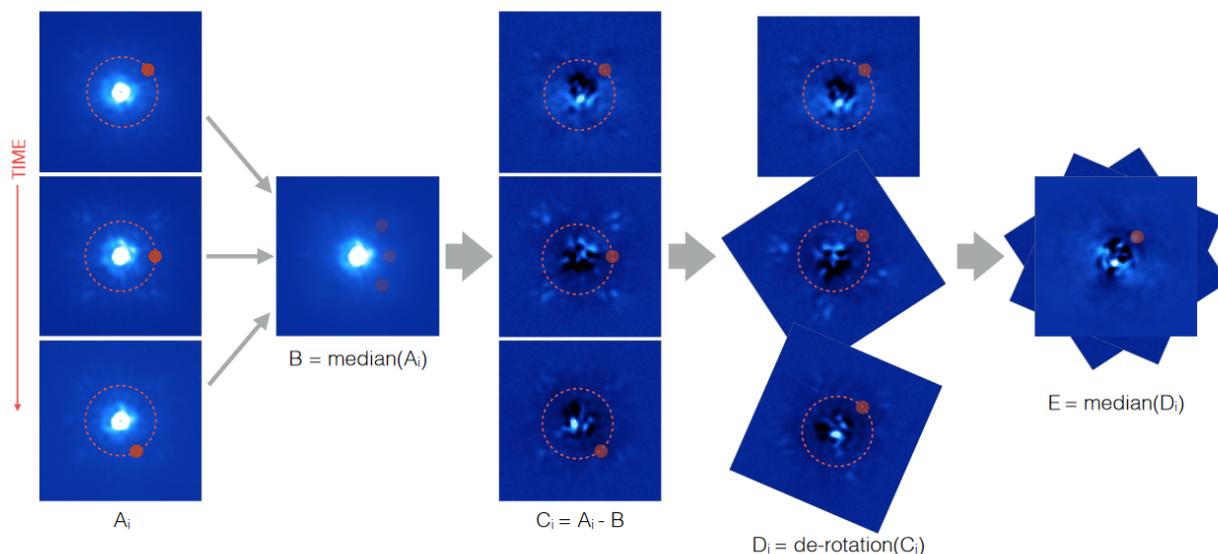


FIGURE 1.13 – Fonctionnement de l’ADI médian. Figure issue de la thèse de C.A. Gómez Gonzalez

aux télescopes spatiaux à condition que ceux-ci effectuent une rotation sur eux-mêmes pour faire tourner le champ de vue pendant la prise de données.

De gros efforts ont été mis dans la réflexion et le développement d’outils plus évolués pour la reconstruction de la PSF. Ceux-ci peuvent être regroupés en plusieurs classes. Il y a par exemple des méthodes utilisant l’Analyse en Composantes Principales (ACP) (Amara & Quanz, 2012; Soummer et al., 2012), des outils comme LOCI (Locally Optimized Combination of Images) (Lafrenière et al., 2007) (Flasseur, Olivier et al., 2018) basés sur la minimisation de moindres carrés localement dans l’image, des outils comme PACO (PATCH COvariance) basés sur l’étude statistique de "patch local" dans l’image ou bien encore des méthodes comme ANDROMEDA reposant des estimateurs du maximum de vraisemblance (Mugnier et al., 2009; Cantalloube et al., 2015). Ces algorithmes sont souvent mis en comparaison les uns les autres sur de vrais jeux de données avec injections de fausses planètes afin de constater, par exemple, ceux qui donnent le moins de faux positifs ou bien arrivent à détecter le plus près de l’étoile (Cantalloube et al., 2022). L’ADI reste la méthode la plus fructueuse pour la détection d’exoplanètes en imagerie directe. Cependant, la méthode reste très limitée à courte séparation, car d’une part, le bruit de speckle y est plus fort et, d’autre part, l’arc de cercle décrit par la planète à cause de la rotation du champ de vue est plus court. Autrement dit, il y a moins de diversité angulaire à explorer pour l’algorithme, ce qui donne lieu à une augmentation de l’auto-soustraction de la planète. Les objets et structures étendus azimutalement sont également soustraits après un traitement ADI, ce qui entrave la détection et l’étude des disques de débris (Milli et al., 2012; Perrot et al., 2016; Xie et al., 2022).

Spectral Differential Imaging

Le Spectral Differential Imaging (SDI) est une autre méthode de suppression de la PSF stellaire utilisant une approche observationnelle différente de l’ADI (Racine et al., 1999; Marois et al., 2000). L’idée est d’observer simultanément l’étoile dans deux ou trois bandes distinctes de longueur d’onde. Au premier ordre, la PSF et les speckles suivent la diffraction et évoluent en fonction de λ/D . Ainsi, les speckles se dilatent radialement en fonction de λ . La PSF décentrée du compagnon s’étale également, mais reste au même endroit dans l’image (voir Figure 1.14). Un rétrécissement de l’image d’un facteur λ_2/λ_1 permet de remettre à l’échelle la PSF et de pouvoir superposer les cartes de speckles. La soustraction des deux PSF permettrait de supprimer la principale partie du halo stellaire et de donner lieu à une potentielle détection (Figure 1.15). Comme pour l’ADI, la technique peut souffrir d’auto-soustraction au niveau de la planète. En effet, plus la planète est proche de l’étoile, plus le déplacement radial décrit par

la planète après la remise à l'échelle de la PSF est court, ce qui augmente la fraction d'auto-soustraction. La séparation minimale pour laquelle peut s'appliquer efficacement le SDI est $\rho_{min} = \frac{\lambda}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot \frac{\lambda}{D}$. On peut donc choisir d'observer dans deux bandes éloignées pour observer plus près, mais le chromatisme des speckles va être gênant pour soustraire efficacement les résidus stellaires. Une autre possibilité est de choisir les bandes de longueurs d'ondes pour que le flux de la planète soit beaucoup plus fort dans l'une des deux bandes. Dans ce cas-là, il est intéressant de choisir deux bandes très proches pour limiter le chromatisme des speckles.

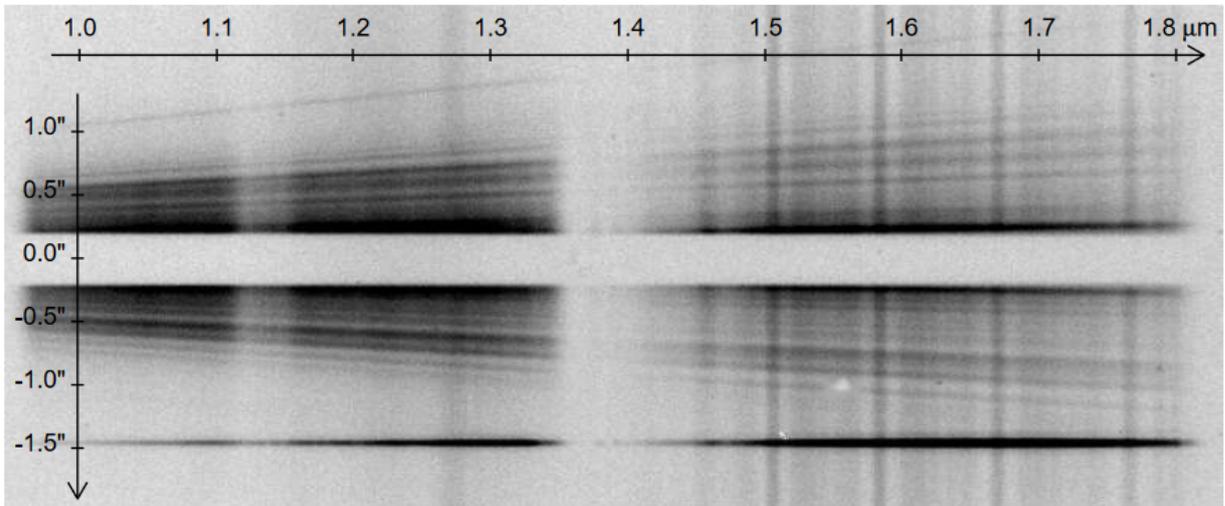


FIGURE 1.14 – Dilatation radiale du halo de l'étoile et des speckles à travers le champ de vue : Illustration avec l'observation de 2M0122-2439 et de son compagnon avec SPHERE/IRDIS. L'axe vertical représente la position dans le champ de vue et l'axe horizontal représente la dimension spectrale. Le spectre du compagnon est visible vers $-1.45''$. Figure issue de Hinkley et al. (2015)

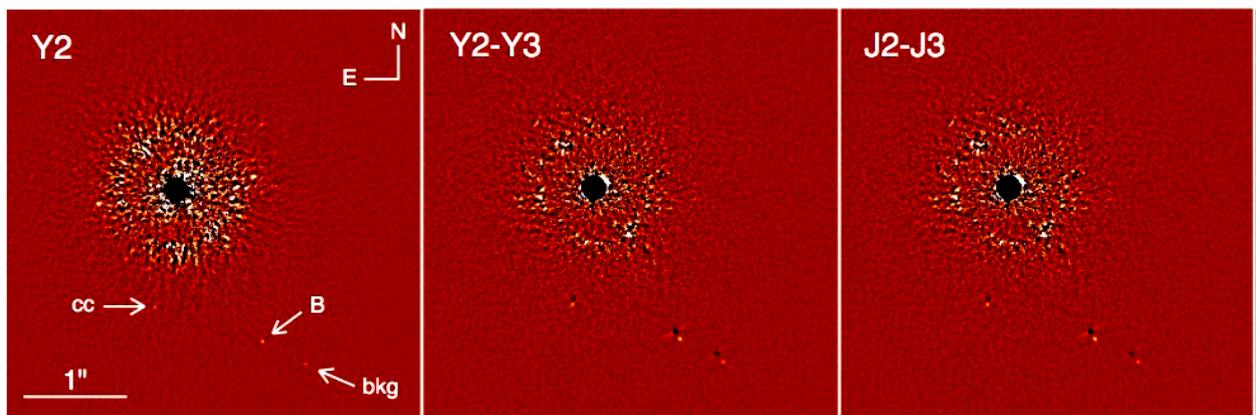


FIGURE 1.15 – Détection de GJ 758 B et mise en évidence d'un candidat (cc) avec l'ADI (à gauche) et le SDI (milieu et droite) avec SPHERE/IRDIS. Figures issues de Vigan et al. (2016)

La méthode a aussi été élargie pour l'application au cas des IFS (Sparks & Ford, 2002) sous le nom de "déconvolution spectrale". Le principe reste le même que pour le SDI, en reconstituant un cube remis à l'échelle pour chaque longueur d'onde. La lumière de l'étoile est soustraite du cube après avoir estimé le spectre de l'étoile et en supposant que celui-ci soit uniforme dans le champ. Une corrélation croisée avec un modèle de spectre planétaire peut être appliquée par la suite pour identifier la planète dans le cube de données. La déconvolution spectrale a permis de redétecter un compagnon, AB Dor c, situé à $0.2''$ et ayant un contraste de l'ordre de 10^{-2} dans les données VLT/SINFONI (Thatte et al., 2007) et de supprimer efficacement les speckles.

Polarimetric Differential Imaging

La Polarimetric Differential Imaging (PDI) (Kuhn et al., 2001) consiste à observer simultanément une même scène sous deux états de polarisation orthogonaux. La lumière de l'étoile est principalement non-polarisée alors que celle provenant d'une planète ou d'un disque de débris sera en partie polarisée. La soustraction des deux images prises simultanément permettrait alors de supprimer efficacement les résidus stellaires et de conserver la fraction de lumière polarisée de la planète ou des disques de débris (Figure 1.16). Cette méthode a été la motivation principale au développement de SPHERE/ZIMPOL et du mode DPI (Dual-beam Polarimetric Imaging) de SPHERE/IRDIS.

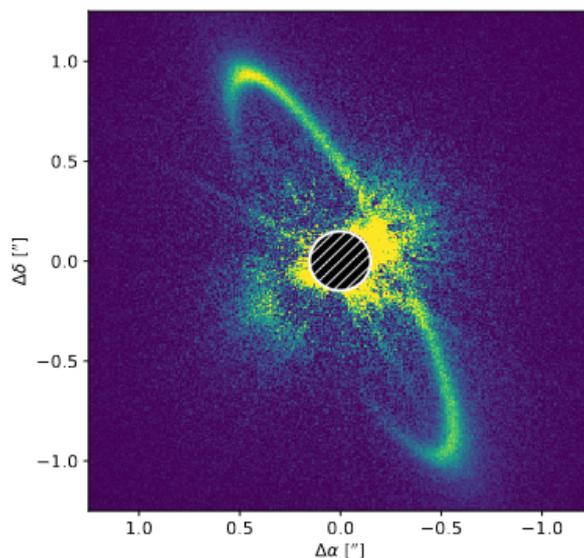


FIGURE 1.16 – Disque de débris autour de l'étoile HR 4796 A observé après une réduction PDI sur les données SPHERE/ZIMPOL. Figure issue de Olofsson et al. (2019).

1.4.4 Performances actuelles de l'imagerie directe

La Figure 1.17 montre un modèle de population de planètes en fonction de la séparation et du contraste. Les capacités actuelles de SPHERE et de GPI y sont superposées (entre autres) et délimitent ici la région où l'on peut détecter des exoplanètes.

Nous constatons que sur les courbes de contrastes de l'ETC de SPHERE représentant les ordres de grandeurs des différents contributeurs de bruits, la principale limite à courte séparation sur un objet brillant est bien le bruit de speckle. Sans celui-ci, il serait possible de gagner un facteur 100 en contraste. Le futur des imageurs haut-contraste est donc principalement de réussir à atténuer encore plus les speckles.

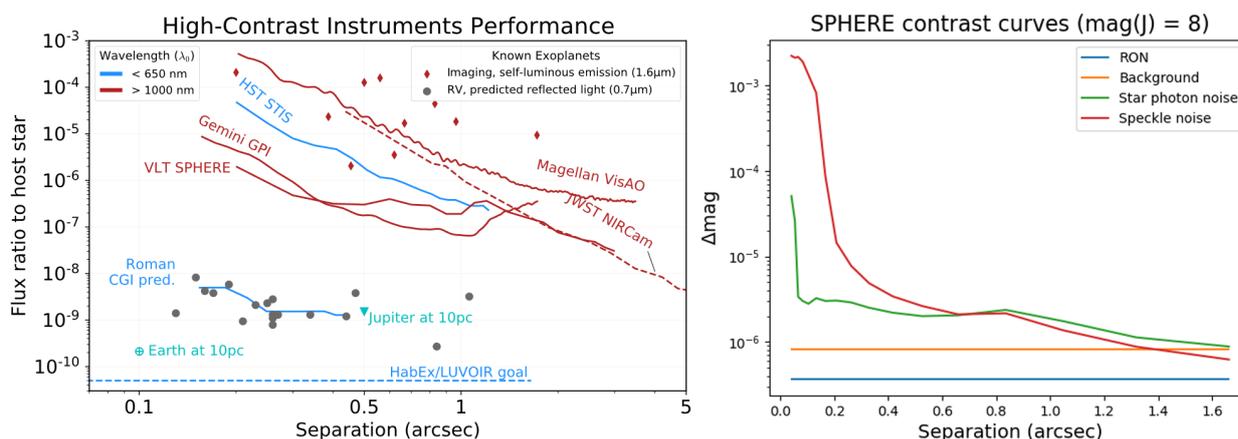


FIGURE 1.17 – (Gauche) Performances des instruments haut-contraste actuels et futurs. Figure issue de Galicher & Mazoyer (2023). Exemple de courbes de contrastes présentant chaque contributeur de bruit pour l’instrument VLT/SPHERE sur une étoile cible de magnitude 8 pour une exposition totale de 1 heure. Ce cas est représentatif d’une intégration longue sur un objet brillant. Les courbes ont été générées avec l’ETC de SPHERE³.

1.5 Évolution et futurs instruments pour l’imagerie à haut contraste

Focal Plane Wavefront Sensing

Pour espérer avoir un niveau de speckle plus bas, l’amplitude voulue des aberrations résiduelles du front d’onde doit être très faible (< 1 nm rms). Les senseurs de front d’onde en plan pupille tels que le Shack-Hartmann ou le senseur de Pyramide ne délivrent pas ce niveau de précision, car la voie ”optique adaptative” et la voie ”science” ont un certain nombre d’optiques qui ne sont pas communes et qui introduisent des aberrations différentes sur les deux voies. Ces aberrations sont appelées NCPA (Non Common Path Aberrations). Un moyen d’atténuer les speckles quasi-statiques serait alors d’effectuer une mesure des résidus de phase directement à partir des erreurs résiduelles sur l’image science du front d’onde. Cette mesure n’est pas facile, car nous ne mesurons pas directement le champ électrique dans le plan focal, mais son intensité. L’information sur la phase a donc été perdue et il faut réussir à lever cette indétermination. Une solution est d’introduire une diversité, c’est-à-dire une aberration connue comme une aberration de défocus. L’analyse des deux images permettant de remonter à la phase en plan pupille s’appelle diversité de phase (Gonsalves, 1982; Mugnier et al., 2006). L’observation d’images coronographiques rend la tâche plus compliquée à modéliser, mais une approche similaire a été développée avec COFFEE (Paul et al., 2012). Cette méthode nécessite de prendre au minimum 3 images et reste donc plus un processus de calibration en amont des observations.

Une solution a été implémentée dans le système CAL de GPI pour que ces calibrations puissent être faites en simultanées avec les observations (Hartung et al., 2014). Le principe était de récupérer une partie de la lumière de l’étoile obstruée par le masque occulteur et de la faire interférer avec le champ de speckles. La technique n’a jamais été réellement opérationnelle au sein de GPI sur ciel à cause de problème de stabilité de l’interféromètre vis-à-vis des vibrations de l’instrument.

Une autre approche similaire est la Self Coherent Camera (SCC) (Baudoz et al., 2005, 2010) qui permet aussi de faire interférer la lumière stellaire et le champ de speckles, mais, cette fois-ci, directement sur le détecteur science sans introduire d’optiques différentielles et donc de NCPA. La mise en place de cette méthode introduit un masque de Lyot légèrement différent avec un petit trou supplémentaire pour laisser passer de la lumière stellaire et la faire interférer avec le champ de speckles qui se retrouve modulé. Tandis que, la lumière de la planète ne passant pas par le trou supplémentaire du masque de

3. <https://www.eso.org/observing/etc/bin/simu/sphere>

Lyot, son image n'est pas modulée. La transformée de Fourier de l'image permet d'estimer les aberrations résiduelles et d'être corrigées par le miroir déformable (Figure 1.18).

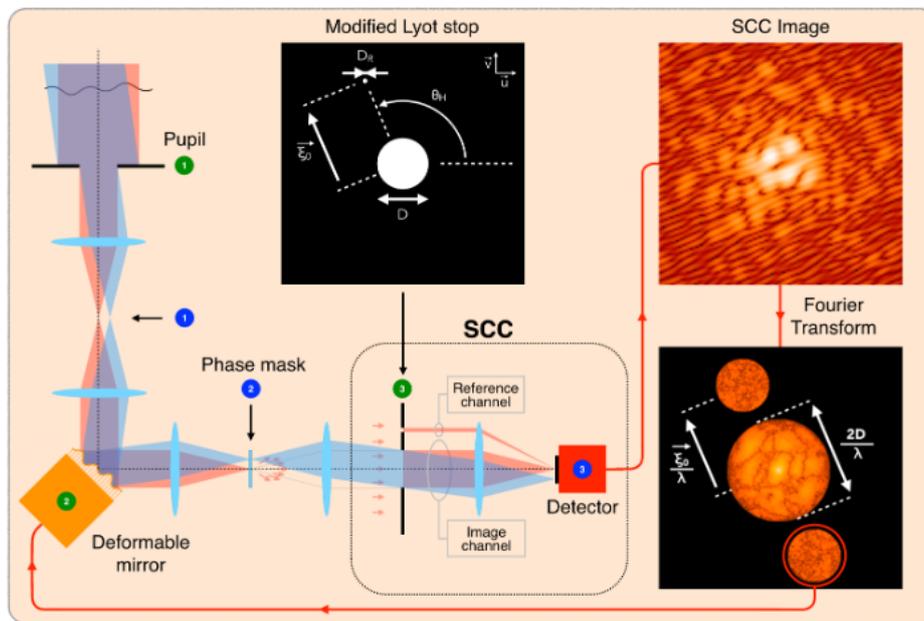


FIGURE 1.18 – Principe de fonctionnement de la Self Coherent Camera. Figure extraite de ?

Néanmoins, un désavantage de cette méthode est de devoir sur-échantillonner spatialement l'image pour pouvoir imager correctement les franges qui sont à une fréquence plus élevée que $1 \lambda/D$. La SCC a été testée sur ciel en équipant l'OA PALM-3000 et le coronographe du télescope du Mont Palomar. La technique a permis d'effectivement diminuer l'importance des speckles en creusant le contraste d'un facteur 5 entre 2 et $4 \lambda/D$. Les performances sur ciel sont tout de même dégradées par rapport aux tests en laboratoire sans que l'origine de cette dégradation soit totalement comprise. Une autre solution a été émise par (Martinache, 2013) pour remonter directement à la phase à partir des images détecteurs qui serait possible à partir d'une pupille asymétrique.

Contrôle prédictif d'optique adaptative

Les performances de l'optique adaptative sont cruciales pour minimiser les résidus de phase et améliorer la qualité des images coronographiques. Une des limitations actuelles est l'erreur temporelle entre la prise de mesure, le temps de calcul pour remonter au front d'onde et l'application de la correction. Cette erreur entraîne une dégradation du contraste brut dans les images. (Cantalloube et al., 2020) met en évidence ces dégradations dans les données VLT/SPHERE. Une solution serait de prédire, à partir des données du senseur de front d'onde, l'évolution des perturbations. Plusieurs solutions sont envisagées comme des prédicteurs combinant linéairement les erreurs de phases mesurées des précédentes itérations (Males & Guyon, 2018) ou encore des algorithmes d'apprentissage de deep learning comme les réseaux de neurones convolutifs (Liu et al., 2020; Swanson et al., 2021). Ces nouvelles lois de contrôle d'OA sont prometteuses et commencent à être testées et validées sur ciel avec notamment le banc d'essai sur SCEXAO (Guyon et al., 2020).

Intérêts pour la moyenne et haute résolution spectrale

Comme mentionné plus haut, la caractérisation des exoplanètes est un axe de recherche majeur dans les prochaines années. Les imageurs à haut-contraste peuvent alors se doter d'un IFS à moyenne ou haute résolution pour essayer de caractériser plus finement la composition atmosphérique des planètes. Une nouvelle méthode s'inspirant à la fois de la "déconvolution spectrale" de (Sparks & Ford, 2002) et des

moyens de caractérisation de la spectroscopie Doppler à haute résolution a émergé ces dernières années sous le nom de "molecular mapping" (Hoeijmakers et al., 2018). Cette méthode exploite la diversité du contenu spectrale entre l'étoile et les planètes. Ce traitement propose de faire une corrélation croisée avec des modèles de spectres planétaires (ou simplement d'absorption d'espèces moléculaires) sans remettre le cube spectral à l'échelle (comme pour les traitements SDI). En effet, il suffirait de filtrer les modulations basses fréquences dans la dimension spectrale causées par la dilatation radiale de la PSF et des speckles. Ce moyen serait efficace pour supprimer les speckles et se rapprocher du bruit de photons. Les IFS à moyenne ou haute résolution seraient alors doublement efficaces, à la fois en tant que moyen de caractérisation et moyen de détection. Une large partie de ma thèse est consacrée à ce sujet et sera précisément décrit dans les Chapitres 2, 3 et 4.

Évolutions des instruments au sol

La majorité des plus gros télescopes terrestres a vu le développement d'un instrument haut-contraste ces dernières années. Des améliorations majeures de ces instruments sont en cours avec, par exemple, le développement de GPI 2.0 qui aura un senseur pyramide doté d'un détecteur à très faible bruit (Fitzsimmons et al., 2020), une SCC appelée FAST (Fast Atmospheric Self Coherent Camera Technique) (Marois et al., 2022) et de nouveaux design de coronographe. L'instrument SPHERE+, quant à lui, prévoit également un senseur pyramide et un nouvel étage de correction d'OA pour améliorer les performances de l'optique adaptative. Un spectrographe à moyenne résolution spectrale (Boccaletti et al., 2022) est aussi envisagé pour optimiser la détection et la caractérisation des exoplanètes.

Une nouvelle ère de télescopes va naître avec l'arrivée des télescopes ayant un miroir primaire supérieur à 20 mètres, ce sera le cas de l'Extremely Large Telescope (ELT, 39 mètres), du Thirty Meter Telescope (TMT, 30 mètres) et du Giant Magellan Telescope (GMT, 24.5 mètres). Cette ère est très prometteuse pour l'observation en imagerie directe avec une résolution angulaire environ 5 fois plus grande que pour la classe des télescopes de 8 mètres. Des instruments tels que ELT/PCS (Kasper et al., 2021), TMT/PSI (Fitzgerald et al., 2022) ou GMT/GMagAO-X (Males et al., 2022) auront pour but ultime de réussir à détecter et caractériser spectralement des planètes dans la zone habitable des étoiles M les plus proches.

Évolutions des instruments spatiaux

Le JWST va permettre pour les prochaines années de caractériser spectralement à moyenne résolution les compagnons les plus facilement observables dans le proche et milieu infrarouge. Le prochain télescope spatial qui permettra également de faire de la détection et de la caractérisation sera le Nancy Grace Roman Space Telescope. Le télescope sera équipé d'un coronographe, d'un senseur de front d'onde en plan pupille pour l'estimation des aberrations de bas ordres et d'un senseur de front d'onde en plan focal pour les aberrations de hauts ordres. Les deux détecteurs sont des EMCCD (Morrissey et al., 2023) qui sont des détecteurs très bas bruits. Le télescope sera le premier démonstrateur d'un contrôle d'optique adaptative aussi poussé dans l'espace. La mission HWO (Habitable Worlds Observatory) prévue à l'horizon 2040 aura des enjeux d'ambition majeure avec l'observation et la caractérisation de planètes telluriques dans la zone habitable autour d'un échantillon significatif d'étoiles de type solaire. La mission sera basée fortement sur les acquis obtenus grâce à JWST (miroir primaire segmenté, déploiement et co-phasing des miroirs) et ceux qui seront obtenus prochainement par le Nancy Grace Roman Space Telescope (performances coronographiques et correction d'OA en milieu spatial).

1.6 Implication personnelle

Mon apport personnel sur le sujet a été dans un premier temps d'investiguer sur une technique récente et prometteuse qu'est le molecular mapping pour la détection destinée aux futurs instruments

couplant les instruments haut-contraste et la spectroscopie. Des premières applications de cette méthode ont pu être obtenues sur ciel avec des spectro-imageurs non dédiés au haut-contraste. Mon but a été de comprendre plus en détails le fonctionnement du molecular mapping, dont les limites et les dépendances étaient jusqu'alors moins bien documentées dans la littérature que les limitations des méthodes de détection différentielles. Le but final a été d'aboutir à la création d'un outil pouvant servir d'ETC ou de référence pour des comparaisons avec l'ADI (Chapitre 2). Je me suis également servi de cet outil pour en tirer des conclusions sur des perspectives d'application à de futurs instruments dédiés (Chapitre 3). J'ai aussi eu la chance d'étudier de vraies données ciel avec le programme de science verification d'ERIS sur un jeune compagnon récemment détecté dans la région de formation du Taureau. Mon expertise a permis de comparer les performances attendues aux performances atteintes par le molecular mapping sur ses données. Cette expertise a été également dupliquée lors d'un stage de M2 que j'ai co-encadré avec mes directeurs de thèse pour l'exploitation des premières données MIRI/MRS (Chapitre 4). J'apporte ensuite quelques éléments de réflexion sur une potentielle méthode de détection alternative au molecular mapping. Celle-ci aurait l'avantage de se baser uniquement sur la diversité spectrale entre une étoile et un compagnon sans à priori sur le spectre de ce dernier (Chapitre 5). Finalement, j'ai pu travailler sur un nouveau type de spectrographe spécialement conçu pour l'observation de sources limitées par la diffraction, et donc bien adapté à la caractérisation d'exoplanète. J'ai particulièrement été impliqué dans un premier temps dans la calibration et l'alignement de l'instrument, et j'ai développé par la suite une méthode d'extraction de données pour extraire l'information spectrale projetée sur le détecteur (Chapitre 6).

Chapitre 2

Molecular Mapping

Contents

2.1	Introduction au molecular mapping	36
2.2	Approche proposée : Article	39
2.3	Remarques approfondies sur le molecular mapping	59
2.3.1	Les quantités d'intérêts du molecular mapping	59
2.3.2	Auto-soustraction du spectre planétaire	60
2.3.3	Discussion sur le pré-processing	62
2.3.4	Caractérisation avec le molecular mapping	63
2.4	Présentation de FastCurves	65

2.1 Introduction au molecular mapping

Nous avons vu dans l'introduction que les performances des instruments à haut contraste sont limitées, à courte séparation et sur étoile brillante, par la variabilité dans le temps des speckles dits quasi-statiques. Snellen et al. (2015) ont souligné l'intérêt de conjuguer la haute résolution spectrale et le haut contraste. L'idée sous-jacente est d'utiliser la diversité spectrale entre l'étoile et la planète. L'avantage d'une telle méthode serait de tirer bénéfice de deux choses. D'abord, des performances de la High Dispersion Spectroscopy (HDS) qui permet d'obtenir des spectres d'objets à haute résolution spectrale et de détecter par corrélation croisée des planètes avec un contraste lumineux par rapport à l'étoile de 10^{-4} . Ensuite, cette méthode bénéficierait des capacités des instruments haut-contrastés (HCI) à résoudre angulairement la planète de son étoile. Cela permet de réduire le bruit de photons total ($\simeq 10^{-3}$) (voir Figure 2.1).

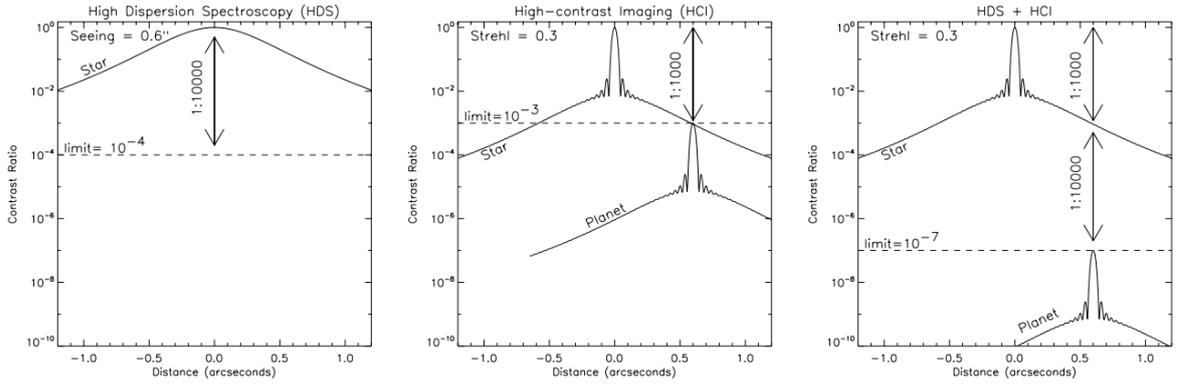


FIGURE 2.1 – (Gauche) Performances typiques de la corrélation croisée spectrale à partir de données à haute résolution spectrale. (Milieu) Performances de l’imagerie haut-contraste. (Droite) Potentielles performances de la fusion des deux instruments. Figure issue de Snellen et al. (2015)

Ainsi, la combinaison des deux pourrait amener à des détections de planètes avec un contraste de 10^{-7} voire plus. De plus, la position des speckles varie en fonction de la longueur d’onde, ce qui induit une modulation douce du spectre de l’étoile à travers le champ de vue, mais ne modifie pas le contenu haute fréquence du spectre, dont les raies d’absorption de l’étoile. Je reviendrai sur ce phénomène plus en détail par la suite. Il suffirait alors de conserver uniquement les raies d’absorption des spectres pour ne plus être limité par les speckles et atteindre les limites fondamentales du bruit de photon. Le gain en détection est alors décrit au premier ordre par (Snellen et al., 2015) avec l’équation 2.1 :

$$SNR = \frac{S_{planet}}{\sqrt{S_{star}/K + \sigma_{bckg}^2 + \sigma_{RON}^2 + \sigma_{DC}^2}} \sqrt{N_{lines}} \quad (2.1)$$

Avec S_{planet} le signal planétaire, S_{star} le signal de l’étoile (tous deux exprimés en photons intégrés par élément de résolution). K est le facteur d’atténuation du signal stellaire à l’endroit de la planète. N_{lines} est le nombre de raies du spectre planétaire. σ_{bckg}^2 , σ_{RON}^2 et σ_{DC}^2 sont respectivement le bruit de background, le bruit de lecture du détecteur et le bruit de courant d’obscurité du détecteur. Cette équation met ainsi en avant les deux gains combinés des deux instruments : le facteur $\sqrt{N_{lines}}$ et la réduction du bruit de photon de l’étoile K .

Cette méthode, baptisée ”molecular mapping”, a permis peu après de redétecter des compagnons avec des instruments pas spécialement conçus pour le haut contraste dans la mesure où ils n’ont pas de coronographe et ont des performances d’OA très limitées. Néanmoins, la méthode a été premièrement fructueuse sur des données IFU VLT/SINFONI (Hoeijmakers et al., 2018), en permettant la redétection de β pic b. La corrélation croisée a aussi pu mettre en évidence la présence de vapeur d’eau et de CO dans son atmosphère (voir Figure 2.2). De même pour la planète HIP 65426 b redétectée par (Petruș, S. et al., 2021). Les données du spectrographe Keck/OSIRIS ont également été exploitables avec le molecular mapping en re-détectant et en caractérisant les planètes HR 8799 b, c et d (Petit dit de la Roche et al., 2018; Ruffio et al., 2019, 2021).

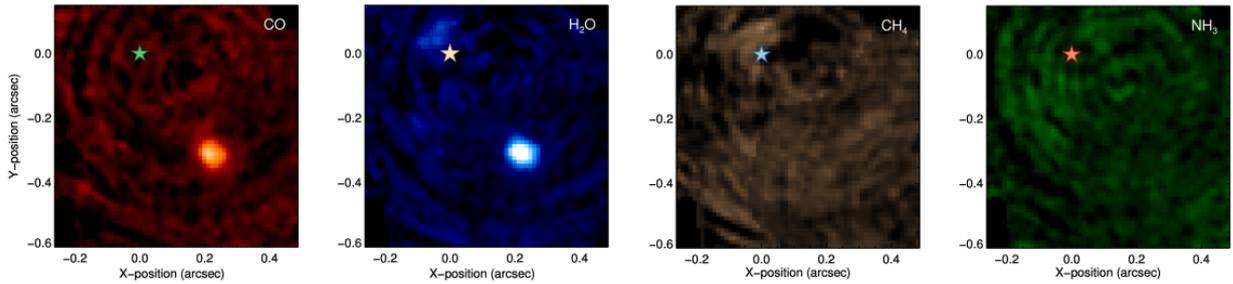


FIGURE 2.2 – Détection de CO et H_2O et non détection de CH_4 et NH_3 dans l’atmosphère de β Pic b avec les données VLT/SINFONI. Figure issue de Hoeijmakers et al. (2018)

La diversité spectrale a aussi permis de redétecter PDS 70 b et de mettre en évidence une autre planète, PDS 70 c, en observant un pic d’émission en $H\alpha$ dû à l’accrétion de ces planètes (Haffert et al., 2019). La technique de détection utilisée, appelé High-resolution spectral differential imaging (HRSDI) s’apparente au molecular mapping en s’attachant à l’imagerie différentielle sur une raie spécifique, plutôt qu’en corrélant sur un ensemble de raies. Les limites de détection de protoplanètes avec MUSE dans le filtre $H\alpha$ ont été étudiées et sont prometteuses (Xie et al., 2020). En effet, le bruit de photon est atteint à courte séparation et un contraste 5 fois plus profond que celui de SPHERE/ZIMPOL est obtenu. Le molecular mapping a également été appliqué sur les données VLT/SINFONI en bande K pour détecter des raies d’absorptions correspondant cette fois à la composition de l’atmosphère de la planète PDS 70 b. Cependant, aucun pic de corrélation n’a été observé pour chaque molécule testée. La méthode n’a donc pas permis de redétecter la planète PDS 70 b (Cugno, G. et al., 2021). L’hypothèse retenue était que la planète étant enfouie dans un disque, les caractéristiques spectrales de l’objet pouvaient être atténuées à tel point que la détection n’était pas possible.

Ces premières redétections (ou non détections) motivent de nouvelles observations sur ces IFU déjà existants et motivent également la conception d’instrument pour ce mode observationnel. La discussion des performances de tels instruments devient centrale, mais reste complexe. Il y a un intérêt fort de déterminer ce qui est critique pour l’application du molecular mapping. Il était alors important de décrire analytiquement les dépendances du molecular mapping pour analyser les potentielles futures performances de la méthode en fonction du cas et de l’instrument étudié. En effet, l’équation 2.1 du SNR est une version trop simplifiée, car elle ne prend pas en compte beaucoup de paramètres. Quel est le signal d’intérêt du molecular mapping ? Quel est l’impact du filtrage passe-haut spectral ? Quelle doit être sa fréquence de coupure ? Comment le bruit se propage-t-il ? Les speckles ne sont-ils réellement plus une source de bruit dominante ? Quels sont les paramètres instrumentaux à prendre en compte pour un concept efficace d’IFS pour le haut-contraste ? Les absorptions telluriques sont-elles critiques ?

Les questions ci-dessus furent souvent indirectement traitées par le biais de simulations ”end-to-end”. Ces simulations génèrent des séquences temporelles de PSF Haut-contraste correspondantes à des instruments d’intérêt en fonction du Strehl attendu, de l’apodiseur et/ou du coronographe choisi, des résidus d’optique adaptative, des différents bruits (lecture, background), de la résolution et de la fenêtre spectrale utilisées, etc. Des fausses planètes sont par la suite injectées avec différents paramètres (Contraste, séparation angulaire, température, $\log(g)$, rapport C/O, métallicité, élargissement rotationnel, le décalage Doppler des raies). La dernière étape correspond à l’application du molecular mapping sur ces données simulées et à constater dans quel cas il y a eu ou non une détection $5 - \sigma$. Le but ultime étant d’aboutir à des courbes de contrastes pouvant servir de bilan de performances du molecular mapping en fonction des cas étudiés. Ce genre de simulation était jusqu’alors nécessaire pour prédire les performances des instruments haut contraste utilisant des méthodes de post-processing de type ADI ou SDI, car l’estimation du bruit de speckle nécessite une modélisation des instruments très fidèle. Cependant, si l’on avance que le molecular mapping est une méthode qui permet de s’affranchir du bruit de speckle, de telles simulations ne sont plus indispensables pour avoir une première approximation rapide

des performances. De plus, outre le temps de calcul important de ces simulations dû au nombre de paramètres à explorer, il reste tout de même ensuite difficile d’appréhender les limites et les dépendances du molecular mapping.

Des résultats de simulations end-to-end ont été ainsi obtenus ces dernières années sur différents instruments, c’est le cas pour HARMONI (Houllé et al., 2021), JWST/MIRI (Mâlin et al., 2023; Patapis et al., 2022) et également pour SPHERE+/MedRES (Gratton et al., 2022; Landman et al., 2023). Les futures perspectives d’une potentielle application du molecular mapping sont nombreuses, nous pouvons citer également JWST/NIRSPEC, ELT/METIS et ELT/PCS. Afin de mieux comprendre ces résultats, de répondre aux questions évoquées, et d’apporter un outil pertinent pour les nouveaux concepts d’instruments, j’ai choisi de décortiquer le molecular mapping pour proposer une approche semi-analytique pour la prédiction de performances et l’appliquer à plusieurs instruments. Cette approche est résumée dans l’article ci-dessous.

2.2 Approche proposée : Article

Le but de cet article est d’introduire notre analyse fine du molecular mapping permettant de prédire simplement les performances d’un IFU et d’en décrire précisément les diverses limitations. L’enjeu d’une telle méthode a été de vérifier d’abord sa cohérence et sa fiabilité par rapport aux résultats de simulations end-to-end (ici avec HARMONI) pour constater si les bruits se propageaient comme prévu. L’enjeu suivant a été d’ensuite exploiter l’outil pour prédire les performances d’un instrument et ses limitations. Le dernier aspect abordé dans l’article se tourne vers les aspects de compromis instrumentaux pour optimiser les détections par molecular mapping et ainsi permettre d’apporter des réflexions pour les futurs concepts d’instruments.

L’article sera ensuite suivi d’une discussion plus avancée sur quelques points importants méritant d’être approfondis.

Exoplanets detection limits using spectral cross-correlation with spectro-imaging

An analytical model applied to the case of ELT-HARMONI

A. Bidot,¹ D. Mouillet¹ and A. Carlotti,¹

Institute of Planetology and Astrophysics (IPAG), University of Grenoble Alpes, 414 rue de la Piscine, Saint-Martin d'Hères
e-mail: alexis.bidot@univ-grenoble-alpes.fr

Received February, 2023; accepted

ABSTRACT

Context. The combination of high-contrast imaging and medium to high spectral resolution spectroscopy offers new possibilities for the detection and characterization of exoplanets. The so-called molecular mapping technique makes use of the difference between the planetary and stellar spectra. Whereas traditional high-contrast imaging post-processing techniques are quickly limited by speckle noise at short angular separation, molecular mapping efficiently suppresses speckles offering new detection possibilities.

Aims. Molecular mapping performance depends on multiple parameters such as the star magnitude, the adaptive optics residual halo, the companion spectrum, the telluric absorption, as well as the telescope and instrument properties. Exploring such a parameter space through end-to-end simulations to predict potential science cases and to optimize future instruments designs is then very time-consuming and makes it difficult to draw simple conclusions. We propose to quantify the signal of interest and the noise that propagates in molecular mapping, with explicit dependencies upon the stellar, planetary, and instrument main parameters, in order to define an efficient methodology for such an analysis.

Methods. Explicit expressions of the estimates of molecular mapping signal and noise are derived, and they are validated through comparisons with end-to-end simulations. They provide an understanding of the instrumental dependencies, and help to discuss optimal instrumental choices with regard to the targets of interest. They are applied in the case of the ELT/HARMONI integral field spectrograph, as an online tool predicting the contrast performance in various observational cases.

Results. We confirm the potential of molecular mapping for high-contrast detections, especially for cool planets at short separations. We provide guidelines based on quantified estimates for design trade-offs of future instruments. We discuss the planet detection performances of the HARMONI observing modes, with spectral resolutions from 3000 to 17000, and different corresponding spectral bandwidths in the near infrared. While they nicely cover the appropriate requirements for high detection capability of warm exoplanets, the high-contrast mode of HARMONI would benefit from a transmission extended down to J band. A contrast of a few 10^{-7} at 50 mas should be within reach on bright targets in photon noise regime with molecular mapping.

Key words. Instrumentation: high angular resolution – Methods: data analysis – Techniques: imaging spectroscopy – Planets and satellites: detection

1. Introduction

The spectral information that is carried by the light reflected of, or emitted by an exoplanet is of primary importance for its study. It makes it possible to probe the physical properties and the composition of the atmosphere ; this is a proxy to infer the formation and evolution processes (Oberg & Bergin 2016; Mollière et al. 2022), and a key information to assess their habitability (Turbet 2018), and the potential existence of life (Wang et al. 2018). The brightness of the host star, and the huge star-to-planet flux ratio induce noise and systematics on the planet's signature, which are two major challenges to these observations.

Such detection and characterization of the exoplanetary light can be attempted with or without angularly resolving the planet itself, and, in each case, considering the total, broadband planetary flux, or trying to focus on some specific spectral features. Each case involves different dominant limitations that lead to different potential ultimate performances, as we briefly review hereafter.

Starting from the spatially unresolved case, in the favorable configuration of transiting planets, the planetary signal can

be extracted thanks to temporal differential spectro-photometry (Tinetti et al. 2018), i.e., by observing the planet before, during, and after the transit. The performance of this technique is ultimately limited by systematics related to measurement stability, and by the limited time window associated with transits (once every orbit).

The spectral diversity between the star and the planet signal, and/or the use of specific spectral signatures, can be used to get rid of these instrumental systematics, to the point that even non-transiting planets can be detected and characterized without spatially resolving them. This enabled the detection and characterization of β -Pic b observed with VLT/CRIRES (Snellen et al. 2014), for instance. The planetary signal detection remains strongly limited by the photon noise associated with the huge stellar flux.

This noise is dramatically reduced if the exoplanet and the star can be spatially separated from each other. It can be further reduced if the star's diffracted signal at the location of the planet is attenuated using coronagraphic techniques. As for unresolved characterization, differential signal extraction can be performed

without using any prior knowledge of the exoplanet spectrum. The key limitation is associated with systematics on images, in particular speckle noise, in spite of various studies and huge efforts that have been made to handle it (such as improved AO correction methods, novel focal plane sensing techniques, improved signal extraction algorithms that use data diversity). One way to get rid of the confusion between the speckles in the stellar halo and the planetary signal is the interferometric coherence difference, as used in particular in the ExoGRAVITY program (Lacour et al. 2020); this approach is telescope-time expensive, however, since it requires the 4 UTs of the VLT. In addition, it has a low global transmission. As said before, another way to deal with these systematics is to use the spectral information to look for specific spectral features, over the field of view. This technique referred to as molecular mapping. This requires a high enough spectral resolution (which is discussed below) to distinguish the absorption features of interest from the speckle-induced spectrum modulation. The integral field spectrographs (IFS) used with high-contrast imaging instruments such as VLT/SPHERE (Beuzit et al. 2019), GPI (Macintosh et al. 2014), Subaru/SCEXAO (Lozi et al. 2018) focus on spatial information, and have a limited spectral resolution ($R=50$). However, molecular mapping has begun to be demonstrated with higher resolution IFS and spectrographs that were not originally dedicated to high-contrast: e.g. with VLT/SINFONI ($R=5000$) (Hoeijmakers et al. 2018), Keck/OSIRIS ($R=4000$) (Ruffio et al. 2019), and VLT/MUSE ($R=3450$) (Haffert et al. 2019). High-Dispersion Coronagraphy (HDC) has also been proposed and designed to couple high-resolution spectrographs with high-contrast instruments, and observe single, diffraction-limited sources, allowing to characterize exoplanets whose positions are already known: KPIC ($R=37000$) (Delorme et al. 2018; Wang et al. 2021; Xuan et al. 2022), HiRISE ($R=100000$) (Vigan et al. 2022), VIPA ($R=80000$) (Carlotti et al. 2022a).

There is a full parameter space to explore when following this approach, with various balances and trade-offs between the spectral information content, noise regimes, observation context (ground vs. space), as well as star and exoplanet types. We should emphasize the fact that, in practice, when designing an instrument, the main design choices usually favor some capabilities at the expense of others. A classical example is, for instance, the necessary trade-off, for an IFS with a given detector size, between its field-of-view (FoV), spectral bandwidth, and spectral resolution. There is certainly not a single, universal sweet spot, and the choice depends on various parameters that include the telescope specifications, the image quality, the stellar type and brightness, the total observing time, the exoplanet contrast, projected separation, spectral properties, etc., and the chosen priority given to a given spectral signature. Some IFS using this high spectral resolution approach are already operational but do not necessarily have the optimal observing modes for the detection of exoplanets (VLT/ERIS (Kravchenko et al. 2022), VLT/MUSE, Keck/OSIRIS, JWST/MIRI (Patapis et al. 2022; Mâlin et al. 2023)). Others are currently being designed with these trade-off considerations in mind (SPHERE+ MedRES (Boccaletti et al. 2022), ELT/HARMONI, ELT/METIS (Carlomagno et al. 2020)), or are planned in the more distant future (ELT/PCS) (Kasper et al. 2021). Such discussions on the instrument trade-offs and on the different high-resolution instrument modes have already been addressed in some specific cases, such as space-based very-high-contrast instruments (Wang et al. 2017), or for coupling VLT/SPHERE with CRIRES+ (Otten et al. 2021). This will

need to be extended, and to cover a variety of future instruments.

We argue that a new performance analysis approach is needed to explore this parameter space, and we propose for that to use a semi-analytical tool that we developed. Until now, a huge effort has been made to develop end-to-end simulation tools to estimate the performance of various high-contrast imagers; these simulations are necessary to model and to estimate the impact of complex effects - such as speckle noise, instrumental instabilities, or correlations generated by the detector - on the final achievable contrast, with various post-processing techniques. A strong drawback of this computationally heavy approach is the difficulty to explore wide parameter spaces, and to fully trace and understand the role of each of the various parameters that contribute to the performance budget, however. Our approach presented here proposes an answer to this difficulty.

We first recall in Section 2 the principles of molecular mapping, and how different types of noise limit its efficiency. We verify our analytical model with comparisons with end-to-end simulations in Section 3. Section 4 details the bandwidth vs. spectral resolution trade-off, and how tellurics, and rotational broadening may influence it. We then consider in Section 5 the specific case of the ELT/HARMONI instrument to first compare the performance derived through an end-to-end simulation tool and the one derived with our semi-analytical tool, and then use the latter to discuss the interest of the different observing modes of this instrument with respect to different types of planets. Finally, a conclusion is drawn in Section 6.

2. Molecular Mapping information and noise

2.1. Molecular mapping core principle

We consider the observational information of spectro-imagers, after the first steps of data reduction and calibration, in the form of a 3D collected flux S , expressed as the measured integrated flux as a function of the wavelength λ and spaxel position (x,y) . It can be decomposed into several components when the observed scene is a stellar halo as in Eq.1.

$$S(\lambda, x, y) = \gamma_{\text{atm}}(\lambda) \cdot (M_{\text{speckle}}(\lambda, x, y) \cdot S_{\text{star}}(\lambda) + S_{\text{planet}}(\lambda, x, y)) + n(\lambda, x, y) \quad (1)$$

$$n(\lambda, x, y) = n_{\text{halo}}(\lambda, x, y) + n_{\text{bkgd}}(\lambda) + n_{\text{RON}} \quad (2)$$

with γ_{atm} the atmosphere transmission, S_{star} the star spectrum, S_{planet} the planet PSF as a function of wavelength, and n the noise. The sky background spectrum does not appear here, as we assume that it has been perfectly subtracted from the data. The total noise n is further broken down in Eq.2 into several standard noise sources: the stellar photon noise n_{halo} , the background noise n_{bkgd} , which is the photon noise coming from the sky emission, the telescope, and the instrument, and the read-out noise of the detector n_{RON} . M_{speckle} describes the stellar PSF over the FoV and depends on the wavelength. It is normalized for each spectral channel such that $\iint M(\lambda, x, y) dx dy = 1$. Spectra quantities (S_{star} , S_{planet} , and consequently also S) are expressed in detected photo-electrons, integrated over the total integration time for each spectral channel. Therefore, those quantities consider the intrinsic star and planet apparent magnitudes, and also the telescope and instrument transmissions.

The PSF and the speckle pattern scale with the wavelength as a first order approximation. Thus, the scaling of the speckle

pattern generates a low frequency modulation of the stellar spectrum, in an uncontrolled manner, depending on the location in the field of view. In order to isolate the planetary spectrum from the stellar spectrum, the stellar continuum modulated by the speckles must be estimated and subtracted. This step can be interpreted as high-pass filtering to isolate the uncontaminated frequencies of the planetary spectrum. These frequencies correspond to the absorption lines of the planetary spectrum. To do so, we used the same preprocessing routine as in TexTris (Petrucci et al. (2021)). It can be summarized in a few steps:

Firstly, models of the observed star spectrum - \hat{S}_{star} - and tellurics absorption - $\hat{\gamma}_{\text{atm}}$ - are chosen. These can either be models derived from libraries such as PHOENIX for the star, and SkyCalc for tellurics, or directly estimated from the data using the brightest spaxels in the FoV uncontaminated by the companion(s) (i.e. the spaxels corresponding to the core of the stellar PSF: $\hat{\gamma}_{\text{atm}}(\lambda) \cdot \hat{S}_{\text{star}}(\lambda) = \langle S(\lambda) \rangle_{x,y}$).

These models are needed to estimate the speckle modulations in the FoV, so that stellar light can be subtracted. Indeed, for each spaxel, we estimate the modulation by low-pass filtering the ratio between the spaxels and a model of the spectrum of the star, multiplied by the transmission of our atmosphere:

$$\hat{M}_{\text{speckle}}(\lambda, x, y) = \left[\frac{S(\lambda, x, y)}{\hat{\gamma}_{\text{atm}}(\lambda) \cdot \hat{S}_{\text{star}}(\lambda)} \right]_{\text{LF}} \quad (3)$$

We use the notation $[\cdot]_{\text{LF}}$ to represent the low-pass filtering operation. Here it is just a convolution between a spectrum and a Gaussian kernel with a width σ_c , homogeneous to nanometer, and defined by the user. This width σ_c will determine the frequency cut-off - f_c - of the filter (homogeneous to nm^{-1}), and it can be also understood as a spectral resolution cut-off - R_c - as in Eq. 4 (see Appendix A):

$$f_c = \frac{\sqrt{\ln 2}}{\sqrt{2\pi}\sigma_c}, \quad R_c = \lambda_0 \cdot f_c \quad (4)$$

where λ_0 is the central wavelength of the observation bandwidth. The optimal resolution cut R_c of this filter is discussed later in subsection 2.3.2. The high-frequency content of a spectrum $[S]_{\text{HF}}$ will represent the difference $S - [S]_{\text{LF}}$.

Assuming that the model of the star spectrum with the tellurics absorption is perfect and injecting Eq.1 into Eq.3 returns the estimated modulation function:

$$\hat{M}_{\text{speckle}}(\lambda, x, y) = M_{\text{speckle}}(\lambda, x, y) + \left[\frac{S_{\text{planet}}(\lambda, x, y)}{\hat{S}_{\text{star}}(\lambda)} \right]_{\text{LF}} + \left[\frac{n(\lambda, x, y)}{\hat{\gamma}_{\text{atm}}(\lambda) \cdot \hat{S}_{\text{star}}(\lambda)} \right]_{\text{LF}} \quad (5)$$

Note that Eq. 5 should be an approximation in real life, since the model of the spectrum of the star and telluric absorptions cannot be perfect.

The modulated stellar spectrum must be removed from the spaxels. We note that the planet's continuum will be removed, as the estimated modulation $\hat{M}_{\text{speckle}}(\lambda, x, y)$ will take it into account. $S_{\text{res}}(\lambda, x, y)$, the residual - spectrally high-pass filtered - signal after stellar component subtraction is expressed as:

$$\begin{aligned} S_{\text{res}}(\lambda, x, y) &= S(\lambda, x, y) - \hat{M}_{\text{speckle}}(\lambda, x, y) \cdot \hat{\gamma}_{\text{atm}}(\lambda) \cdot \hat{S}_{\text{star}}(\lambda) \\ &= \gamma_{\text{atm}}(\lambda) \cdot \left([S_{\text{planet}}]_{\text{HF}}(\lambda, x, y) - [\hat{S}_{\text{star}}]_{\text{HF}}(\lambda) \right. \\ &\quad \left. \cdot \left[\frac{S_{\text{planet}}(\lambda, x, y)}{\hat{S}_{\text{star}}(\lambda)} \right]_{\text{LF}} \right) + n'(\lambda, x, y) \end{aligned} \quad (6)$$

$$\text{where } n'(\lambda, x, y) = n(\lambda, x, y) - [n(\lambda, x, y)]_{\text{LF}} - \frac{[\gamma_{\text{atm}} \cdot \hat{S}_{\text{star}}(\lambda)]_{\text{HF}}}{[\gamma_{\text{atm}} \cdot \hat{S}_{\text{star}}(\lambda)]_{\text{LF}}} \cdot [n(\lambda, x, y)]_{\text{LF}}.$$

In practice, $n'(\lambda, x, y)$ is approximately equal to $n(\lambda, x, y)$, and we will use this approximation in the rest of the paper. The detailed calculation and discussion can be found in Appendix B.

With these operations, the high-frequency content of the planet - and possibly from the star, if it has a rich absorption lines content - is isolated from the speckles at the location of the planet. Note that the planet signal is still affected by telluric lines due to the atmospheric absorption. Now that the planet is spectrally disentangled from the speckle contamination, molecular mapping (Snellen et al. 2015; Hoeijmakers et al. 2018) consists in cross-correlating, in the spectral dimension, the resulting signal $S_{\text{res}}(\lambda, x, y)$ in each spaxel (x, y) from the IFS datacube with templates (see Fig. 1) computed in regard to various companion properties (temperature, C/O ratio, metallicity, etc.). When cross-correlating a template with a spaxel corresponding to a companion, a correlation peak can be observed: its position corresponds to the radial velocity, and its width can be interpreted as being induced by the spin of the companion (Snellen et al. (2014)).

The spectral template t used for cross-correlation is user-defined, according to the type of planet atmosphere that is considered. It is expected that various templates will be tested on observation data, and they will come either from empirical libraries, or from theoretical models. A specific molecular spectrum can also be used to probe the presence of a molecule in the observed atmospheres (Hoeijmakers et al. 2018; Ruffio et al. 2019; Wang et al. 2021; Cugno et al. 2021). Therefore, at a given radial velocity, the cross-correlation is just the scalar product of the residual signal, S_{res} , and the Doppler shifted and normalized template, t_{RV} , such that $\sum_{\lambda_i=\lambda_{\text{min}}}^{\lambda_{\text{max}}} t_{\text{RV}}^2(\lambda_i) = 1$. This operation is described in Eq.7:

$$\begin{aligned} C(v_{\text{RV}}, x, y) &= \sum_{\lambda_i=\lambda_{\text{min}}}^{\lambda_{\text{max}}} S_{\text{res}}(\lambda_i, x, y) \cdot t(\lambda_i, v_{\text{RV}}) \\ &= \langle S_{\text{res}}(\lambda, x, y), t_{\text{RV}}(\lambda) \rangle, \end{aligned} \quad (7)$$

where v_{RV} is the radial velocity, and $\langle A, B \rangle = \|A\| \|B\| \cos(\theta)$ denotes the scalar product of A and B , and θ the angle between A and B .

The expression of the correlation signal of interest is derived using Eq.6 with the approximate expression of the propagated noise $n(\lambda, x, y)$ and the definition of the scalar product:

$$\begin{aligned} \langle S_{\text{res}}(\lambda, x, y), t_{\text{RV}}(\lambda) \rangle &\approx \langle \gamma_{\text{atm}}(\lambda) \cdot [S_{\text{planet}}(\lambda, x, y)]_{\text{HF}}, t_{\text{RV}}(\lambda) \rangle \\ &\quad - \langle \gamma_{\text{atm}}(\lambda) \cdot [\hat{S}_{\text{star}}]_{\text{HF}}(\lambda) \cdot \left[\frac{S_{\text{planet}}(\lambda, x, y)}{\hat{S}_{\text{star}}(\lambda)} \right]_{\text{LF}}, t_{\text{RV}}(\lambda) \rangle \\ &\quad + \langle n(\lambda, x, y), t_{\text{RV}} \rangle \\ &\approx \|\gamma_{\text{atm}}(\lambda) \cdot [S_{\text{planet}}(\lambda, x, y)]_{\text{HF}}\| \cdot \|t_{\text{RV}}\| \cdot \cos(\theta_{\text{planet,RV}}) \\ &\quad - \|\gamma_{\text{atm}}(\lambda) \cdot [\hat{S}_{\text{star}}]_{\text{HF}}(\lambda) \cdot \left[\frac{S_{\text{planet}}(\lambda, x, y)}{\hat{S}_{\text{star}}(\lambda)} \right]_{\text{LF}}\| \cdot \|t_{\text{RV}}\| \cdot \cos(\theta_{\text{star,RV}}) \\ &\quad + \langle n(\lambda, x, y), t_{\text{RV}}(\lambda) \rangle \\ &\approx \alpha(x, y) \cdot \cos(\theta_{\text{planet,RV}}) - \beta(x, y) + \langle n(\lambda, x, y), t_{\text{RV}}(\lambda) \rangle \end{aligned}$$

(8)

where $\theta_{\text{planet,RV}}$ and $\theta_{\text{star,RV}}$ are the angle between the high-pass filtered planet spectrum and the template, and between the high-pass filtered star spectrum and the template, respectively. Both depends on the input radial velocity. To simplify the notations, we have chosen to note the norm $\alpha = \|\gamma_{\text{atm}} \cdot [S_{\text{planet}}]_{\text{HF}}\|$

$$\text{and } \beta = \|\gamma_{\text{atm}} \cdot [S_{\text{star}}]_{\text{HF}} \left[\frac{S_{\text{planet}}}{\hat{S}_{\text{star}}} \right]_{\text{LF}} \| \cdot \cos(\theta_{\text{star,RV}}).$$

Hence, we have three terms in this measurement (Eq. 8). The first one - α - is the total planetary amount of information, including the transmission of telluric absorptions, after the high-pass filtering step. The cosine factor quantifies the similarity between the template and the companion spectrum so that $\alpha \cos(\theta_{\text{planet,RV}})$ is the actual useful signal coming from the projection of the companion spectrum onto the considered template. The second one - β - is the deterministic projection of the residual stellar spectrum lines onto the template. The last one is related to the noise propagated through the cross-correlation step.

The detection is discussed according to the strength of the correlation peak value. This correlation peak is directly linked to both the α quantity, as it depends on the spectral content of the companion, and to the β term that quantifies the rate of similarity between the star and the planet. This will be developed in subsection 2.2. For the detection capability, this correlation peak has to be compared to the noise propagated onto the cross-correlation function (CCF, see Fig. 1). This noise can be empirically estimated with the spatial variance of the correlation map or with the variance of the wings of the CCF (as long as the autocorrelation of the companion spectrum is taken into account to avoid biasing the noise estimate (Cugno et al. 2021)). We will propose an analytical estimate of this propagated noise level (later detailed in subsection 2.3), and we will check that this estimate is consistent with empirical estimation (in subsection 3.2).

2.2. Molecular mapping useful information

We focus here on the two first terms of Eq.8, and detail the last one in the next subsection. Using the Parseval-Plancherel property of energy conservation in the Fourier domain, α can be expressed as the square root of the sum of the Power Spectrum Density (PSD) of the companion spectrum as in Eq.9.

$$\begin{aligned} \alpha(x, y) &= \sqrt{\sum_{\lambda_i=\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} (\gamma_{\text{atm}}(\lambda_i) \cdot [S_{\text{planet}}]_{\text{HF}}(\lambda_i, x, y))^2} \\ &= \sqrt{\frac{1}{N_\lambda} \sum_{R_i=0}^{R_{\max}} \text{FFT} \left\{ \gamma_{\text{atm}} \cdot [S_{\text{planet}}]_{\text{HF}}(x, y) \right\}^2 (R_i)} \\ &= \sqrt{\frac{1}{N_\lambda} \sum_{R_i=0}^{R_{\max}} \text{PSD} \left\{ \gamma_{\text{atm}} \cdot [S_{\text{planet}}]_{\text{HF}}(x, y) \right\} (R_i)}, \end{aligned} \quad (9)$$

where N_λ is the number of spectral channels sampling the spectra, and the Fourier conjugate variable is associated with the spectral resolution R because it is here homogeneous to $1/\lambda$.

Using the representation on the Fourier domain, Fig. 2 presents the PSD of the high-pass filtered spectrum for a companion with two different spectral resolutions, while keeping the same bandwidth (from $1 \mu\text{m}$ to $3 \mu\text{m}$) and the same amount of photons. The area under the PSD curves is then equal to α^2 . In

our study, this visualization allows us to better identify the spectral content location, and to directly compare it with the capabilities of an instrument with any given spectral resolution. Increasing the resolution expands the Fourier spectral range, and thus increases the signal of interest α . Indeed, thin absorption lines in companion spectra induce a very high resolution content (even if the majority of the information seems - at first glance - to be found between a resolution of 100 and 10000). Having high resolution thus facilitates companion detection. In the same way, these representations in Fourier space allow us to visualize in Fig. C.1 alpha dependencies as a function of planet temperature and spectral range.

Therefore, this factor α quantifies the spectral richness of the companion spectrum and is homogeneous to photons. By analogy with ADI techniques where the signal of interest is the total number of photons coming from the planet, the signal of interest for molecular mapping lies in this factor. Note that - unlike ADI where the signal remains complete - because we are filtering out the low frequencies, we sacrifice about 60% to 90% of the planetary signal. We can define the fraction of the useful high frequency planetary spectrum over the total spectrum as described in Eq.10. This quantity, as a function of the maximum resolution, is represented on Fig.3.

$$F_{\text{planet,HF}}(R_{\max}) = \frac{\sqrt{\sum_{R_i=0}^{R_{\max}} \text{PSD} \left\{ [S_{\text{planet}}]_{\text{HF}} \right\} (R_i)}}{\sqrt{\sum_{R_i=0}^{R_{\max}} \text{PSD} \left\{ S_{\text{planet}} \right\} (R_i)}} \quad (10)$$

In other words, this ratio quantifies the cost of molecular mapping in terms of signal to be detected, with respect to ADI for instance, in order to get rid of the speckle noise limitation.

As seen above, α can vary significantly depending on the planet temperatures (we considered a 500-1700K range in this study), as the high frequency spectral content is not the same. α can be directly estimated with spectra models, resolution, and magnitude of the planet as inputs, and it does not require any end-to-end simulations. It depends on the companion spectrum, resolution, bandwidth, and exposure time. Note that the cosine factor is not estimated here, and we will assume it to be equal to 1 in the rest of the paper. But this could be a limitation of molecular mapping in real life since we have very few data to check the similarity between templates and real spectra. One should always keep in mind that differences likely exist between the template and the signal, and that the detection estimates that are derived when using identical information for the signal and the template are therefore computed in the most optimistic scenario.

However, not all of this information may be usable for detection if the host star has lines in common with the planet. Indeed, subtracting the stellar spectrum will subtract those common lines as well. The term beta quantifies this effect, as it expresses the projection of the star's lines onto the template. Fig 4 shows the proportion of this self-subtraction for M- and A-host stars, and as a function of the planet type. M-stars and T planets have many CO lines, which explains the 30% subtraction factor in K band with a 1700K planet. In contrast, A-stars have much less content in common with the companion spectra, and the subtractive term is almost zero. Note that beta can be negative if the cosine between the template and the stellar spectrum is negative, meaning that the spectra have a negative correlation. This explains the

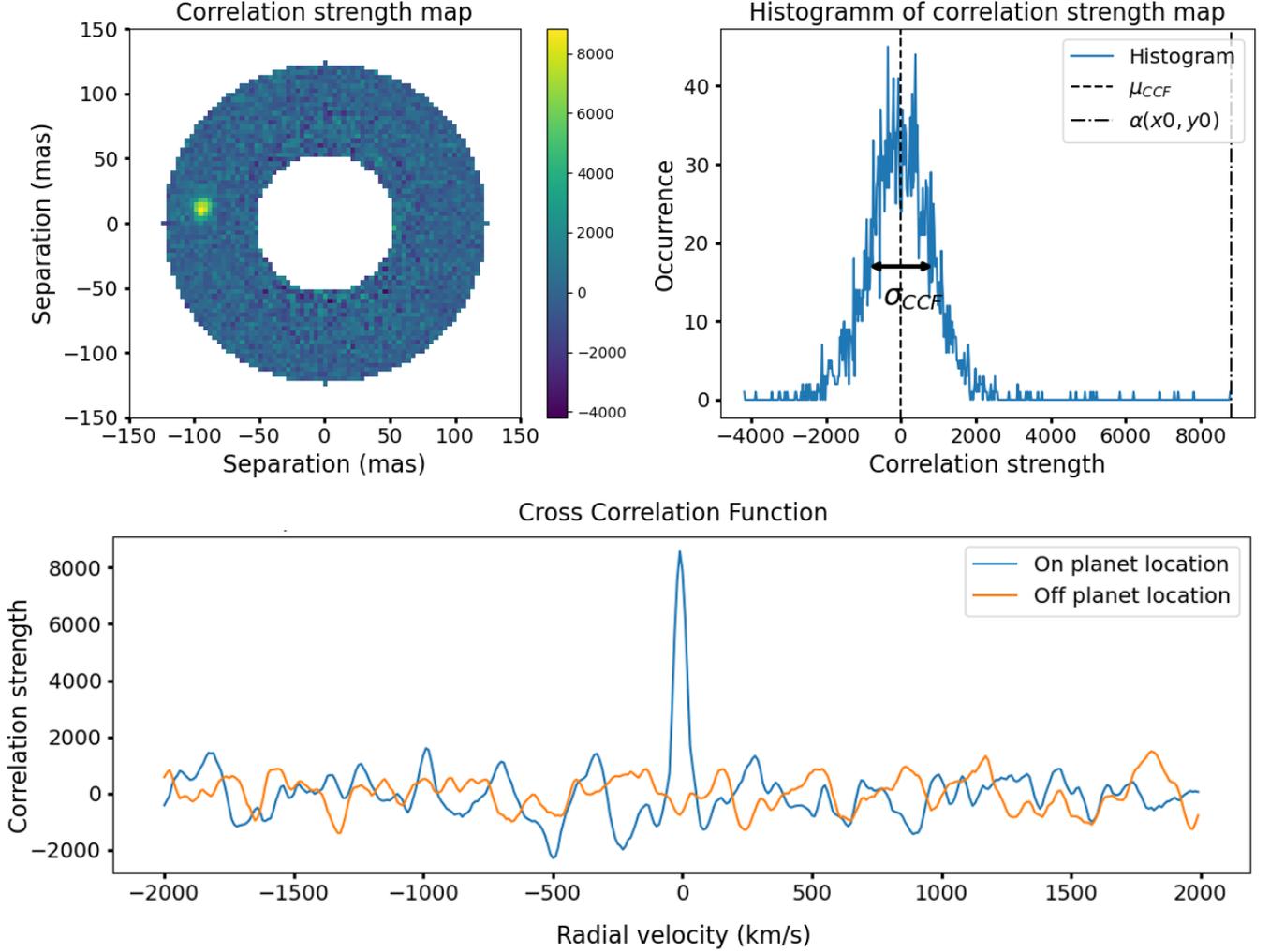


Fig. 1. Top left panel: 2D correlation map processed on simulated PSF with a fake planet injected. The colorbar represents the correlation strength between spaxels and the template. Top right panel: histogram of the correlation strength map, showing the distribution of the correlation values in the annulus. μ_{CCF} and σ_{CCF} denotes respectively the mean and the standard deviation of these values. $\alpha(x_0, y_0)$ is the correlation at the location of the planet. Bottom panel: cross-correlation function on (blue) and off (orange) the planet location.

negative values in the figure. This negative correlation is very weak, however, as it has no strong physical origin.

Also, various effects may induce some structure in the CCF as a function of radial velocity. The first effect is the intrinsic structure of the template autocorrelation. Radial velocity dependencies on the β term is a secondary potential sources, even though it is minor in most of the cases. These facts are the primary motivation to assess the detection levels in the spatial dimension rather than in the radial velocity dimension. However, these effects can still affect the position of the peak as well as its shape. Therefore, one should take caution when deriving refined estimates of the companion orbital velocity or spin velocity.

2.3. Noise

The signal of interest, as quantified above, has now to be compared to the level of the noise term - σ_{CCF}^2 - which is the variance of the projected noise onto the template $\langle n(\lambda, x, y), t_{RV} \rangle$ in Eq. 8. It corresponds to the expected amount of noise in the correlation map (see Fig 1). It is paramount to estimate this variance in order to later derive the analytical expression of the Signal-to-Noise

Ratio (SNR), and to qualify a detection with a sufficiently high confidence level. Assuming that the PSF is centrosymmetric, the noise - $n(\lambda, x, y)$ - will only depend on λ , and on the separation ρ as the star photon noise is the only source of variable noise in the FoV (Eq. 2). Therefore, σ_{CCF}^2 will depend on the separation ρ , and it can be decomposed with each noise contributor of Eq. 2. We also make the assumption that, except for the speckle noise, the noise is uncorrelated at the pixel scale.

$$\begin{aligned}
\sigma_{CCF}^2(\rho) &= \text{Var}[\langle n(\rho), t_{RV} \rangle] \\
&= \text{Var}[\langle n_{\text{halo}}(\rho), t_{RV} \rangle + \langle n_{\text{bkgd}}, t_{RV} \rangle + \langle n_{\text{RON}}, t_{RV} \rangle] \\
&= \sum_{\lambda_i=\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} t_{RV}^2(\lambda_i) \cdot (\text{Var}[n_{\text{halo}}(\lambda_i, \rho)] + \text{Var}[n_{\text{bkgd}}(\lambda_i)] \\
&\quad + \text{Var}[n_{\text{RON}}]) \\
&= \sum_{\lambda_i=\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} t_{RV}^2(\lambda_i) \cdot \sigma_{\text{halo}}^2(\lambda_i, \rho) + \sum_{\lambda_i=\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} t_{RV}^2(\lambda_i) \cdot \sigma_{\text{bkgd}}(\lambda_i)^2 \\
&\quad + \sigma_{\text{RON}}^2
\end{aligned}$$

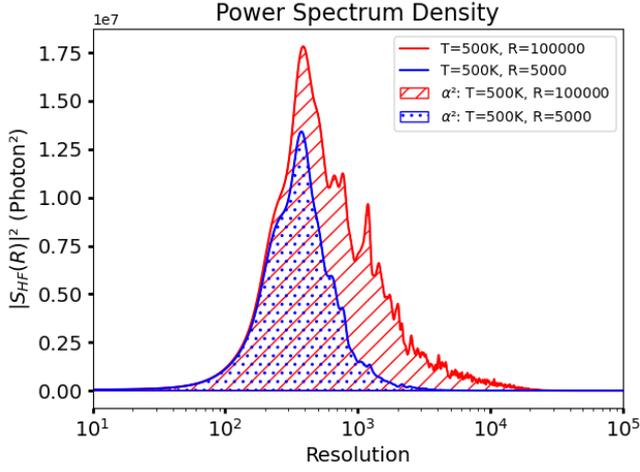


Fig. 2. PSD of high pass filtered ($R_c = 100$) planet spectrum ($T=500\text{K}$, $\log(g)=4$, $[M/H]=0$) for two different resolutions on the total spectral range offered by BT-Settl spectra ($0.3 - 12\ \mu\text{m}$). The hatched areas correspond to the areas under the curves equal to the quantity α^2 . Note that the PSD has been smoothed only for better visualization purposes. The y-axis is relative to the total flux of the companions. One should only take into consideration the ratios between the curves explaining α variation from a given resolution to another one.

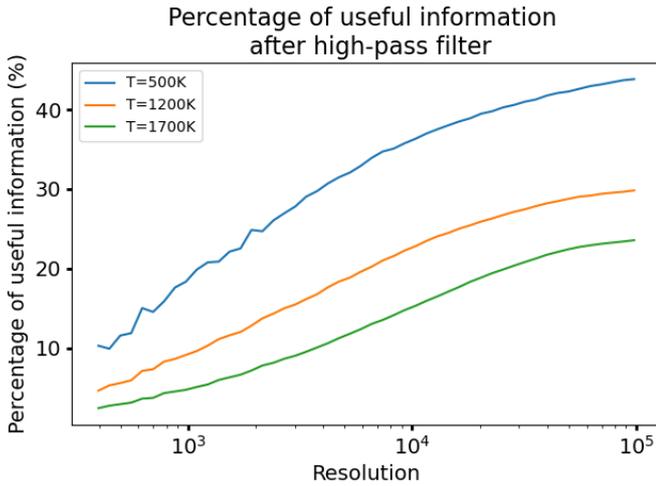


Fig. 3. Fraction of the planetary spectrum remaining after high-pass filtering with a resolution cut $R_c = 100$ as a function of the spectral resolution of the instrument (see text). Templates are chosen for different temperatures but with a constant gravitational surfaces ($\log(g)=4$) and a constant metallicity ($[M/H]=0$). We notice that the colder the planet, the higher content of molecular absorption lines and the larger fraction of signal preserved at high resolution.

To facilitate the reading the first two terms of Eq. 11 will be noted as $\sigma_{\text{halo,CCF}}^2(\rho)$ for the projected photon noise from the stellar halo at the separation ρ , and $\sigma_{\text{bkgd,CCF}}^2$ for the projected photon noise from the sky and instrumental background, respectively.

2.3.1. SNR derivation

The SNR at the location of the planet can be computed by comparing the signal of interest described earlier with the variance

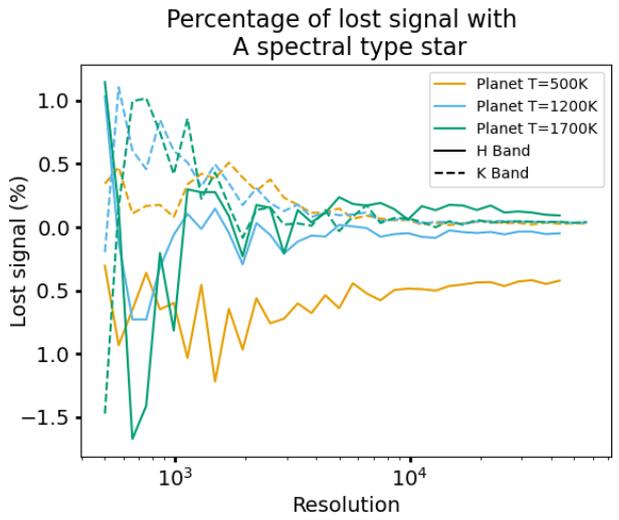
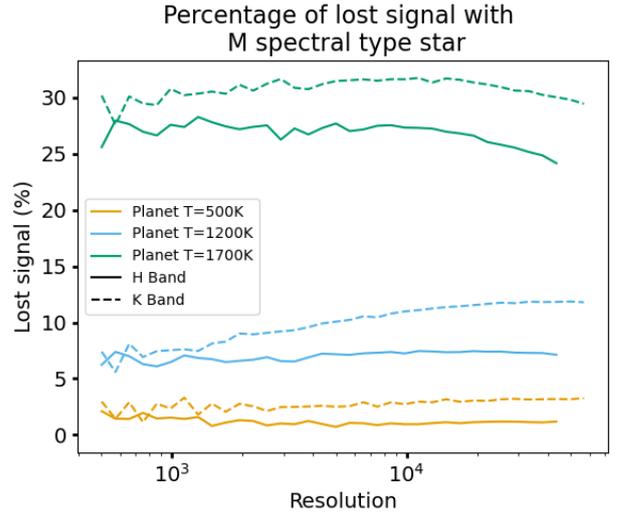


Fig. 4. The percentage of information subtracted from the planetary signal due to the high-frequency content of the host star as a function of spectral resolution for several star and planet types. The stellar spectra that are used here come from the BT-NextGen database. The M-type star was chosen with a temperature of 3200K , and the A-type star with a temperature of 7200K . Both have a surface gravity $\log(g) = 4$, and a metallicity $[M/H]=0$. This signal subtraction is obtained with non Doppler-shifted spectra to correspond to the worst case scenario where absorption lines common to both object are overlaid.

of the CCF values at the same separation as the planet (as shown in upper panels of Fig 1). It can be derived as:

$$(11) \quad \text{SNR}(x_0, y_0) = \frac{\alpha(x_0, y_0) \cos(\theta_{\text{planet,RV}}) - \beta(x_0, y_0)}{\sigma_{\text{CCF}}(\rho_0)} \quad (12)$$

where (x_0, y_0) is the location of the planet and ρ_0 is the star-planet separation. Injecting the definition of the projected noise given in Eq.11 into Eq.12, the SNR becomes:

$$\text{SNR}(x_0, y_0) = \frac{\alpha(x_0, y_0) \cos(\theta_{\text{planet,RV}}) - \beta(x_0, y_0)}{\sqrt{\sigma_{\text{halo,CCF}}^2(\rho_0) + \sigma_{\text{bkgd,CCF}}^2 + \sigma_{\text{RON}}^2}} \quad (13)$$

The signal of the planet being spatially distributed on several pixels, one can then integrate on a spatial box that is a few pixels wide (Eq. 14) to optimize the SNR as it is done with a matching template technique (Ruffio et al. (2019)).

$$\alpha = \sum_{i=-w/2}^{w/2} \sum_{j=-w/2}^{w/2} \alpha(x_i, y_j), \quad (14)$$

where w is the width of the box.

Assuming here that we cross-correlate planet spectra with a perfect template, the cosine would equal 1, and we can use Eq.13 to derive the expression of the highest contrast that leads to a 5σ detection, as a function of separation, and for a given exposure time:

$$\text{Contrast}(\rho) = \frac{5 \sqrt{(\sigma_{\text{halo,CCF}}(\rho))^2 + \sigma_{\text{bkgd,CCF}}^2 + \sigma_{\text{RON}}^2} A_{\text{FWHM}}}{(\alpha_0 - \beta_0) \sqrt{N_{\text{exp}}}} \quad (15)$$

where ρ is the separation, N_{exp} is the number of exposures, A_{FWHM} is the area of the FWHM in pixels, α_0 is the companion spectrum PSD integral over the FWHM area for a planet-to-star flux ratio equal to 1. The same applies to β_0 which is the projection of the template spectrum over the star spectrum for a planet-to-star flux ratio equal to 1. The typical FWHM size for HARMONI's apodized PSF is a bit more than 3 pixels wide. This core area covers 20% to 30% of the total flux from the planet depending on the AO correction.

2.3.2. Discussion about the speckle noise

The result obtained in Eq.6 is only valid if the estimation of the modulation functions (Eq. 5) is well done, and if the estimations of the star spectrum, the sky background spectrum, and the tellurics absorption are accurate. For the reasons mentioned above, we assumed that these modulations were on a finite frequency support, and that low-pass filtering could effectively separate the modulations from the high-frequency content of the companion. However, if the frequency support of the modulations is not limited and/or a filter with a poor cut-off resolution is applied, residual modulations would result in another stellar residue (which would this time vary in the FoV), and add a new source of noise in Eq.11. It is therefore important to check whether the assumption is valid by analyzing the PSD of the speckles modulation. This will also allow us to discuss the necessary cut-off resolution.

Fig. 5 shows the PSD of a speckle modulation taken at several angular separations, the white noise from photon and read-out noise, and the planet. For illustration purposes, we used the speckles derived from the system analysis of HARMONI, which are based on an end-to-end light propagation diffractive model of the instrument that reproduces their chromatic evolution. This reflects what one would expect to have with a good AO system, and partially calibrated non-common path aberrations (Carlotti et al. (2022b), Jocou et al. (2022)). We do not discuss here the relative levels between the curves, which strongly depend on the observation case, but we are here interested in the PSD shapes. The speckle modulation PSD has a large peak at low spectral resolution, and often dominates the others. This is why the speckle modulation has to be removed with a high-pass filter with a chosen cut-off frequency. In the same figure, the PSD of the speckle

modulation still shows a high-frequency tail. This is because modulation of speckles is observed on a finite bandwidth window. The Fourier transform of this window is responsible for this PSD tail (i.e. the PSD of the speckle is convoluted by a sinc function corresponding to the Fourier transform of the rectangular function) dominating the intrinsic level of the speckle modulation.

To better visualize the frequency content, we propose to study the residual fraction of the speckle modulation and of a planet ($T=1700\text{K}$) as a function of the cut-off frequency of the high-pass filter (Fig. 6). To do this, we use Eq.10, this time fixing the resolution but varying the cutoff frequency of the high-pass filter. We notice that the fraction of residual speckle modulation increases with separation. This is well understood from the fact that the radial expansion rate of the speckles is proportional to the separation, and thus makes the modulations faster at larger separations. Would this parameter be critical, different cut-off frequencies could therefore be chosen depending on the separation. Note that on every curve, regardless of the separation, the main part of the speckle modulation is removed with a frequency cut corresponding to a spectral resolution of 100. This explains that on IFS like SPHERE and GPI (Macintosh et al. (2014)), a high-pass spectral filter would be inefficient to disentangle the speckles modulation from the planet features. Having a spectral resolution greater than a few hundreds makes it feasible, however. It can also be seen that the planet spectra do indeed have a frequency content over a different frequency domain than the speckle modulations, as the planet PSD ratio decreases slowly as a function of the cut-off resolution.

Thus, frequency cut can be tuned up to optimize the SNR. A too high frequency cut would remove almost totally the speckles, but also the features of the planet, and thus degrade the SNR. On the contrary, a too low frequency cut would better preserve the planet, but also the speckle noise, degrading the SNR as well.

Studying the ability to remove the impact of speckle noise as a function of the cut-off frequency can be done empirically through the test of fake companion detection in a simulated data cube. Under the same astronomical conditions as in Fig. 5, Fig. 7 indicates an optimal cut-off frequency slightly above 50. As expected, above a cut-off resolution of 100, speckles are almost entirely removed but the remaining planetary signal to be detected is slowly reduced. On the other hand, when the resolution cut-off is under 30, the influence of speckles is present, which degrades the SNR. For the following, we consider the case of a $R_c = 100$ cut-off as a reasonable assumption. A second reason to choose a high enough cut-off resolution is the noise statistics. Indeed, every noise component is Gaussian except for the speckle noise, so, if the speckles are efficiently removed, the noise would be essentially Gaussian, and we could apply the 5σ threshold to the SNR to validate a detection with a 99.99994% confidence level. The quantile-quantile plot in Fig. 8 is used to compare quantiles from the normal distribution with quantiles empirically estimated from the data. The closer the data are from the Gaussian distribution, the closer the blue dots are from the red line. It shows here that the spatial correlation matches well with a Gaussian distribution after the speckle suppression, and that the 5σ threshold can be applied.

The bottom panel in Fig. 5 represents the PSD of the same components as in the top panel, but after the high-pass filtering. We see that the speckle noise is just under the photon and read-out noise. With this cut-off frequency, one millionth of the speckle PSD remains in the filtered spaxels. The term $\sigma_{\text{speckles}}^2$ is therefore negligible compared to the other noises. We will

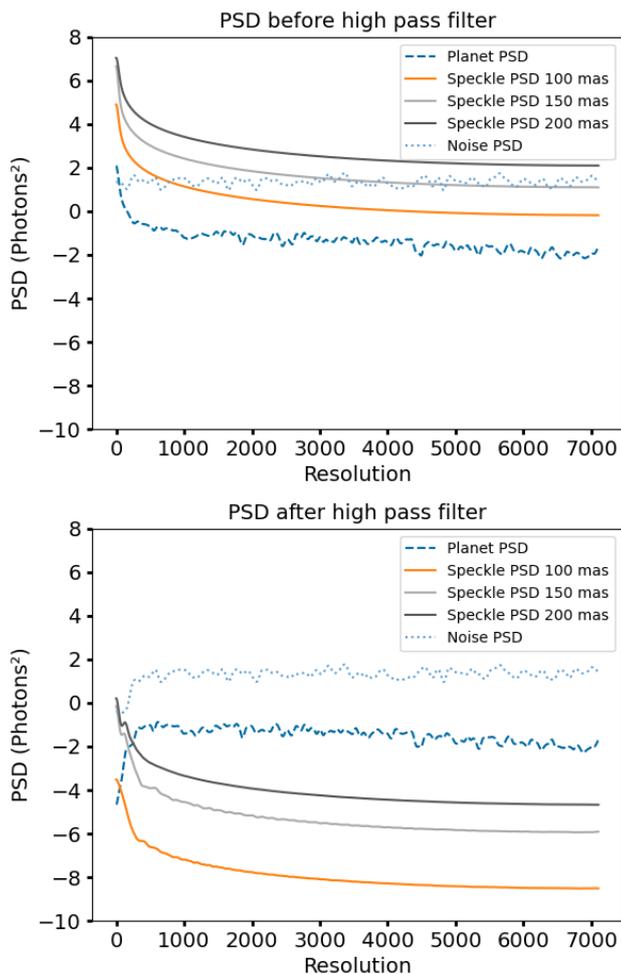


Fig. 5. (Top panel). PSDs of the speckle modulation (taken at a several separations), photon and read-out noise and planet spectrum. (Bottom panel). Same PSDs after the high-pass filtering with a resolution cut-off $R_c = 100$.

therefore continue to neglect this noise in the following sections.

We will now check our SNR model with end-to-end simulations in various cases to conclude on the robustness of the validation.

3. Test and validation of the SNR estimation model

We propose to verify here our semi-analytical performance analysis in the specific case of the future ELT/HARMONI spectro-imager. We have a specific interest in this instrument as it is a major upcoming facility for the international community that will combine both a high-contrast imaging capability, and medium-to-high resolution spectroscopy. We revisit the high-contrast performance analysis for detections based on molecular mapping, and we compare the relative interest of various observing setups to provide useful information for the scientific preparation of future observations, and for the final adjustment of the instrument design. This study is also illustrative of other similar studies that can be applied to many other future high-contrast spectro-imagers.

HARMONI is one of the 3 first-light instruments that are being developed for the ELT, ESO's 39-m segmented telescope.

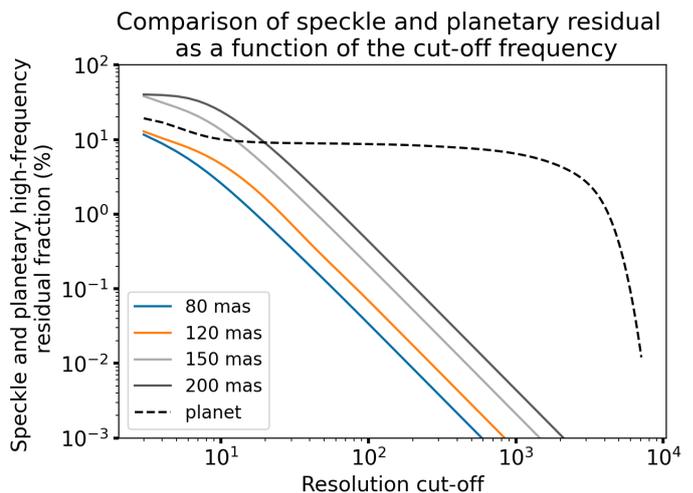


Fig. 6. Residual fraction of the speckle modulation in respect to several angular separation (solid lines), and a planet spectrum (dashed line) as a function of the resolution cut-off. The planet spectrum is a BT-Settl template corresponding to $T=1700\text{K}$, $\log(g)=4$, $[M/H]=0$ observed in K-band degraded to a spectral resolution of 7000.

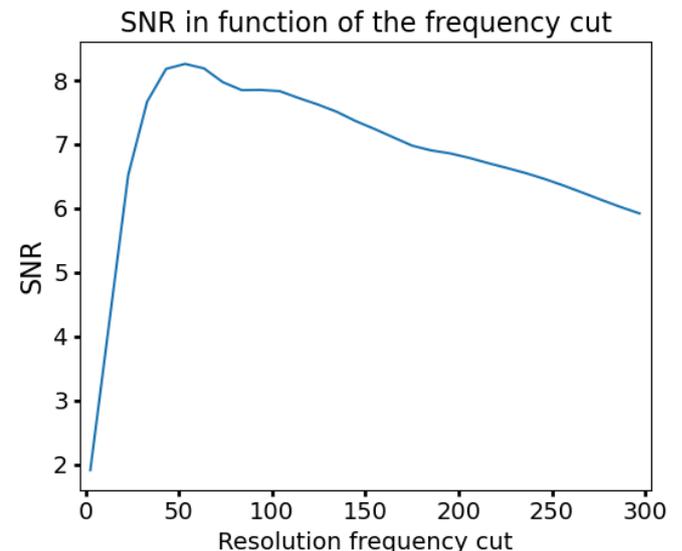


Fig. 7. The plot shows the empirical SNR obtained with simulations for different cut-off frequencies obtained with the injection of a fake planet with the same HARMONI-like observation conditions as in Fig.5.

This visible and near-IR IFS is a general-use workhorse instrument that is designed to address a wide range of science goals (Thatte et al. 2020, 2021, 2022).

The high-contrast module (HCM) takes benefit from the combination of a good AO image quality on bright stars in the NIR, and spectral resolutions from 3500 to 17000. Using a dedicated fine correction of quasi-static instrumental aberrations (N'Diaye et al. (2013); Hours et al. (2022)) and a coronagraph, it has been designed to characterize planets as close as 100 mas from their host star (goal 50 mas), and presenting a 10^{-6} flux ratio with it as described in Carloti et al. (2022b). It will allow interesting detections of the full - including continuum - spectrum of faint companions thanks to differential imaging, and we further discuss hereafter the additional capabilities of molecular mapping.

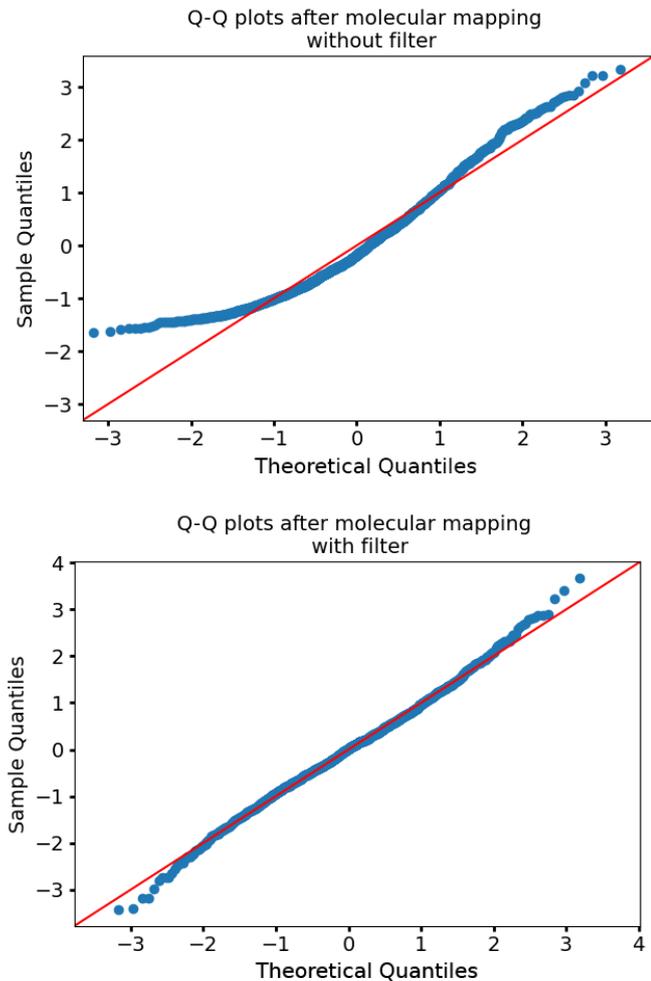


Fig. 8. top panel. Quantile-quantile plot without speckle filtering. bottom panel. Quantile-quantile plot with speckle high-pass filtering with a resolution cut-off of 100.

Table 1. HARMONI spectral set-ups for high-contrast

Band	$\lambda_{\min}(\mu\text{m})$	$\lambda_{\max}(\mu\text{m})$	Resolution
HK	1.450	2.450	3355
K	1.951	2.469	7104
H	1.435	1.815	7104
H _{high}	1.538	1.678	17385
K1 _{high}	2.017	2.201	17385
K2 _{high}	2.199	2.400	17385

3.1. HARMONI high contrast mode properties

The list of the possible spectral set-ups in the case of NIR high contrast observations are summarized in Table 1.

Concerning image properties, we use the result of a realistic model of the apodized PSF of the telescope, as seen through the HCM. It considers the adaptive optics turbulence residuals (Nechel et al. (2016)) in the case of good / median seeing conditions for which high-contrast observations are considered, and that results in good image quality (Fig. 9) with a Strehl ratio in K-band going from 85% for median seeing to 95% for the best condi-

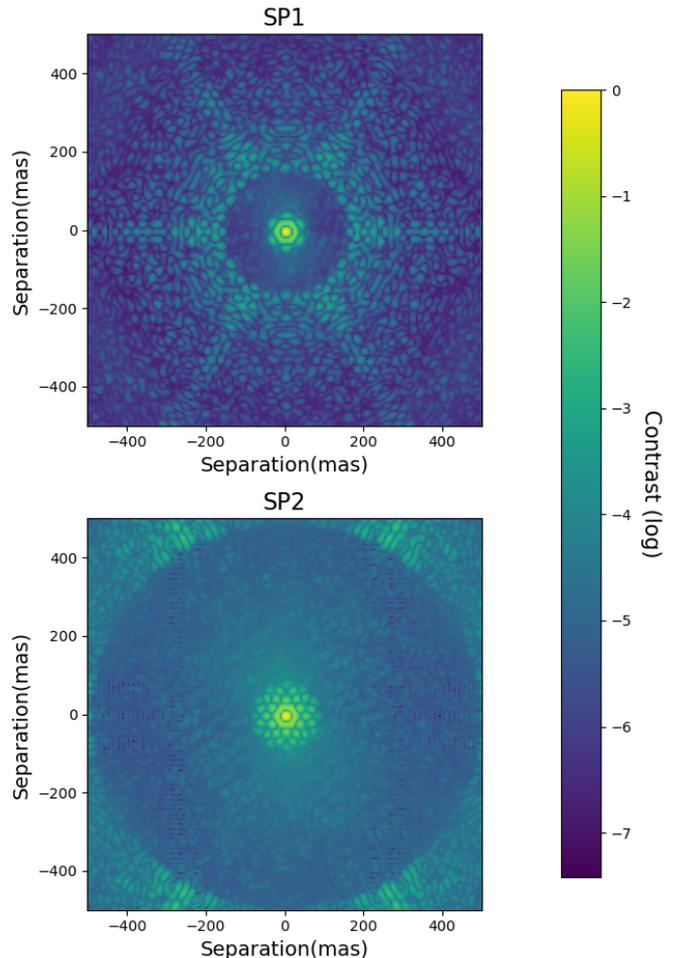


Fig. 9. Monochromatic high contrast long exposure PSFs with the two HARMONI current apodizers. It has been simulated with the best seeing condition (Strehl ratio of 90% in K-band).

tions. The model also reproduces the non-common path aberrations by considering the specifications of the optics, and the way they are seen (or not) by the wavefront sensors, to reproduce the temporal and spectral evolution of the residual wavefront errors. The detailed end-to-end image formation simulation provides a long exposure time-averaged image (which is sufficient for the estimation of the main noise contributors in our approach) ; it also produces time-series that can feed an extensive end-to-end simulation (Houllé et al. (2021)). In this latter case, fake planets are injected to produce end-to-end contrast curves as a function of separation. We specify that, when comparing the obtained planet-to-star contrast in various spectral configurations, the contrast is defined here as the total flux ratio between the faintest detectable planet and the star over a fixed bandwidth from 1.4 μm to 2.5 μm . We argue that it is the best way to discuss the most favorable observation set-up for a given astronomical target.

In high-contrast observations, one of two coronagraph apodization patterns can be selected depending on the target brightness and separation range of interest (Table 2).

Photon noise and read-out noise are added to background noise from the sky and the instrument estimated with the HARMONI simulator pipeline (HSIM) (Zieleniewski et al. (2019)).

We assume a detector read-out noise of 10 e-/pixel/read, typical of Teledyne's H4RG (Beletic et al. (2008)) for short detector integration times (DIT). Read-out noise can be attenuated if we use the "up-the-ramp" read mode of the detector. This mode al-

Table 2. Apodizers specifications.

Name	IWA (λ/D)	OWA (λ/D)	Transmission (%)
SP1	5	11	45
SP2	7	38	35

lows taking N_i intermediate images without resetting the pixels between the start and the end of the sensor exposure. Within the linear range, a linear regression provides an estimate of the total flux with a resulting read-out noise reduced by the square root of the non-destructive read-outs: $\sigma_{\text{eff}} = \sigma_{\text{RON}} / \sqrt{N_i}$. We take into account this read mode, and select N_i according to the limiting DIT between the saturating DIT and the smearing DIT (i.e. the limit exposure time representing a displacement of the planet of a few tenths of $\frac{\lambda}{D}$). This smearing DIT appears in the case of pupil-stabilized observations. It depends on the separation of the planet, and on the position of the object in the sky. As a typical value, we are setting this DIT to 1 minute in our further considerations. This would roughly correspond to a minimum read-out noise of 4 e-/pixel/DIT. We also checked that this DIT value ensures that the background noise remains negligible with respect to read-out noise, even in K-band. From these assumptions, the method described in section 2 allows to rapidly estimate the various noise contributors and resulting contrast curves for a wide diversity of targets and observation cases. This is implemented in the case of HARMONI within a dedicated package, named FastCurves, available on Github¹.

3.2. Validation of FastCurves with respect to end-to-end simulations

As a first and preliminary step, we want to validate our semi-analytical approach against end-to-end simulations in a specific case. In particular, this is aimed at checking the absolute values of the estimated useful signal of interest α and of the noise variance based on the halo brightness and detector noise, whereas the end-to-end simulation implements many realizations of noisy spectro-images, used as inputs to the molecular mapping signal extraction algorithm. We use several test cases to try out the robustness of the method. We ran end-to-end simulations for different scenarii :

- in the case of different types of planets and spectral range.
- in the case of an M-star with numerous absorption lines contaminating the planet spectrum.
- in the extreme case of a poor AO correction to test whether speckles are still not limiting.

Fig. 10 compares the contrast curves from our own end-to-end simulations and those from FastCurves. Those test cases are an important validation of our general approach, and more specifically of the quantitative absolute estimates of the useful signal and noise. Finally, it also confirms the assumption that we made, i.e., that the residual speckle noise does become negligible after high pass-filtering it in the spectral dimension.

We also compare our estimates to the results published by Houllé et al. (2021). However, Houllé et al. used ATMO templates for fake planets injection and used BT-Settl for the cross

correlation step, as a way to introduce some differences between the planet spectrum and the template spectrum. This leads to the combination of two effects affecting the estimation of detection performance:

- a lower spectral content for ATMO resulting in a lower signal of interest α ,
- a reduced similarity between templates, causing a cosine smaller than 1.

We took this into account to ensure the coherence of our work. We have computed the term α from the ATMO models, and we have estimated the mismatch with the cosine term which was computed as detailed in Eq.16 :

$$\cos(t_{\text{ATMO}}, t_{\text{BT-Settl}}) = \frac{\langle t_{\text{ATMO}}, t_{\text{BT-Settl}} \rangle}{\|t_{\text{ATMO}}\| \cdot \|t_{\text{BT-Settl}}\|} \quad (16)$$

We find the same orders of magnitude as the authors did as illustrated in Fig. 11.

Note that relying only BT-Settl spectra, we would have estimated a 1-magnitude deeper contrast.

4. Trade-off for spectro-imaging

We have seen that α (the amount of useful signal of the companion after continuum removal (Eq.9)) greatly depends on the resolution, the spectral range, and the type of planets. We want to explore this parameter space in regard to various trade-offs, and to evaluate the fluctuation of the SNR in the photon-limited case. Considering only the photon noise allows the study to take into account only relative values and to not depend on both a particular star magnitude and integration time. We will discuss later the case of read-out noise in the HARMONI application case in section 5.

4.1. Quantified high-resolution signal of the exoplanet

Relying on BT-Settl spectra templates (Allard et al. (2012)), Fig. 12 shows the variations of SNR for a T=1700K planet as a function of the resolution and the spectral range (corresponding to feasible ground-based observations), and assuming a constant 0.5 μm large bandwidth, as described here in Eq.17:

$$\text{SNR}(\lambda_0, R_{\text{max}}) = \sqrt{\frac{\frac{1}{N_i} \sum_{R_i=0}^{R_{\text{max}}} \text{PSD} \{ \gamma_{\text{atm}} \cdot S_{\text{planet}, \lambda_0} \} (R_i)}{\sum_{\lambda_i=\lambda_{\text{min}}}^{\lambda_{\text{max}}} t_{\text{RV}}^2(\lambda_i) \cdot \sigma_{\text{halo}}^2(\lambda_i)}}} \quad (17)$$

Where $\lambda_{\text{min}} = \lambda_0 - 0.25 \mu\text{m}$ and $\lambda_{\text{max}} = \lambda_0 + 0.25 \mu\text{m}$.

Note that here the noise factor, as mentioned above, only includes the propagated star photon noise contribution. We have chosen to take an A-star (T=7200K) to have a negligible β term. The SNR maps have been normalized to only appreciate the variations of the SNR. The dependency over the resolution (along the y-axis) in Fig 12 is directly related to Fig. 3, that shows that the level of useful information increases with the spectral resolution. Quantitatively, in these examples, the gain in detectable signal can be as high as a factor 10 from low to high resolution. This can also be evidenced in Fig. 13 - which shows the same spectrum at two different spectral resolutions, and the corresponding high number of lines detected at higher resolution. In addition, we point out that this effect is quite inhomogeneous from a bandwidth to another, as there can be big SNR gain disparities for the same resolution.

¹ <https://github.com/ABidot/FastCurves>

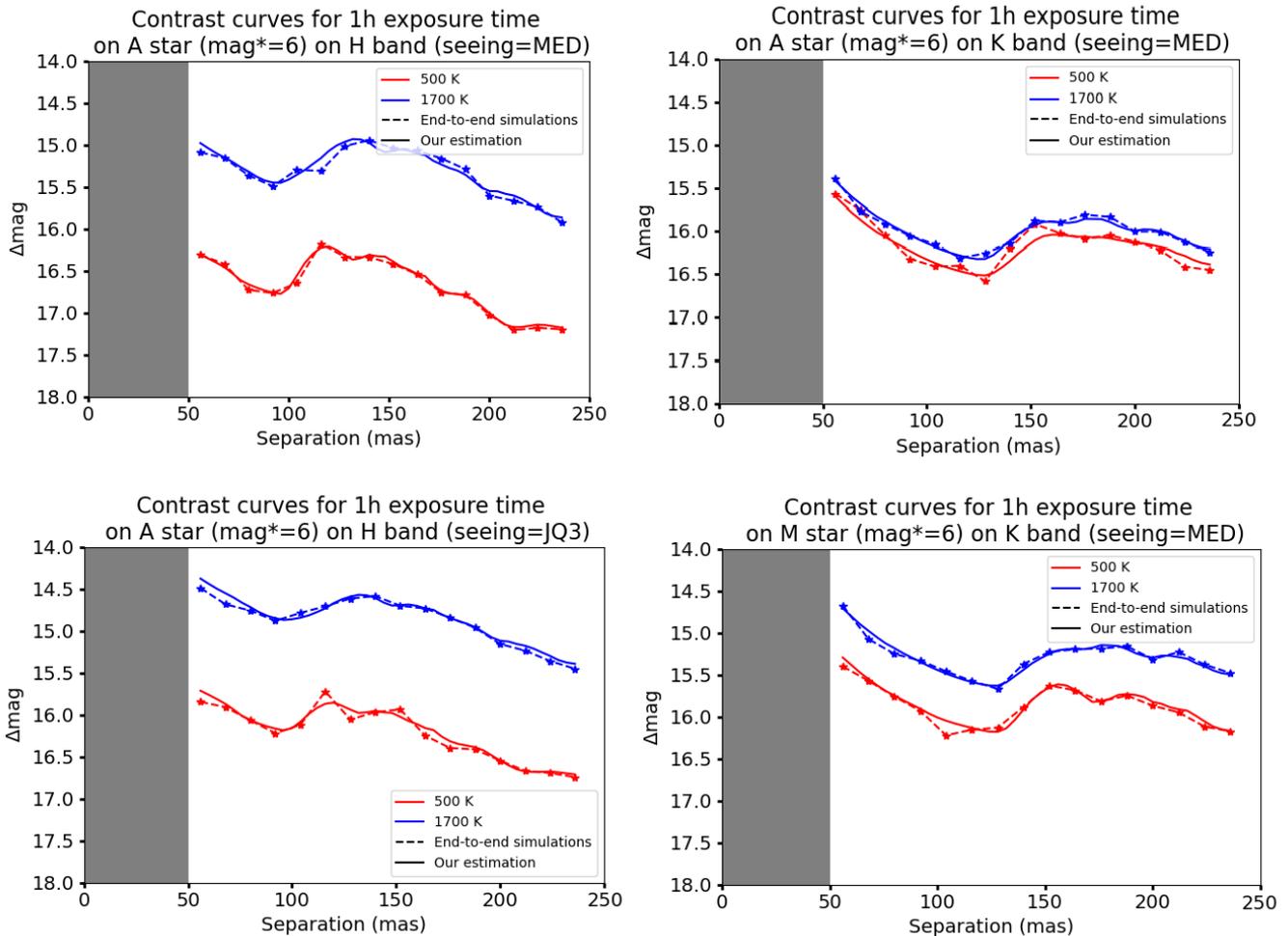


Fig. 10. Comparison of contrast curves obtained through our method with respect to end-to-end simulations. The comparison has been made for 1 hour exposures with respect to several cases: (top left panel) H-band HARMONI observation mode (Table.1) with an A-star (7200K, $\log(g)=4$, $[M/H]=0$) magnitude of 6 with T-type planet (500K, $\log(g)=4$, $[M/H]=0$) and L-type planet (1700K, $\log(g)=4$, $[M/H]=0$) with median seeing condition ($0.65''$ for $\lambda = 0.5 \mu\text{m}$, $\text{Strehl}=94\%$). (top right panel) same templates and conditions on K-band HARMONI observation mode. (bottom right panel) same templates on H-band with JQ3 seeing condition ($0.74''$ for $\lambda = 0.5 \mu\text{m}$, $\text{Strehl}=73\%$) (bottom left panel) same planetary templates but with an M-star (3200K, $\log(g)=4$, $[M/H]=0$) on K-band with median seeing condition. The solid lines are the prediction of FastCurves with these parameters, the dashed lines are the result of molecular mapping processing with time-series simulated PSF and fake planets injection.

4.2. Trade-off between bandwidth and resolution

The limited pixel resources of a detector imposes a trade-off between resolution, bandwidth, and field of view (discussed later in subsection 4.3). To respect the Nyquist criterion, a higher resolution mode requires more pixels to sample the spectra correctly and leads to a narrower spectral range. On the one hand, having a wider bandwidth provides a larger total number of photons and more companion absorption lines, which both increases α . On the other hand, higher resolution allows for better separation of absorption peaks which become more numerous, deeper and more distinct, which also increases α .

This trade-off, under the constraint of a fixed number of pixels, will obviously lead to different SNR variations than those presented in Fig. 12 where the bandwidth was fixed and identical for any resolution. For example, in the previously introduced Fig. 13, it can be seen that the value of α is higher at low resolution than at high resolution, but this factor is to be compared with the photon noise. Thus, a higher resolution coupled with a narrower bandwidth can result in either a better or a worse over-

all SNR, depending on the local wealth of spectral lines at high resolution, as illustrated in Fig. 13.

Fig. 14 thus illustrates the variations of the SNR when assuming that the product of the resolution and of the bandwidth remains constant. Black dots represent the location of HARMONI IFU setups for future discussion (see Sec. 5.1). We note that the higher the resolution, the more sensitive we are to the central wavelength. This is because the spectral range is limited, and therefore we must be well focused on the most interesting lines, and this is what induces the specific triangular shapes. Thus, choosing a too high spectral resolution could be risky. The red area corresponding to the optimal instrumental setup seems to point out a region where the resolution is around 8000 to 20000, and which moves with temperature from the H-band to the K-band.

Note that in the present trade-offs discussion, the detection boost is the only decision criterion. Obviously, the choice to go to higher resolution can also be motivated by the desire to have a better characterization of the physico-chemical properties of the planet in restricted bandwidths of interest.

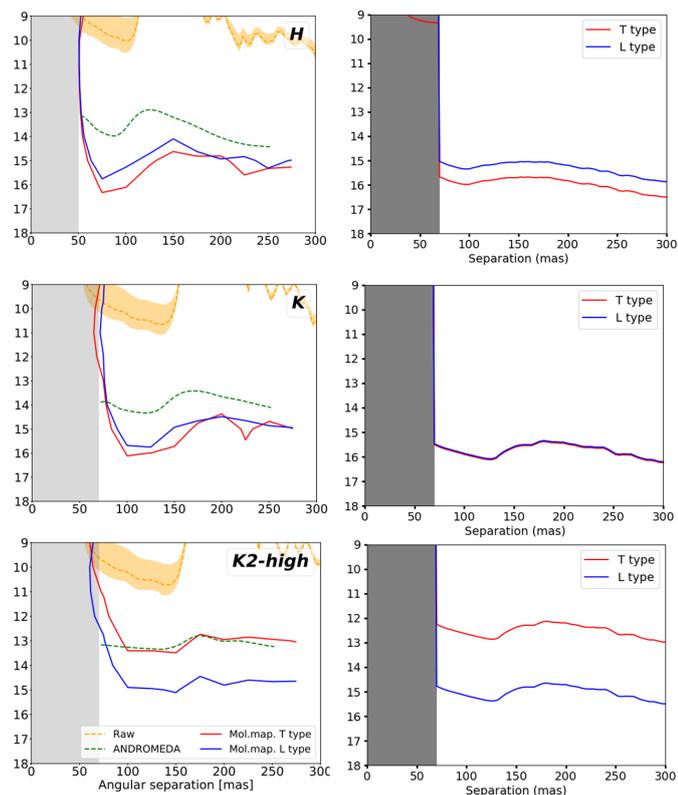


Fig. 11. Comparison between our approach (right column) and results from Houllé et al. (left column). The comparison was made for the H, K and K2 high bands observation modes (see Table. 1) with a star magnitude of 4.7, L and T spectral type companions, and a rotational broadening of 20 km/s. These curves are simulated with median seeing conditions with a Strehl ratio of about 80% in K band. The total exposure time is set to 2 hours. Note that the green dashed curve on the left panel is the contrast curve obtained with the ADI ANDROMEDA algorithm (Cantalloube et al. (2015)), and the orange curve is the raw contrast with a standard deviation of 1σ .

4.3. Spatial vs spectral information trade-off

Another parameter involved in the trade-off discussion is the FoV. The larger the FoV, the fewer pixels will be available to either increase the resolution or increase the bandwidth. In the context of a blind search for a planet over a given FoV, one way to provide a quantitative metric for this trade-off is to compare the required total observation time needed to cover the whole FoV with a given SNR goal: either a larger FoV at once (with little spectral information $\text{Resolution} \times \text{Bandwidth}$, inducing a longer integration time per FoV), or mosaïcking over several smaller FoV, with richer spectral information. We show in Fig. 15 the equivalent gain in observation time to reach the same detection level to cover a whole FoV by mosaïcking, either by increasing the resolution, or by increasing the bandwidth.

In these examples, above modest bandwidth ($> 0.1 \mu\text{m}$), and resolution values ($R > 500$), the gain of information increases less than linearly with the number of spectral pixels, and then a larger FoV is preferred over more spectral information. This general trend needs to be revisited in each specific case, however, and the proposed metrics makes it possible to account for any particular observation and planetary properties. This is also only valid for a blind search over the FoV. On the contrary, there may be external reasons to specifically limit the FoV of interest for molecular mapping. One obvious reason is when the location of

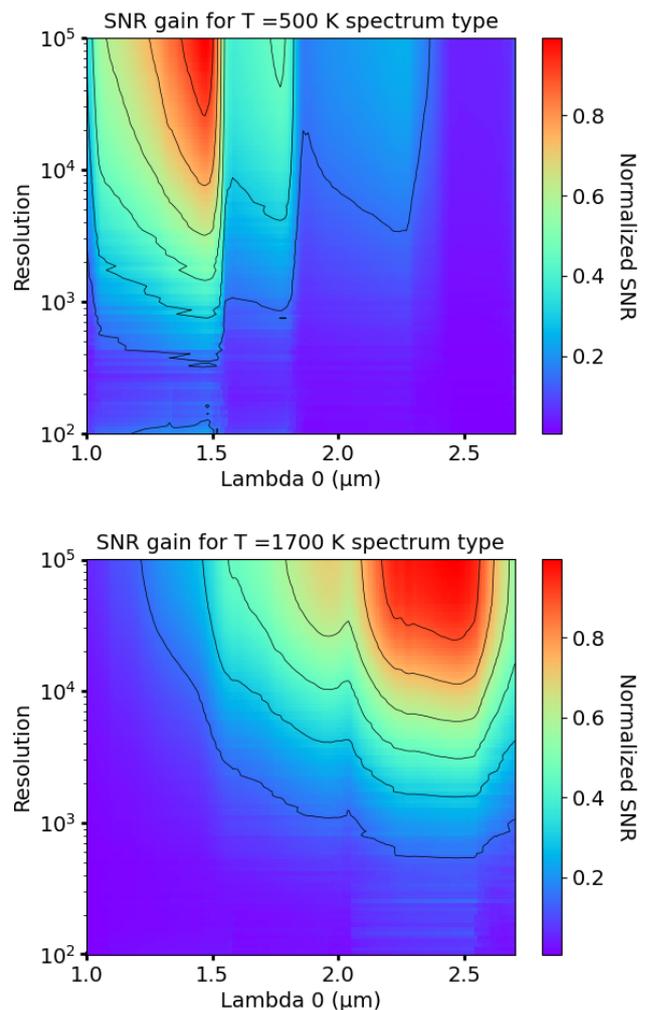


Fig. 12. SNR variation (defined in Eq.17) as a function of the resolution and the central wavelength of the spectral range, with a constant $0.5 \mu\text{m}$ large bandwidth. The α quantity has been estimated for a BT-Settl template corresponding to a temperature of 500K (top) and 1700K (bottom). The SNR has been normalized to the maximum (while the absolute values depend on many observing parameters, starting with the stellar magnitude and planetary contrast).

the expected exoplanet is previously constrained. Another one is statistical, with a strong incentive to focus on small separations where exoplanets are expected to be more numerous, and where ADI approaches are more severely speckle-limited.

4.4. Additional interests in high resolution

4.4.1. Telluric absorption lines impact on detection

According to Eq.6, the telluric absorption still filters the spectrum of the planet after pre-processing. This can filter useful exoplanetary lines, resulting in a smaller value of α . Fig. 14 already takes into account the transmission of tellurics in the estimation of α thanks to the ESO simulator Skycalc (Noll et al. (2012)). Fig. 16 shows the impact of such tellurics on the SNR optimal zones. Despite a slight shift of these optimal zones, the impact of telluric absorption is moderate on young planets emitting their own light. This brings on average a degradation of the SNR by a factor of 0.9. This is because the correlation between the telluric absorption lines and those of the young companions is weak.

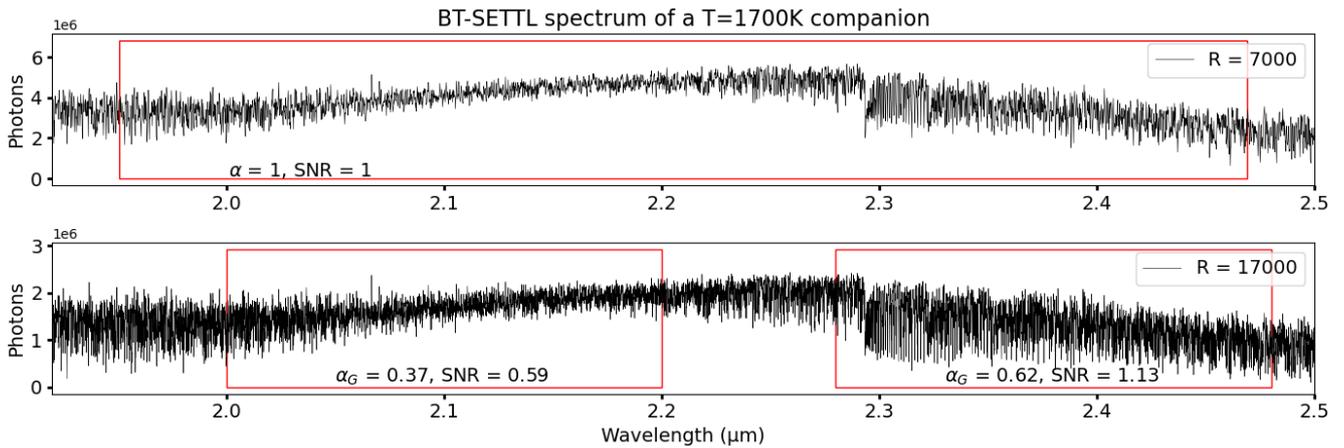


Fig. 13. A BT-Settl spectrum of a T=1700K companion at two different spectral resolutions: R=7000 (top) and R=17000 (bottom). Each red rectangle delimits the observable spectral bands by keeping the same number of pixels for both resolutions. In each case, the corresponding alpha quantities and the SNR, both normalized to the top panel, are indicated. We note that some areas have more absorption lines, and thus benefit more than others from an increased resolution (for example, there is a forest of lines corresponding to the presence of CO around 2.3 μm). Both α and the photon noise decrease as the resolution increases and the bandwidth decreases; comparing the two variations may lead to a lower (left rectangle) or higher (right rectangle) resulting SNR.

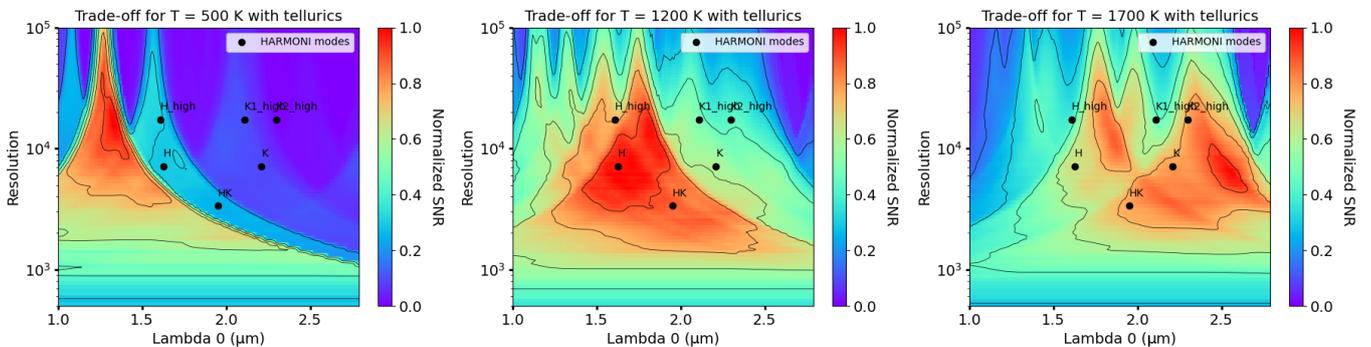


Fig. 14. Evolution of the SNR (relative to its maximum) with the spectral resolution, for a fixed number of pixels (3300 pixels per spectrum here, corresponding to the case of HARMONI) and a correspondingly variable bandwidth. The largest spectral range is set to cover the H and K bands H (from 1 μm to 2.8 μm) for three different templates of planets signature. These maps include only the photon noise, not considering any wavelength-dependant instrumental transmission, which makes this result quite generic, informative of the planetary spectra properties and not of the instrument specificities. Three different planet temperatures are considered: 500 K (left), 1200 K (middle) and 1700 K (right).

However, the effect might be stronger when observing planets with an atmospheric composition more similar to the Earth. The correlation is much stronger, and our telluric absorption becomes troublesome by specifically removing the signal of interest from the exoplanet. Such a problem is partially mitigated if the exoplanet overall radial velocity shifts the spectral features, and if the spectral resolution is high enough to deblend the signal of interest from our atmosphere absorption. Relying on molecules opacities from the HITRAN database (Rothman et al. 2009), Fig. 17 illustrates this effect by estimating the gain in detection for spectral absorption lines caused by H_2O and CO_2 molecules as a function of the exoplanet radial velocity (with respect to Earth). As the resolution increases, the lines of interest appear in between the telluric absorption lines: a higher resolution allows a faster SNR gain (as a function of radial velocity) up to a high plateau value. The gain can even decrease as for some molecules, like CO_2 , the absorption lines are almost evenly spaced in the spectral dimension. This is what causes the periodicity of the gain for a resolution of 3000 in Fig 17.

On the contrary, in the case of a young giant planet spectrum, there is no strong correlation with the exoplanet spectrum

of interest, and we found no significant SNR gain with the radial velocity of the planet.

4.4.2. Exoplanet reflected light vs stellar spectrum

If we consider the (worst) case of a featureless exoplanetary albedo, the exoplanet reflected light is essentially a fraction of the stellar spectrum shifted by the exoplanet orbital velocity (with respect to its host star). Despite the gray albedo, this Doppler shift will also enable molecular mapping to reveal the exoplanet within the stellar halo. Using a high-resolution spectrum of an M3 type star as an example (GJ388, as from the SPIRou database (Donati et al. 2018)), we quantify the interest to go to higher resolution for this scientific case in Fig. 18. This difficult case of high contrast reflected light exoplanets will definitely push for high spectral resolution at the innermost separations.

4.5. Rotational broadening impact on detection

The exoplanet spin rotation induces a convolution of its intrinsic spectrum, broadening the specific lines. This attenuates the high

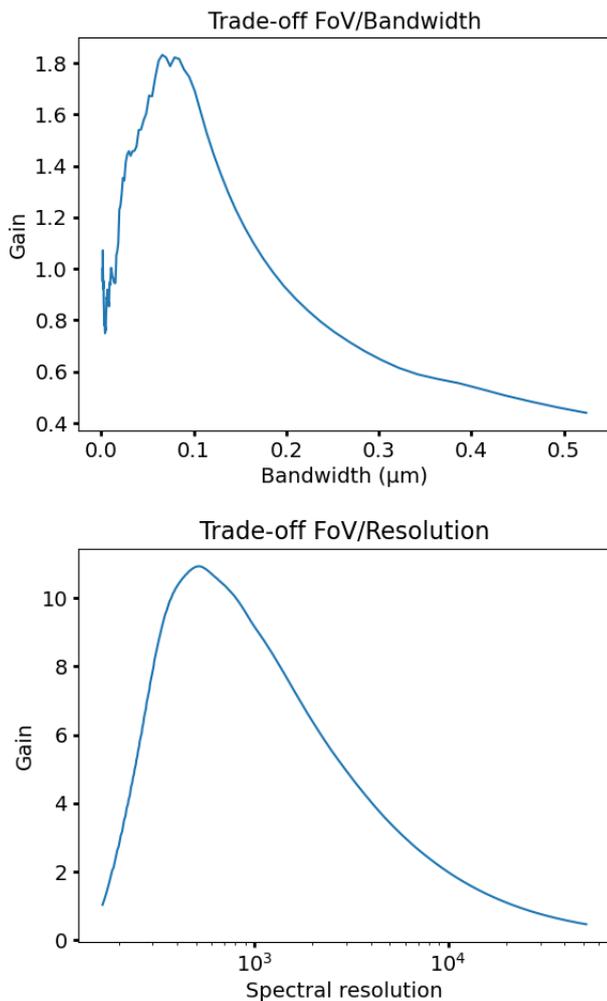


Fig. 15. Gain of time as a function of the bandwidth (top panel) or the spectral resolution (bottom panel) at the expense of mosaïcking the FoV for detecting a 500K planet ($\log(g)=4$, $[M/H]=0$). The spectral range has been chosen to start at $\lambda_{\text{min}} = 1.2 \mu\text{m}$ for the FoV/Bandwidth trade-off and a fixed spectral range between $1.2 \mu\text{m}$ and $1.8 \mu\text{m}$ for the FoV/Resolution trade-off.

frequency end of the spectrum PSD, and reduces the advantages of observing at higher resolution. This effect is observed in Fig. 19, which compares colormaps representing the relative SNR of the same companion at a temperature of 1200K but with two different rotational velocities. As expected, the most interesting region shifts towards lower resolution values as the rotational velocity rises.

5. Application to ELT-HARMONI high-contrast module

5.1. FastCurves contrast predictions in various observing cases

We now explore a few cases of planet or companion types. The point here is not to be exhaustive but to cover a diversity of spectra cases, with very different effective temperatures with the BT-Settl model, from 500 to 1700K. We note that, for these cases, HARMONI modes mainly cover the most interesting part of the parameter space (Fig. 14), and are complementary with respect

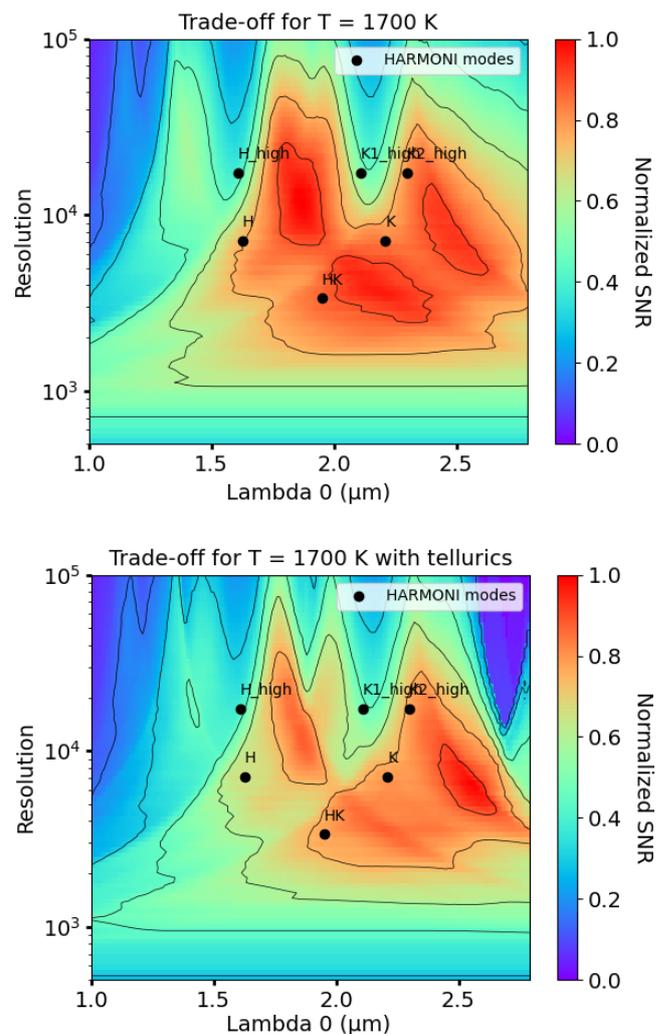


Fig. 16. Comparison of SNR variations for a planet with temperature of 1700K with (bottom panel), and without (top panel) telluric absorption. The telluric absorption spectrum has been computed for an airmass of 1 using the ESO Skycalc module. The telluric absorptions do not impact the SNR distribution much, except that it makes it slightly more sensitive to the central wavelength, thus delimiting more clearly the spectral domains of interest. For instance, we see that near $2 \mu\text{m}$ the tellurics separate more the two zones of interest in H band and in K band by making the SNR vary more quickly.

to different planet temperatures and noise regimes. However, it suffers from not observing in J-band for the coldest companions. In each case, we present the obtained contrast curves for a 2 hours exposure and a 6th magnitude star, for various spectral setups (see Table 1) with the apodizer SP1 (Table 2). Results are displayed in Fig. 20.

These quickly generated contrast curves can be used as an exposure time calculator (ETC). They also help to determine the best observation mode that one should select according to the prior knowledge of the companions.

We find that the ultimate contrast achievable with the actual design seems to be a few 10^{-7} in two hours of effective integration (without including the system operation overheads). As expected, a given contrast is more rapidly obtained on cool companions: warmer planets have wider and fewer lines, and thus a smaller signal to be detected in molecular mapping. Also, T-type companions are more easily detected in the H band, unlike

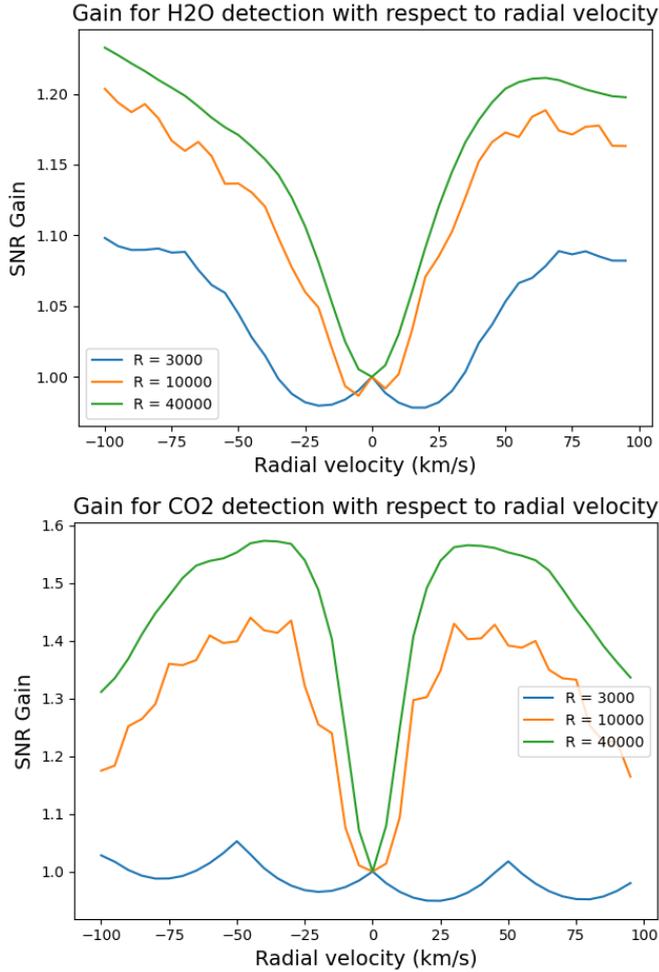


Fig. 17. SNR gain as a function of radial velocity shift for H_2O and CO_2 molecules. The three curves represent this gain for different spectral resolutions (3000, 10000 and 40000).

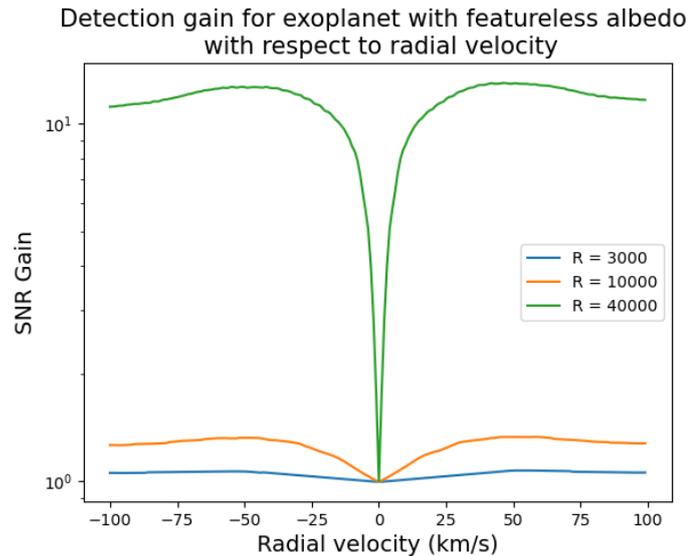


Fig. 18. SNR gain as a function of a radial velocity shift for featureless exoplanetary albedo. The three curves represent this gain for different spectral resolutions (3000, 10000 and 40000).

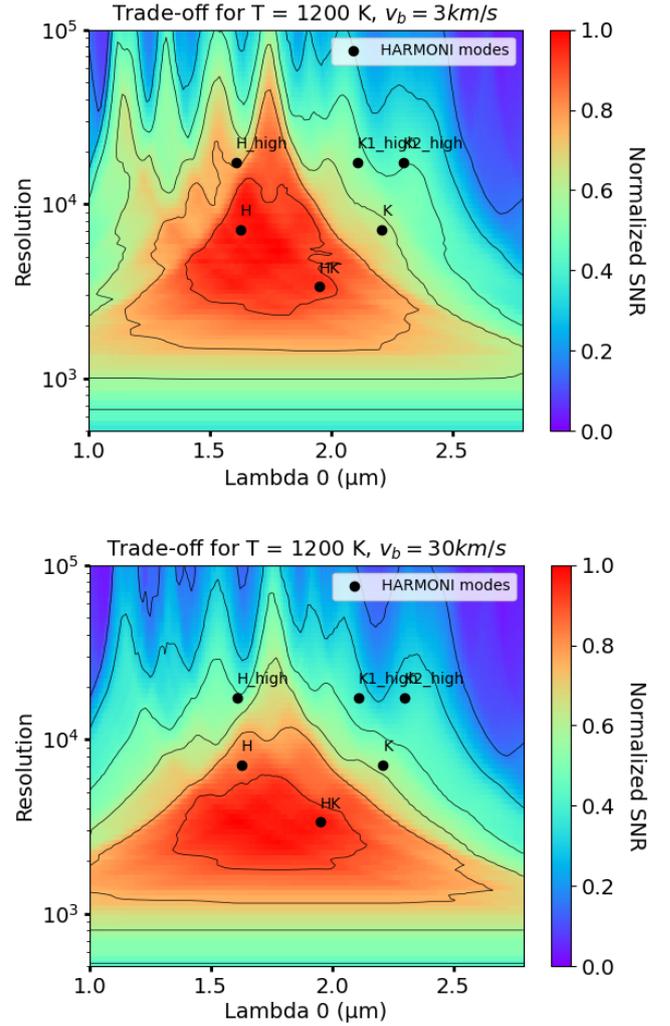


Fig. 19. Evolution of the SNR with the resolution for the same exoplanet spectrum template (1200 K) but with two different rotational broadening corresponding to rotational speed of 3km/s and 30km/s . The optimal area goes toward lower resolution as the rotational speed of the planet increases.

the L-type companions which are more easily detected in the K band.

In addition to the ability of the ELT to observe young planets as close as a few dozens of mas, it might enable the observation of planets in reflected light (Vaughan et al. (2022)).

5.2. Discussion

5.2.1. Dominant noise regimes

Since speckle noise is negligible in this approach, detection is either limited by photon noise, or by read-out noise. Fig. 21 shows the dominant noise regimes as a function of the star magnitude, the separation, and the spectral resolution in the case of HARMONI. On this plot, we notice that for the high resolution mode ($R=17385$), the frontier between the photon noise limited case and the read-out noise limited case happens around a magnitude 8 in the short-separation, high-contrast region. This frontier is achieved thanks to the up-the-ramp detector read mode, which significantly reduces the impact of read-out noise. Unless the DIT can be significantly increased above 1 min, while remain-

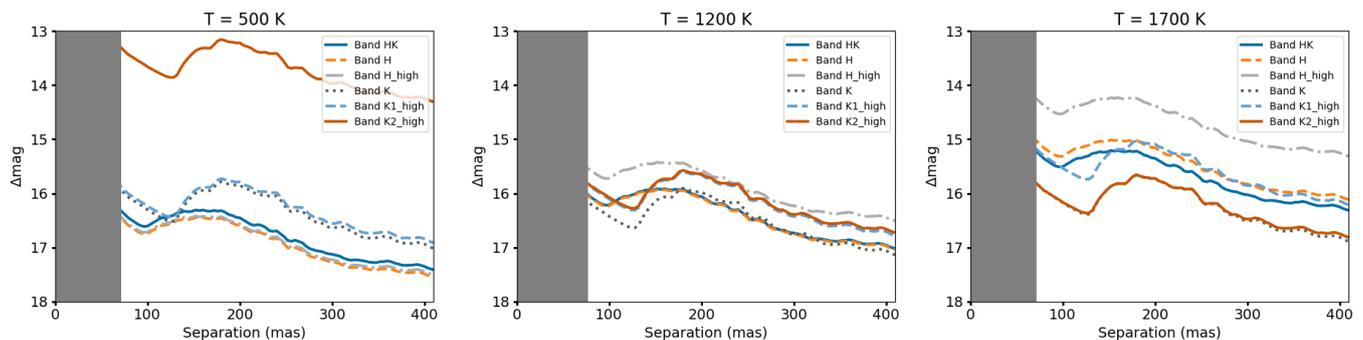


Fig. 20. Predicted contrast curves for HARMONI generated with the FastCurves package for three different planet temperatures. The exposure time is set to be 2h on a 6 magnitude A-star with a Strehl ratio of about 60% in H band.

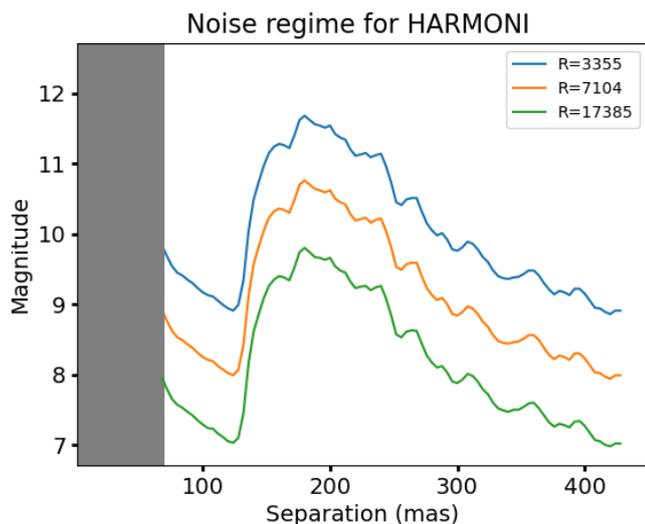


Fig. 21. Limit star magnitude above which photon noise becomes smaller than read noise as a function of separation and spectral resolution.

ing compatible with smearing and within the background-limited regime, these plots provide a good indication on the maximum spectral resolution to fully benefit from the collected photons and to avoid the read-out noise degradation of contrast. Quantitatively, these values will be slightly modified according to the image quality and the corresponding level of stellar halo.

5.2.2. Revisit of the coronagraphic set-up

Finally, we may revisit the definition and the selection of the optimal coronagraphic setup. The high-contrast module includes two apodizers, designed for the more demanding assumption of ADI post-processing to recover the full companion spectrum. In such a case, it is interesting to minimize the intensity of residual diffracted light in the dark hole, not only to reduce the corresponding photon noise level, but also to limit any pinned speckles associated to the remaining diffraction pattern. This pushes the apodizers design towards higher contrast at the cost of transmission. This trade-off can be revisited in the case of molecular mapping where speckle noise is not anymore the main limitation². In such a case, a new metric can be applied to design

² End-to-end simulations confirm that, as previously (with apodizers), the PSD of the non-coronagraphic speckles has the same profile, and that a high pass filter removes them as well

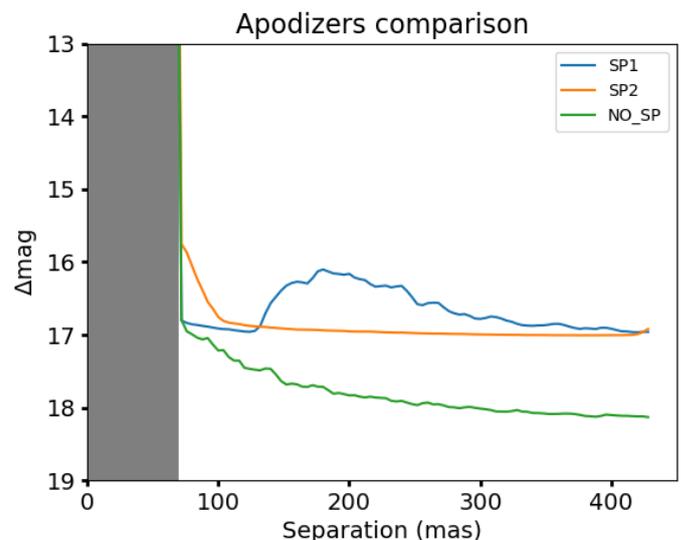


Fig. 22. Contrast curves with and without apodizers. The comparison is made while considering the best seeing conditions (Strehl ratio of 95% in K band).

apodizers, comparing the transmission to photon noise, as detailed in Eq.18.

$$\frac{\text{SNR}_{\text{apo}}}{\text{SNR}_0} = \sqrt{\frac{t_{\text{apo}}}{t_0} \cdot \frac{\sigma_0^2}{\sigma_{\text{apo}}^2}} \quad (18)$$

where SNR_{apo} and SNR_0 are the SNR obtained respectively with and without apodizer. t_{apo} and t_0 are the throughput with and without apodizer. Finally, σ_{apo} and σ_0 are the brightness level of the adaptive optics halo for the two setups.

This new metric only takes photon noise into account. In practice, FastCurves provides the comparison of various apodizer cases currently considered for HARMONI (see Fig. 22). At short separation (100 mas), the non-coronagraphic case (no apodizer) actually outperforms the apodized setups with a 0.5 mag contrast gain. The gain becomes even larger at higher angular separation, with a gain of 1 magnitude.

6. Conclusions

The proposed explicit expressions of the signal of interest and noise in the molecular mapping detection approach provide a very useful support for some trade-off studies in order to optimize future IFS instruments.

We have confirmed the ability of molecular mapping to overcome the dominant limitation of speckle noise in ADI, especially at short separations. We also provide a quantitative estimate of the cost of this approach, which removes the exoplanet continuum and consequently reduces the signal to be detected. As expected, this cost strongly depends on the planet temperature. This approach also helps to discuss the relative interest of various spectral bandwidths as a function of spectral resolution and planet type.

On top of the comparison of various setups relative performance, the application to the specific case of HARMONI, and the comparison to end-to-end simulations validate the estimate of absolute SNR values. The corresponding code FastCurves is accessible, and can be used as a direct ETC tool for HARMONI molecular mapping observations. These results provide some quantitative indications for the selection of the optimal set-up depending on the exoplanet type. It also predicts a high-contrast detection capability on bright targets of the order of a few 10^{-7} at 100 mas in 2h of exposure.

FastCurves can also be easily adapted for similar studies in the case of other future instruments, by adjusting, in particular, the expected stellar profiles and the transmission. This approach is being used to propose an optimized design of the mid-resolution IFS considered for the VLT/SPHERE upgrade (Gratton et al. 2022).

Acknowledgements. The authors thank the people in the HARMONI high-contrast science team, and in particular M. Bonnefoy, E. Choquet, and A. Vigan, for the exchanges they had with them. This project is funded by the European Research Council (ERC) under the European Union's Horizon 2020 research and innovation programme (grant agreement n°866001 - EXACT).

References

- Allard, F., Homeier, D., & Freytag, B. 2012, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, 370, 2765
- Beletic, J. W., Blank, R., Gulbransen, D., et al. 2008, in *High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy III*, ed. D. A. Dorn & A. D. Holland, Vol. 7021, International Society for Optics and Photonics (SPIE), 70210H
- Beuzit, J.-L., Vigan, A., Mouillet, D., et al. 2019, *A&A*, 631, A155
- Boccaletti, A., Chauvin, G., Wildi, F., et al. 2022, in *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy IX*, ed. C. J. Evans, J. J. Bryant, & K. Motohara, Vol. 12184, International Society for Optics and Photonics (SPIE), 121841S
- Cantalloube, F., Mouillet, D., Mugnier, L. M., et al. 2015, *A&A*, 582, A89
- Carlomagno, B., Delacroix, C., Absil, O., et al. 2020, *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 6, 035005
- Carlotti, A., Bidot, A., Mouillet, D., et al. 2022a, in *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy IX*, ed. C. J. Evans, J. J. Bryant, & K. Motohara, Vol. 12184, International Society for Optics and Photonics (SPIE), 121841I
- Carlotti, A., Jocou, L., Moulin, T., et al. 2022b, in *Adaptive Optics Systems VIII*, ed. L. Schreiber, D. Schmidt, & E. Vernet, Vol. 12185, International Society for Optics and Photonics (SPIE), 121855L
- Cugno, Patapis, P., Stolker, T., et al. 2021, *A&A*, 653, A12
- Delorme, J. R., Jovanovic, N., Wallace, J. K., et al. 2018, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 10703, *Adaptive Optics Systems VI*, ed. L. M. Close, L. Schreiber, & D. Schmidt, 107033B
- Donati, J.-F., Kouach, D., et al. 2018, in *Handbook of Exoplanets* (Springer International Publishing), 903–929
- Gratton, R., Keller, C., Diolaiti, E., et al. 2022, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 12184, *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy IX*, ed. C. J. Evans, J. J. Bryant, & K. Motohara, 121844F
- Haffert, S. Y., Bohn, A. J., de Boer, J., et al. 2019, *Nature Astronomy*, 3, 749
- Hoerijmakers, H. J., Schwarz, H., Snellen, I. A. G., et al. 2018, *A&A*, 617, A144
- Houllé, M., Vigan, A., Carlotti, A., et al. 2021, *A&A*, 652, A67
- Hours, A., Carlotti, A., Mouillet, D., et al. 2022, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 12185, *Adaptive Optics Systems VIII*, ed. L. Schreiber, D. Schmidt, & E. Vernet, 121852E
- Jocou, L., Rabou, P., Moulin, T., et al. 2022, in *Adaptive Optics Systems VIII*, ed. L. Schreiber, D. Schmidt, & E. Vernet, Vol. 12185, International Society for Optics and Photonics (SPIE), 121854K
- Kasper, M., Cerpa Urta, N., Pathak, P., et al. 2021, Published in *The Messenger* vol. 182, pp. 38–43, March 2021.
- Kravchenko, K., Dallilar, Y., Absil, O., et al. 2022, in *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy IX*, ed. C. J. Evans, J. J. Bryant, & K. Motohara, Vol. 12184, International Society for Optics and Photonics (SPIE), 121845M
- Lacour, S., Wang, J. J., Nowak, M., et al. 2020, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 11446, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 1144600
- Lozi, J., Guyon, O., Jovanovic, N., et al. 2018, in *Adaptive Optics Systems VI*, ed. L. M. Close, L. Schreiber, & D. Schmidt, Vol. 10703, International Society for Optics and Photonics (SPIE), 1070359
- Macintosh, B., Graham, J. R., Ingraham, P., et al. 2014, *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 111, 12661
- Mâlin, M., Boccaletti, A., Charnay, B., Kiefer, F., & Bézard, B. 2023, *A&A*, 671, A109
- Mollière, P., Molyarova, T., Bitsch, B., et al. 2022, *The Astrophysical Journal*, 934, 74
- N'Diaye, M., Dohlen, K., Fusco, T., & Paul, B. 2013, *A&A*, 555, A94
- Neichel, B., Fusco, T., Sauvage, J. F., et al. 2016, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 9909, *Adaptive Optics Systems V*, ed. E. Marchetti, L. M. Close, & J.-P. Véran, 990909
- Noll, S., Kausch, W., Barden, M., et al. 2012, *A&A*, 543, A92
- Oberg, K. I. & Bergin, E. A. 2016, *The Astrophysical Journal Letters*, 831, L19
- Otten, G. P. P. L., Vigan, A., Muslimov, E., et al. 2021, *A&A*, 646, A150
- Patapis, Nasedkin, E., Cugno, G., et al. 2022, *A&A*, 658, A72
- Petrus, S., Bonnefoy, M., Chauvin, G., et al. 2021, *A&A*, 648, A59
- Rothman, L., Gordon, I., Barbe, A., et al. 2009, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 110, 533, hITRAN
- Ruffio, J.-B., Macintosh, B., Konopacky, Q. M., et al. 2019, *The Astronomical Journal*, 158, 200
- Snellen, I., Brandl, B., Kok, R., et al. 2014, *Nature*, 509, 63
- Snellen, I., de Kok, R., Birkby, J. L., et al. 2015, *A&A*, 576, A59
- Thatte, N., Tecza, M., Schnetler, H., et al. 2021, *The Messenger*, 182, 7
- Thatte, N. A., Bryson, I., Clarke, F., et al. 2020, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 11447, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 114471W
- Thatte, N. A., Melotte, D., Neichel, B., et al. 2022, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 12184, *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy IX*, ed. C. J. Evans, J. J. Bryant, & K. Motohara, 1218420
- Tinetti, G., Drossart, P., Eccleston, P., et al. 2018, *Experimental Astronomy*, 46, 135
- Turbet, M. 2018, *Theses*, Sorbonne Université
- Vaughan, S. R., Birkby, J., Thatte, N., et al. 2022, *Bulletin of the AAS*, 54, <https://baas.aas.org/pub/2022n5i102p55>
- Vigan, A., Lopez, M., Morsy, M. E., et al. 2022, in *Adaptive Optics Systems VIII*, ed. L. Schreiber, D. Schmidt, & E. Vernet, Vol. 12185, International Society for Optics and Photonics (SPIE), 121850S
- Wang, J., Delorme, J., Ruffio, J., et al. 2021, in *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, Vol. 53, *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, 417.01
- Wang, J., Mawet, D., Hu, R., et al. 2018, *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 4, 035001
- Wang, J., Mawet, D., Ruane, G., Hu, R., & Benneke, B. 2017, *AJ*, 153, 183
- Wang, J. J., Ruffio, J.-B., Morris, E., et al. 2021, *The Astronomical Journal*, 162, 148
- Xuan, J. W., Wang, J., Ruffio, J.-B., et al. 2022, *ApJ*, 937, 54
- Zieleniewski, S., Thatte, N., Kendrew, S., et al. 2019, *HSIM: HARMONI simulation pipeline*, *Astrophysics Source Code Library*, record ascl:1912.006

Appendix A: Frequency cut-off derivation

The chosen Gaussian kernel for the convolution can be written as:

$$G_{\sigma_c}(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_c^2}} \cdot e^{-\frac{\lambda^2}{2\sigma_c^2}} \quad (\text{A.1})$$

We have the equality:

$$G_{\sigma_c} * S(\lambda) = \text{FT}^{-1}\{\text{FT}\{G_{\sigma_c}\} \cdot \text{FT}\{S\}\}(\lambda) \quad (\text{A.2})$$

We define the frequency cut-off such that:

$$\text{FT}\{G_{\sigma_c}\}(f_c) = \frac{1}{2} \quad (\text{A.3})$$

Using the usual Fourier Transform of a Gaussian we found that $\text{FT}\{G_{\sigma_c}\}(f) = e^{-2(f\pi\sigma_c)^2}$. Using Eq.A.3, we derive the expression of the frequency cut-off as a function of σ_c :

$$f_c = \frac{\sqrt{\ln 2}}{\sqrt{2\pi}\sigma_c} \quad (\text{A.4})$$

The frequency cut-off f_c is homogeneous to $1/\lambda$, and it can be translated into a spectral resolution cut-off as:

$$R_c = \lambda_0 \cdot f_c \quad (\text{A.5})$$

where λ_0 is the central wavelength of the spectrum.

Appendix B: Stellar subtraction

Here we seek to express both the residual planetary signal and the noise after molecular mapping preprocessing. Taking Eq.6 and developing it here, we obtain:

$$\begin{aligned} S_{\text{res}}(\lambda, x, y) &= S(\lambda, x, y) - \hat{M}_{\text{speckle}}(\lambda, x, y) \cdot \hat{\gamma}_{\text{atm}}(\lambda) \cdot \hat{S}_{\text{star}}(\lambda) \\ &= \gamma_{\text{atm}}(\lambda) \cdot \left(M_{\text{speckle}}(\lambda, x, y) \cdot S_{\text{star}}(\lambda) + S_{\text{planet}}(\lambda, x, y) \right) \\ &\quad + n(\lambda, x, y) - \hat{\gamma}_{\text{atm}}(\lambda) \cdot \hat{S}_{\text{star}}(\lambda) \cdot \left(M_{\text{speckle}}(\lambda, x, y) \right. \\ &\quad \left. + \left[\frac{S_{\text{planet}}(\lambda, x, y)}{\hat{S}_{\text{star}}(\lambda)} \right]_{\text{LF}} + \left[\frac{n(\lambda, x, y)}{\hat{\gamma}_{\text{atm}}(\lambda) \cdot \hat{S}_{\text{star}}(\lambda)} \right]_{\text{LF}} \right) \\ &= \gamma_{\text{atm}}(\lambda) \cdot S_{\text{planet}}(\lambda, x, y) - \hat{\gamma}_{\text{atm}}(\lambda) \\ &\quad \cdot \hat{S}_{\text{star}}(\lambda) \cdot \left[\frac{S_{\text{planet}}(\lambda, x, y)}{\hat{S}_{\text{star}}(\lambda)} \right]_{\text{LF}} + n(\lambda, x, y) \\ &\quad - \hat{\gamma}_{\text{atm}}(\lambda) \cdot \hat{S}_{\text{star}}(\lambda) \cdot \left[\frac{n(\lambda, x, y)}{\hat{\gamma}_{\text{atm}}(\lambda) \cdot \hat{S}_{\text{star}}(\lambda)} \right]_{\text{LF}} \end{aligned} \quad (\text{B.1})$$

Using the equality $S = [S]_{\text{LF}} + [S]_{\text{HF}}$, and assuming that the model of the tellurics transmission is perfect (i.e. $\hat{\gamma}_{\text{atm}} = \gamma_{\text{atm}}$), we find:

$$\begin{aligned} S_{\text{res}}(\lambda, x, y) &= \gamma_{\text{atm}}(\lambda) \cdot S_{\text{planet}}(\lambda, x, y) - \gamma_{\text{atm}}(\lambda) \\ &\quad \cdot \left([\hat{S}_{\text{star}}]_{\text{LF}}(\lambda) + [\hat{S}_{\text{star}}]_{\text{HF}}(\lambda) \right) \cdot \left[\frac{S_{\text{planet}}(\lambda, x, y)}{\hat{S}_{\text{star}}(\lambda)} \right]_{\text{LF}} \\ &\quad + n(\lambda, x, y) - \gamma_{\text{atm}}(\lambda) \cdot \hat{S}_{\text{star}}(\lambda) \cdot \left[\frac{n(\lambda, x, y)}{\gamma_{\text{atm}}(\lambda) \cdot \hat{S}_{\text{star}}(\lambda)} \right]_{\text{LF}} \\ &= \gamma_{\text{atm}}(\lambda) \cdot \left([S_{\text{planet}}]_{\text{HF}}(\lambda, x, y) - [\hat{S}_{\text{star}}]_{\text{HF}}(\lambda) \right. \\ &\quad \left. \cdot \left[\frac{S_{\text{planet}}(\lambda, x, y)}{\hat{S}_{\text{star}}(\lambda)} \right]_{\text{LF}} \right) + n(\lambda, x, y) - [n(\lambda, x, y)]_{\text{LF}} \\ &\quad - \frac{[\gamma_{\text{atm}} \cdot \hat{S}_{\text{star}}]_{\text{HF}}}{[\gamma_{\text{atm}} \cdot \hat{S}_{\text{star}}]_{\text{LF}}} \cdot [n(\lambda, x, y)]_{\text{LF}} \end{aligned} \quad (\text{B.2})$$

While we could apply the full formula, it is convenient to highlight what are the dominant noise terms. We argue that, in usual cases, the dominant noise term is $n(\lambda, x, y)$. Indeed, the total variance of the noise is equal to $n^2(\lambda, x, y) + [n(\lambda, x, y)]_{\text{LF}}^2 + \frac{[\gamma_{\text{atm}} \cdot \hat{S}_{\text{star}}]_{\text{HF}}^2}{[\gamma_{\text{atm}} \cdot \hat{S}_{\text{star}}]_{\text{LF}}^2} \cdot [n(\lambda, x, y)]_{\text{LF}}^2$. In practice, the filter cut-off frequency is kept small ($R_c \approx 100$) so that $[n]_{\text{HF}}^2 \gg [n]_{\text{LF}}^2$. It is however still large enough, considering the steep slope of the stellar DSP, so that $[\gamma_{\text{atm}} \cdot \hat{S}_{\text{star}}]_{\text{LF}}^2 \gg [\gamma_{\text{atm}} \cdot \hat{S}_{\text{star}}]_{\text{HF}}^2$. To illustrate these dominance relationships, Fig B.1 shows the PSD of these four components. Quantitatively, in the case studied in Fig B.1, we find that the variance of the low-frequency noise, $[n]_{\text{LF}}^2$, represents only 2% of the high-frequency noise $[n]_{\text{HF}}^2$. The fraction $\frac{[\gamma_{\text{atm}} \cdot \hat{S}_{\text{star}}]_{\text{HF}}^2}{[\gamma_{\text{atm}} \cdot \hat{S}_{\text{star}}]_{\text{LF}}^2}$ is also small, and in this example is equal to 0.015. Therefore, the noise term $n(\lambda, x, y)$ is the dominant one.

We thus find the expression of Eq.6:

$$\begin{aligned} S_{\text{res}}(\lambda, x, y) &\approx \gamma_{\text{atm}}(\lambda) \cdot \left([S_{\text{planet}}]_{\text{HF}}(\lambda, x, y) - [\hat{S}_{\text{star}}]_{\text{HF}}(\lambda) \right. \\ &\quad \left. \cdot \left[\frac{S_{\text{planet}}(\lambda, x, y)}{\hat{S}_{\text{star}}(\lambda)} \right]_{\text{LF}} \right) + n(\lambda, x, y) \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

Appendix C: Illustration of several signal dependencies

As mentioned in the subsection 2.2, the signal of interest depends not only on the spectral resolution of the instrument, but also on the intrinsic characteristics of the companion spectra. The top panel of Fig C.1 quantifies this difference between a spectrum corresponding to an L-type planet and a T-type planet. Here, we find that for the same total photon count, the amount of signal is 6 times greater for a planet at 500K.

Another significant dependency is the central wavelength of observation. The bottom panel of Fig C.1 shows that we can obtain a difference of a factor of 1.6 for two central wavelengths spaced 400 nm apart.

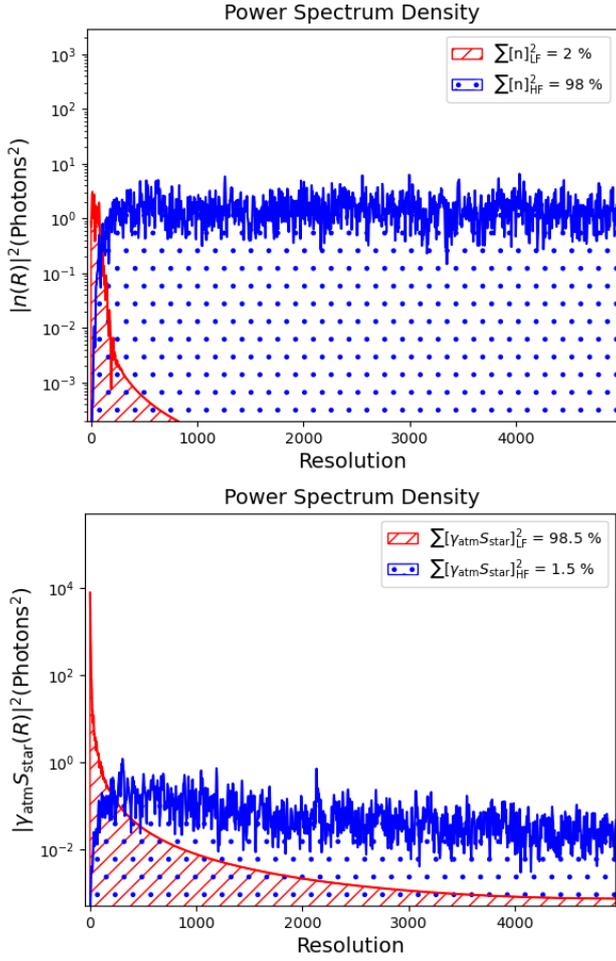


Fig. B.1. Relative weight of the low frequency and high frequency part of the noise and stellar signal. Top panel: PSDs of the high-pass filtered noise (in blue) and of the complementary low-pass filtered noise (in red). Bottom panel: Stellar spectrum PSD with the high-frequency part in blue and the low-frequency part in red. The star spectrum corresponds to a M-star and the tellurics to present a case where we have a strong high-frequency content.

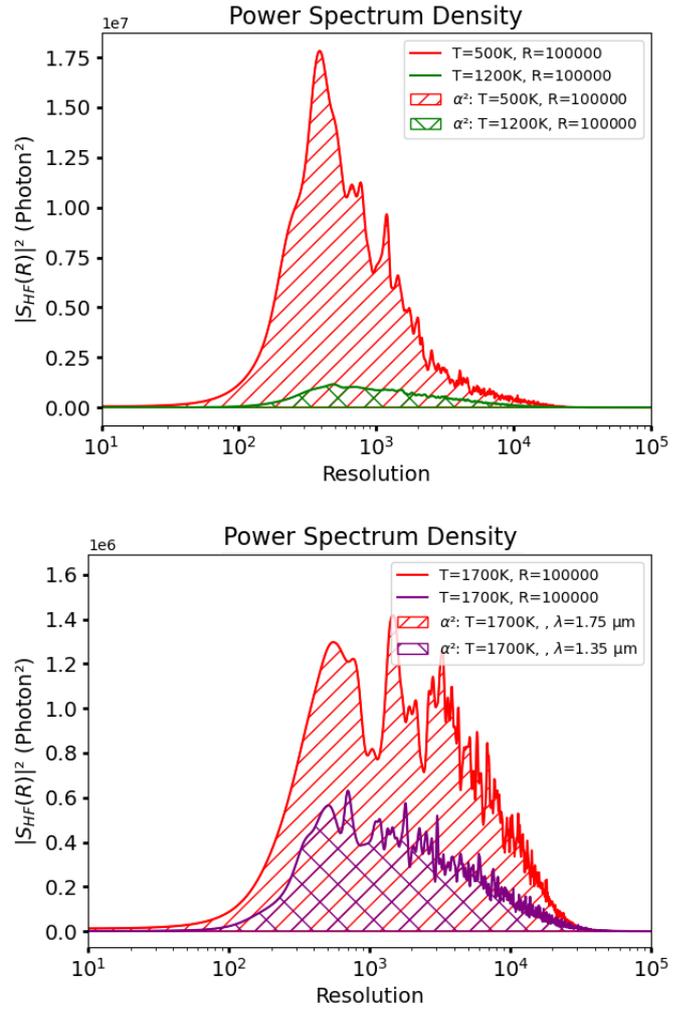


Fig. C.1. Top panel: PSD of two high pass filtered planet spectra ($T=500K$ and $T=1200K$, $\log(g)=4$, $[M/H]=0$) at the same resolutions and with the same amount of photons. Bottom panel: PSD of high pass filtered planet spectra ($T=1700K$, $\log(g)=4$, $[M/H]=0$) on two different spectral ranges with a 300 nm bandwidth (center on $\lambda_0 = 1.35 \mu m$ in red and center on $\lambda_0 = 1.75 \mu m$ in purple).

2.3 Remarques approfondies sur le molecular mapping

2.3.1 Les quantités d'intérêts du molecular mapping

Souvent, le molecular mapping est considéré comme une méthode de post-processing limité par le bruit de photons. Cependant, il faut garder en tête qu'il y a un coût non négligeable pour s'affranchir des speckles. Ce coût est le filtrage passe-haut dans la dimension spectrale des spectres mesurés dans le champ de vue. En effet, l'article introduit une quantité de signal d'intérêt, appelé α (voir Equation 8 et 9 de l'article), qui correspond à la quantité de signal restant après filtrage. C'est tout simplement le nombre de photons utiles permettant la détection par des mesures de corrélations croisées avec des modèles d'absorptions moléculaires. Cette quantité est plus facilement visualisable dans le domaine de Fourier. La Figure 2 mesure l'impact du filtrage sur les DSP (Densité spectrale de Puissance) pour différents modèles de planètes. Les parties hachurées représentent la partie non filtrée des spectres qui est donc utile à la détection. La quantité α , d'après l'Equation 9, est égale à la racine carrée de l'aire sous cette courbe hachurée. Cette représentation permet de mettre en évidence 3 dépendances importantes :

- La fréquence de coupure du filtre passe-haut qui délimite la région filtrée.
- La résolution spectrale de l'instrument qui étend le domaine de Fourier vers les hautes fréquences (i.e. vers la droite) et augmente l'aire sous la courbe.
- La quantité et la profondeur des absorptions moléculaires dans le spectre de l'atmosphère du compagnon.

Le ratio de photons utiles est ainsi discuté dans la Figure 3 en fonction de la résolution spectrale de l'instrument pour différentes températures de planètes. On remarque que dans le cas des IFU actuels avec une moyenne résolution ($R \simeq 5000$), entre 80 et 90 % des photons de la planète ne sont pas utilisables pour une détection en molecular mapping.

Jusqu'alors, les méthodes de post-processing différentiel, si l'on néglige le phénomène d'auto-soustraction, ne sacrifiaient pas autant de photons venant de la planète pour la détection. Le signal utile pour le molecular mapping est donc plus faible que celui de l'ADI ou que le RDI. Le PDI (Polarization Differential Imaging) partage le même inconvénient ayant pour signal utile la lumière polarisée de l'objet qui ne présente qu'une fraction du signal total. Toutefois, malgré ce coût, il faut également prendre en compte la capacité de soustraction du signal stellaire associée. Ainsi, avec SPHERE/ZIMPOL, l'observation d'étoiles les plus brillantes et proches permet des niveaux de contraste remarquables pour la recherche de planètes en lumière réfléchiée dans le visible (Hunziker et al., 2020). Pour juger de l'efficacité d'une méthode par rapport à une autre, il faut alors comparer non seulement le rapport des signaux utiles, mais également le rapport des bruits. C'est ici que le molecular mapping pourra être plus avantageux que de l'ADI si le bruit de speckle est effectivement atténué. Il était donc capital de se convaincre de l'efficacité de la suppression des speckles avec le filtrage passe haut.

Je me suis donc basé sur des jeux de PSF haut contraste d'HARMONI pour étudier le comportement spectral des speckles. Le but était de caractériser les fréquences des modulations des speckles et d'en déduire de potentielles fréquences de coupure. Nous étions conscients que les propriétés des speckles, à la fois dans la dimension spatiale et dans la dimension spectrale, étaient très importantes à modéliser le plus finement possible. Une attention particulière a été apportée pour ce test spécifique en incluant des effets de propagation de Fresnel d'aberrations hors plan pupille, telles que l'on peut les estimer aujourd'hui à partir du design optique d'HARMONI et de ses spécifications les plus critiques. La Figure 2.3 présente des modulations typiques attendues sur HARMONI grâce aux simulations de PSF pour différentes séparations. On constate effectivement que les modulations sont très basses fréquences (même pour les plus grandes séparations) et semblent pouvoir totalement être filtrées. Les transformées de Fourier de ces modulations spectrales étaient difficilement interprétables. En effet, la largeur de fenêtre d'observation réduite de ces modulations induisait une convolution par un sinus cardinal de la transformée de Fourier "infinie" de ces modulations. C'est pourquoi dans la Figure 5 de l'article, on

peut constater une trainée haute fréquence couvrant l'entièreté du domaine de Fourier. J'ai donc décidé d'observer une autre quantité pour mettre en avant les fréquences de coupure, qui n'est autre que le rapport entre la DSP des modulations filtrées sur la DSP original. La Figure 6 met ainsi en avant que, comme attendu par la théorie, la fréquence de coupure des speckles dépend de la séparation angulaire et que cette fréquence correspond à une résolution $R \simeq 100$.

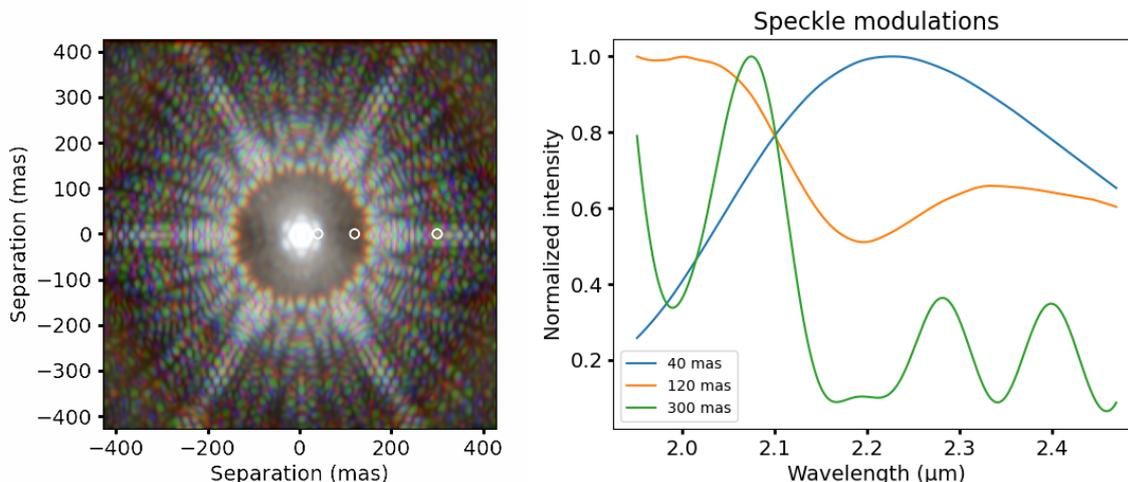


FIGURE 2.3 – (Gauche) Image RGB composite de 3 PSF d'HARMONI en bande K prises pour des longueurs d'onde différentes. Les cercles blancs indiquent les positions dans le champ de vue où ont été sélectionnées les modulations de speckles (droite). Les modulations ont été normalisées pour une meilleure visualisation.

Le dernier obstacle à une estimation analytique des performances du molecular mapping pour de futures comparaisons avec l'ADI reste la propagation des bruits à travers les corrélations croisées. Les calculs sont détaillés dans la partie 2.3 de l'article. Le bruit de photons est une moyenne pondérée par le template des bruits de photons de chaque canal spectral. Une approximation de ce bruit est la moyenne des bruits de photons. J'ai par la suite mis en place un code python, *FastCurves*¹, pour pouvoir mettre en application ces formules analytiques sur différents instruments en commençant par le module haut-contraste d'HARMONI (discuté également dans le Chapitre 3).

2.3.2 Auto-soustraction du spectre planétaire

Dans la sous-section 2.2 de l'article, j'aborde le phénomène d'auto-soustraction du signal planétaire (désigné par β). En effet, le molecular mapping repose avant tout sur l'exploitation de la diversité spectrale. Plus le spectre de la planète est semblable à celui de l'étoile, plus la détection s'avère compliquée. Ainsi, l'axe scientifique de recherche de planètes chaudes autour de naines M peut ne pas être le plus adapté au molecular mapping. La Figure 2.4 montre le taux d'auto-soustraction en fonction de la température de la planète pour une naine M à 3200 K.

1. <https://github.com/ABidot/FastCurves>

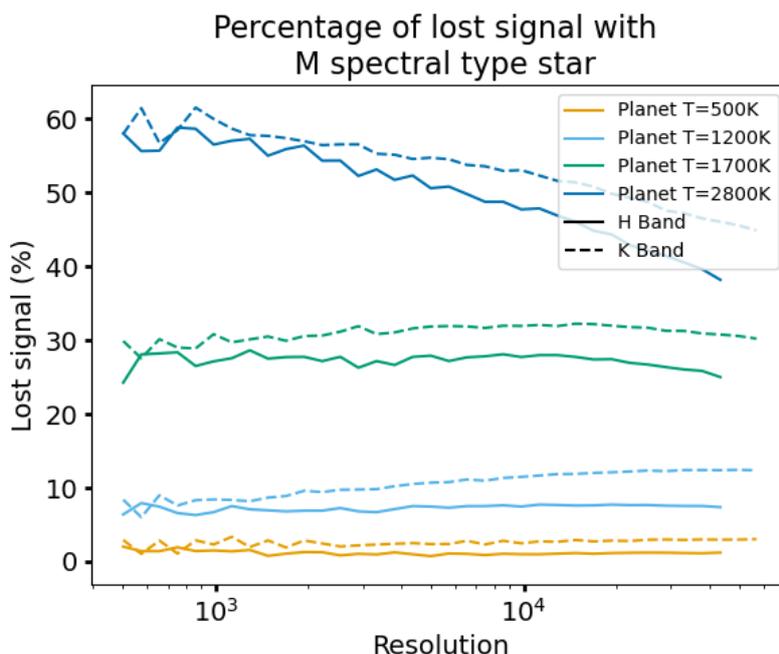


FIGURE 2.4 – Estimation de l’auto-soustraction pour différents types de planètes autour d’une étoile de type M. Les lignes solides représentent les valeurs d’auto-soustraction pour la bande H et les lignes en pointillées représentent celles pour la bande K.

Cette figure, comme celle de l’article, a été faite dans le pire cas où il n’y a aucun décalage Doppler entre la planète et son étoile. Nous remarquons comme attendu que plus la planète est chaude, plus l’auto-soustraction est forte et peut atteindre plus de 50 % pour une planète à 2800K. Je me suis alors intéressé à la variation de ce terme d’auto-soustraction dès lors qu’il y avait un décalage Doppler différent du fait de la vitesse orbitale de la planète. La Figure 2.5 montre ainsi, pour plusieurs vitesses radiales de la planète, les variations du terme β .

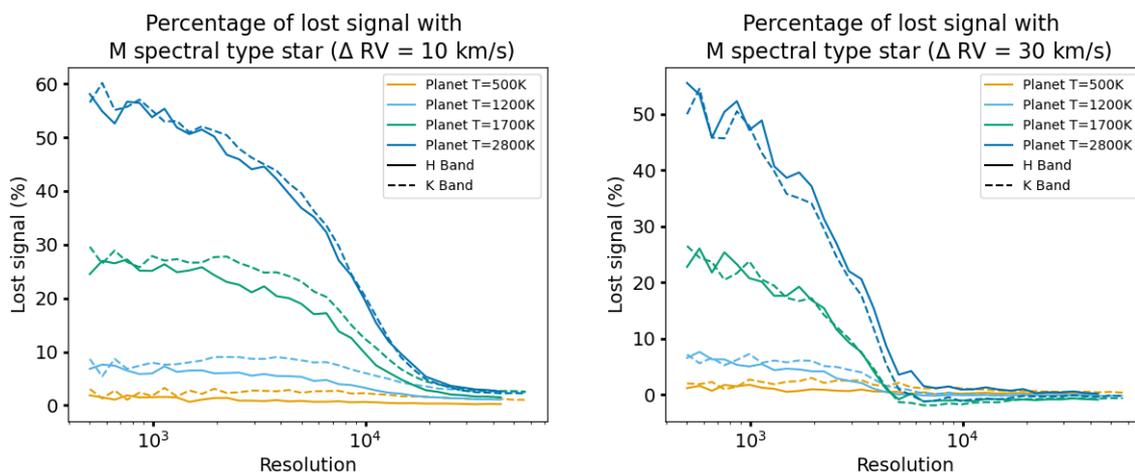


FIGURE 2.5 – Estimation de l’auto-soustraction pour différents types de planètes autour d’une étoile de type M pour deux vitesses radiales différentes (10 km/s à droite et 30 km/s à gauche). Les lignes solides représentent les valeurs d’auto-soustraction pour la bande H et les lignes en pointillées représentent celles pour la bande K.

Le taux de signal perdu devient naturellement très faible dès que le décalage Doppler est résolu. Ainsi, pour HARMONI, l’effet d’auto-soustraction devient négligeable pour des planètes avec des vitesses radiales supérieures à 30 km/s pour son mode de résolution moyen ($R=7104$) et des vitesses radiales supérieures à 10 km/s pour son mode à plus haute résolution ($R=17300$).

La notion d’auto-soustraction est aussi très importante à garder en tête dans le contexte d’observation d’éventuelle planète en lumière réfléchi. Comme son nom l’indique, une planète en lumière réfléchi possède au premier ordre le même spectre que son étoile (à l’albedo près). Il est donc très important d’avoir une résolution spectrale suffisante pour résoudre le potentiel décalage Doppler dû à la vitesse orbitale de la planète.

2.3.3 Discussion sur le pré-processing

Le pré-processing mentionné dans l’article n’est pas le plus répandu. En effet, la soustraction de l’étoile n’est pas faite systématiquement et un simple filtre-passe haut pour éliminer la contamination du spectre par les speckles est souvent choisi (Mâlin et al., 2023; Ruffio et al., 2019). En se basant sur l’équation de l’article pour décrire le signal perçu par le détecteur (reprise ici avec l’équation 2.2), je propose de décrire les différences entre les deux méthodes.

$$S(\lambda, x, y) = \gamma_{atm}(\lambda) \cdot M_{speckle}(\lambda, x, y) \cdot S_{star} + \gamma_{atm}(\lambda) \cdot S_{planet} + n(\lambda, x, y) \quad (2.2)$$

Le filtrage passe haut dans la dimension spectrale de la quantité décrite en équation 2.2 correspond à l’équation 2.3.

$$[S(\lambda, x, y)]_{HF} = [\gamma_{atm}(\lambda) \cdot M_{speckle}(\lambda, x, y) \cdot S_{star}]_{HF} + [\gamma_{atm}(\lambda) S_{planet}]_{HF} + [n(\lambda, x, y)]_{HF} \quad (2.3)$$

Le premier terme $[\gamma_{atm}(\lambda) \cdot M_{speckle}(\lambda, x, y) \cdot S_{star}]_{HF}$ correspond aux résidus de l’étoile et des speckles. J’ai montré auparavant que la modulation $M_{speckle}(\lambda)$ était sur un support fréquentiel fini, c’est-à-dire qu’il existe une résolution de coupure $R_c < R_{max}$ au-dessus de laquelle la DSP de ces modulations est quasi-nulle. Cependant, cela ne veut pas dire que si le filtrage passe-haut possède une résolution de coupure supérieure à R_c alors le terme de résidu est négligeable. En effet, le spectre de l’étoile peut, quant à lui, avoir des hautes fréquences dues aux raies absorptions. Cela est d’autant plus vrai pour les étoiles les plus froides. Autrement dit, la transformée de Fourier du spectre de l’étoile peut être sur un domaine beaucoup plus large que celui des modulations de speckles (au-dessus de R_c). Or, le produit des modulations et du spectre de l’étoile dans l’espace des longueurs d’ondes induit une convolution dans l’espace de Fourier. Il y aura donc un résidu stellaire potentiellement non négligeable et celui-ci peut varier spatialement. La Figure 2.6 compare deux cartes de corrélation pour un même jeu de données simulées, mais avec les deux techniques de pré-processing mentionnées. Nous constatons que la carte de corrélation obtenue avec seulement un filtre passe-haut présente effectivement des motifs dus aux speckles quasi-statiques. Un simple filtre passe-haut ne permet donc pas de s’affranchir du bruit de speckle. À première vue, cette méthode pouvait sembler avantageuse puisqu’elle n’introduit pas de terme d’auto-soustraction. Cependant, le terme de bruit devient plus important et corrélé spatialement.

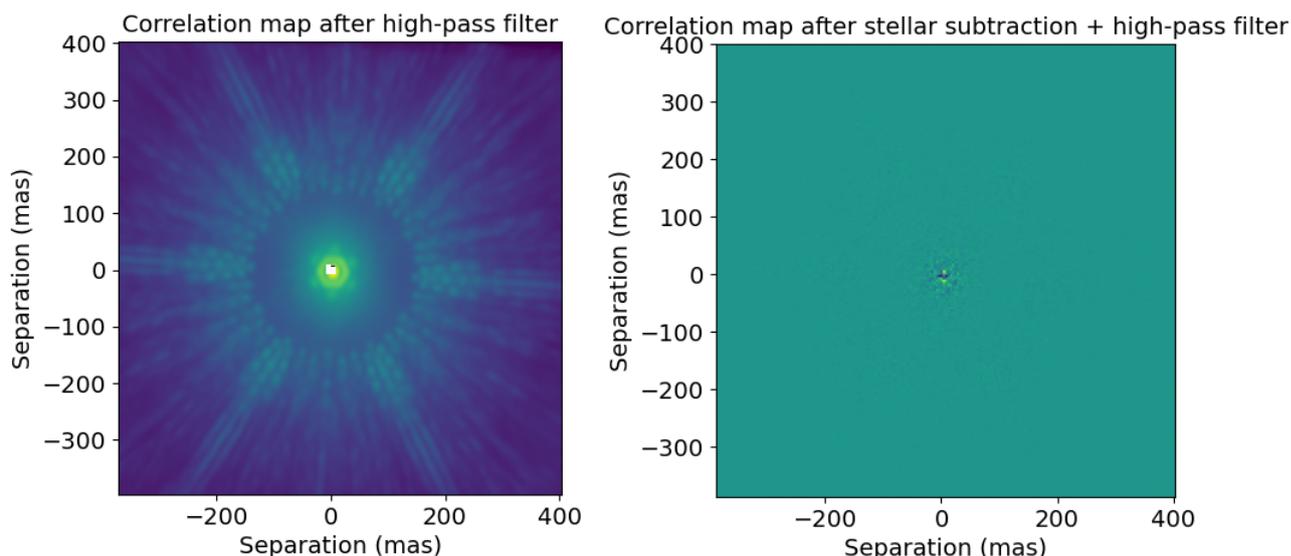


FIGURE 2.6 – Carte de corrélation avec un filtre passe-haut (gauche) et avec un filtre passe-haut et une soustraction de la lumière stellaire.

2.3.4 Caractérisation avec le molecular mapping

Nous avons vu que le filtrage passe-haut du pré-processing filtre également le continuum de la planète. Malheureusement, le continuum est un bon indice pour réussir à caractériser le type spectral d’une planète.

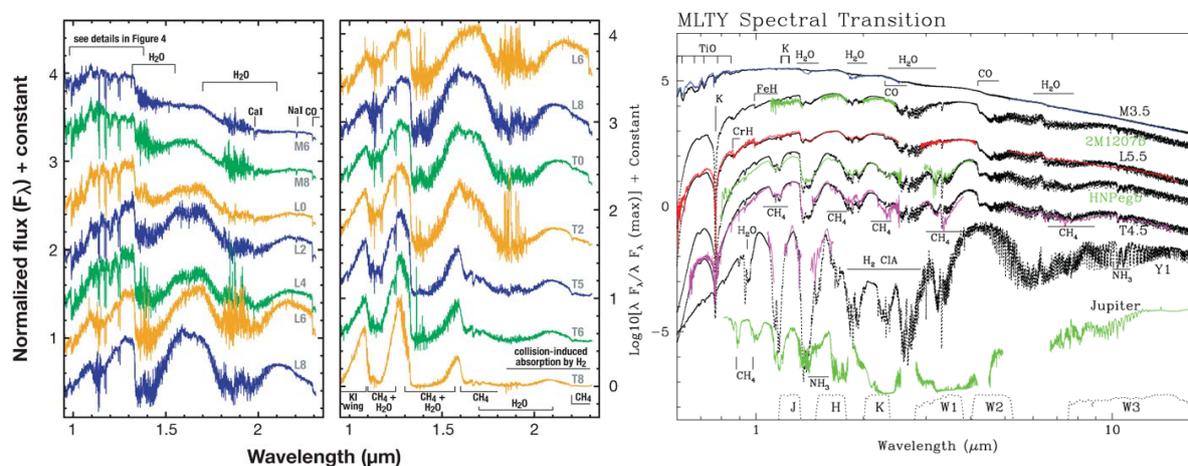


FIGURE 2.7 – (Droite) Spectres observées d’objets de type M, L et T dans le proche infrarouge Kirkpatrick (2005). (Gauche) Spectres observées des mêmes types d’objets sur un plus grand domaine spectral Allard (2014).

La Figure 2.7 montre les spectres planétaires pour plusieurs types de planètes. Nous remarquons effectivement que la pente du spectre après $2.2 \mu\text{m}$ varie d’une température à l’autre, ce qui pourrait permettre d’identifier plus facilement le type spectral de la planète. En revanche, les molécules présentes dans l’atmosphère entre deux planètes de températures proches sont les mêmes. Je me suis alors intéressé à quantifier la ressemblance entre les modèles spectraux filtrés avec le filtre passe-haut ($R_c = 100$). J’ai donc estimé les ressemblances en mesurant le produit scalaire entre les modèles. Le produit scalaire est normalisé par les normes des deux modèles pour ne mesurer que le cosinus de l’angle entre les deux spectres (Equation 2.4).

$$\cos(\hat{t}_1, \hat{t}_2) = \frac{\langle \hat{t}_1, \hat{t}_2 \rangle}{\|\hat{t}_1\| \cdot \|\hat{t}_2\|} \quad (2.4)$$

Les valeurs seront donc comprises entre -1 et 1. Une mesure valant 1 signifierait alors une corrélation parfaite entre les modèles et une mesure valant 0 signifierait une corrélation nulle. La Figure 2.8 montre ainsi les corrélations existantes entre les templates pour des planètes de type T, de type L et les planètes dans la région de transition L-T. Ainsi, nous remarquons que les spectres hautes fréquences sont très similaires quand ils appartiennent à un même type spectral. Par exemple, dans le cas d'une planète à 1800 K, il semble extrêmement difficile de pouvoir déterminer sa température avec le molecular mapping puisque le modèle (haute fréquence) de planète à 1800 K est quasiment identique à ceux pour une température comprise entre 1600 K et 2800 K (les valeurs de corrélations varient de quelques pourcents). En revanche, la détermination de la vitesse radiale n'est pas ambiguë.

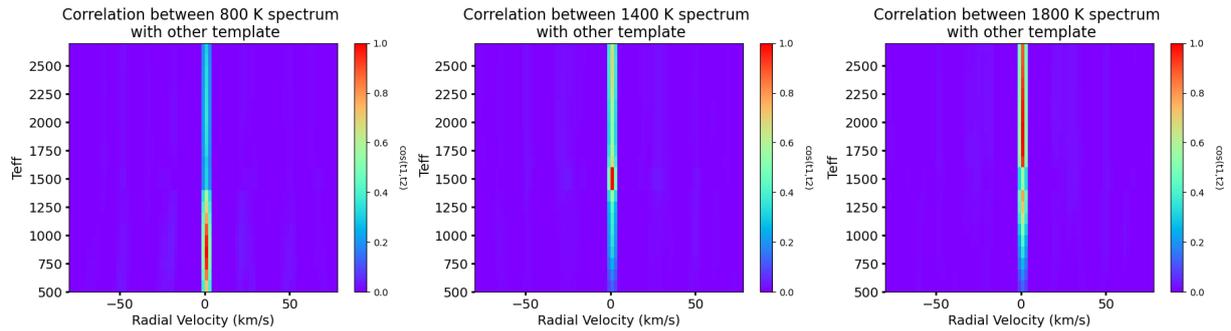


FIGURE 2.8 – Inter-corrélations entre les modèles planétaires et un modèle de type T à 800 K (gauche), de type en transition L-T à 1400 K (milieu) et de type L à 1800 K (droite)

J'ai cherché à quantifier ces inter-corrélations entre les modèles pour différents modes d'observation pour valider la robustesse de ces résultats. En particulier sur deux modes d'observation avec des résolutions différentes, car on peut penser intuitivement que la haute résolution spectrale va mieux détailler le spectre et préciser les différences entre les modèles. J'ai aussi voulu m'intéresser au cas des différences entre la bande H et la bande K pour déterminer si les résultats ci-dessous n'étaient pas juste tributaires d'une signature moléculaire particulière observable dans la bande K. La Figure 2.9 représente les inter-corrélations entre les modèles pour les cas mentionnés précédemment. Les valeurs d'inter-corrélation restent majoritairement invariantes dans les 4 cas.

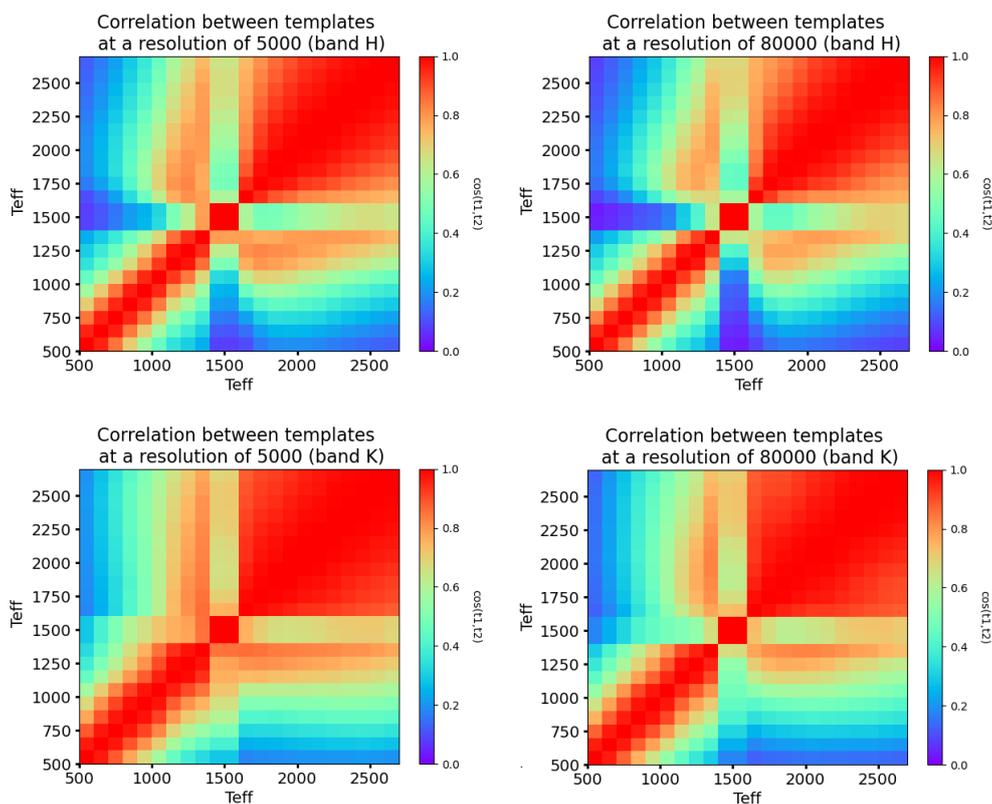


FIGURE 2.9 – Cartes d’inter-corrélation entre les modèles planétaires BT-Settl.

2.4 Présentation de FastCurves

Comme mentionné dans l’article, j’ai développé un code sous Python permettant de prédire les performances d’un IFS. Les buts d’avoir un outil mis à disposition de la communauté comme FastCurves étaient multiples :

- pouvoir se donner une idée rapide des potentielles performances d’un futur IFS.
- aider aux designs de futurs instruments en permettant de choisir les compromis les plus avantageux pour la détection.
- comparer les performances de plusieurs instruments sans avoir à maîtriser les simulations end-to-end de chacun.
- pouvoir prendre du recul sur les performances actuelles d’un IFS et les valider (ou non) par rapport aux performances attendues.

Le code prend actuellement en compte les paramètres d’entrées suivants :

- Les modèles de spectres planétaires BT-Settl et stellaires BT-NextGen
- L’élargissement rotationnel et le décalage Doppler (dû à la vitesse radiale de l’objet) des raies
- Les modes d’observations des instruments ainsi que le bruit de lecture du détecteur et son courant noir
- Le profil de transmission totale de l’instrument (ciel, télescope, coronographe, spectrographe et efficacité quantique du détecteur)
- Le profil de la PSF et la fraction de photons comprise dans la FWHM
- Le bruit de background

Nous envisageons à l'avenir de coupler FastCurves avec d'autres outils Python tels que PSISIM² ou ExoSim³ (Sarkar et al., 2021) afin d'obtenir des résultats sur des modèles de population de planètes. Le code FastCurves a été amené à être adapté à différents instruments (HARMONI, ERIS, MedRES et MIRI) dont je propose d'exploiter les performances dans la section suivante.

2. <https://github.com/planetarysystemsimager/psisim>
3. <https://github.com/ExoSim/ExoSimPublic>

Chapitre 3

Application à ELT/HARMONI et à divers instruments

Contents

3.1 Performances d'HARMONI pour le haut contraste	67
3.2 Comparaison de SPHERE+/MedRES et de ERIS/SPIFFIER	70
3.2.1 Performances de SAXO+	72
3.2.2 Performances du coronographe	74
3.2.3 Choix du détecteur	75
3.2.4 Estimation des performances du molecular mapping avec MedRES	76
3.2.5 Comparaison MedRES/SPIFFIER	77
3.3 Comparaison entre l'imagerie directe et l'interférométrie au VLT pour la détection d'exoplanètes	77
3.3.1 Intérêts pour la détection par interférométrie	77
3.3.2 Perspectives et performances d'ExoGRAVITY	83
3.4 Conclusion	84

3.1 Performances d'HARMONI pour le haut contraste

HARMONI sera un des instruments de première génération de l'ELT dont la première lumière est attendue d'ici à 2028 (Thatte et al., 2021). Il s'agira d'un IFS conçu premièrement dans un but de caractériser des galaxies, des nébuleuses et également les planètes et satellites du système solaire. Un module haut-contraste lui est ajouté (Carlotti et al., 2018) pour permettre l'observation directe d'exoplanètes avec l'ELT dans le proche infrarouge (de $1.2 \mu\text{m}$ jusqu'à $2.5 \mu\text{m}$). Bien que HARMONI n'ait pas été optimisé pour ce cas spécifique puisqu'il ne possède pas en particulier d'optique adaptative extrême ni de correcteur de la dispersion atmosphérique (ADC), l'étude de faisabilité d'un module haut-contraste a montré qu'il était possible d'atteindre avec l'ADI des contrastes de l'ordre de 10^{-6} (Carlotti et al., 2018; Houllé et al., 2021). Ces détections auront également l'avantage d'être à des séparations plus courtes que pour les instruments actuels profitant de la meilleure résolution angulaire de l'ELT (Figure 3.1. De plus, la résolution spectrale de l'instrument allant de $R \simeq 3000$ à $R \simeq 20000$ permettra de détecter et de caractériser conjointement les exoplanètes.

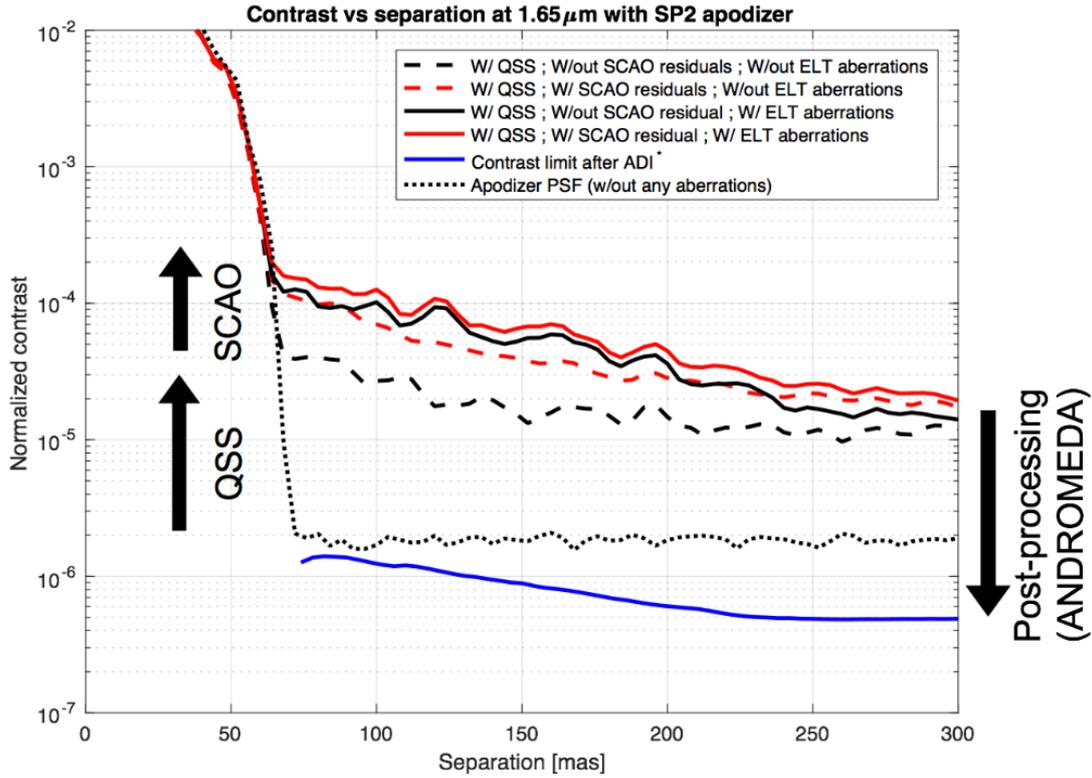


FIGURE 3.1 – Comparaison du contraste brut et du contraste obtenu après le post-processing ADI ANDROMEDA Cantalloube et al. (2015). La courbe en pointillé représente le contraste après apodisation de la PSF avec l’apodiseur SP2. La courbe rouge représente le contraste attendu en prenant en compte le niveau des speckles quasi-statiques, des résidus de la SCAO (Single conjugate adaptive optics) et des aberrations de l’ELT. La courbe bleue représente le contraste final après ADI.

Le schéma du Module Haut-Contraste (HCM) (Jocou et al., 2022) est présenté en Figure 3.2. Le fonctionnement peut être résumé en quelques étapes clés. Premièrement, la lumière entre $1.4 \mu\text{m}$ et $2.5 \mu\text{m}$ sera envoyée vers un masque apodiseur simple dans le plan pupille pour apodiser la PSF et créer une zone de contraste. La lumière du cœur de la PSF sera ensuite bloquée par un masque opaque dans le plan focal (FPM) pour ne pas saturer le détecteur. La lumière de la bande J sera en partie utilisée pour la correction des NCPA (Non Common Path Aberrations). Les NCPA sont les aberrations vues différemment par les voies ”optique adaptative” et par la voie ”science”. Ces aberrations sont quasi-statiques et évoluent lentement, de l’ordre de la dizaine de secondes, en fonction des rotations des optiques. Un senseur ZELDA (Zernike sensor for Extremely Low-level Differential Aberrations) (N’Diaye et al., 2014; Vigan et al., 2018) sera utilisé pour estimer les déformations du front d’onde et les corriger à l’aide du M4 déformable de l’ELT (Hours et al., 2022). Ce module a donc pour ambition de réduire fortement le niveau des speckles pour pouvoir imager des exoplanètes avec des techniques ADI. Cependant, comme il s’agit d’un IFS, il était intéressant de savoir si l’application du molecular mapping était plus ou moins avantageuse que l’ADI. En effet, même si les modes d’observations (Table 3.1) n’ont pas été choisis spécialement pour booster les performances de détection d’exoplanètes, le molecular mapping serait particulièrement intéressant dans l’enjeu de détection à courte séparation. L’ELT ayant une résolution angulaire de 8 mas en bande H, il est envisageable de viser des détections à 50 mas, mais la contrainte très forte sur la stabilité nécessaire de la PSF pour l’application de l’ADI est difficile à garantir. A contrario, cette contrainte est beaucoup moins forte pour le molecular mapping.

Band name	FoV (arcsec)	Pixel scale (mas)	Spectral coverage (μm)	Spectral resolution
HK	0.82 x 0.61	4	1.450 - 2.450	~ 3355
H			1.435 - 1.815	~ 7104
K			1.951 - 2.469	~ 7104
H_{high}			1.538 - 1.678	~ 17385
$K1_{high}$			2.017 - 2.200	~ 17385
$K2_{high}$			2.199 - 2.400	~ 17385

TABLE 3.1 – Modes d’observations d’HARMONI.

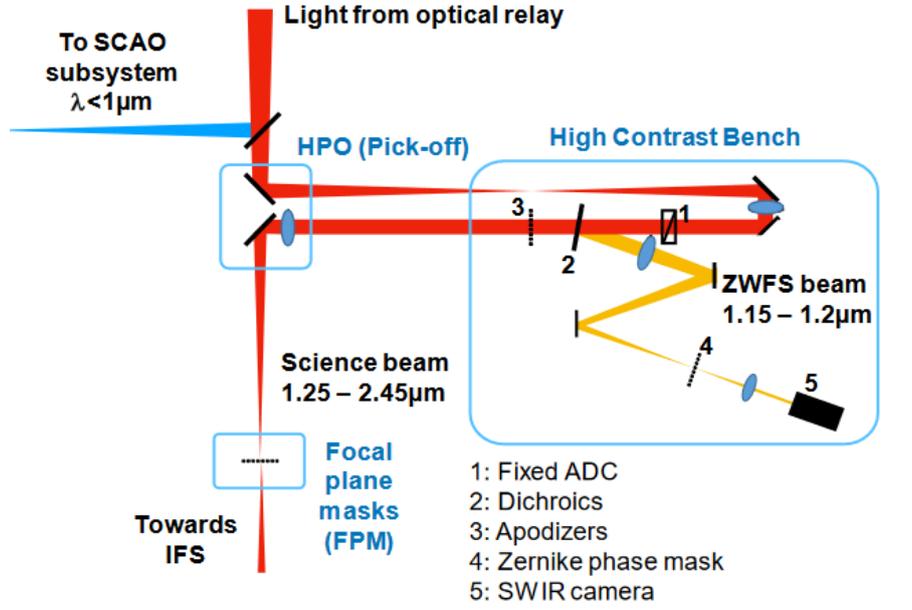


FIGURE 3.2 – Présentation du banc haut-contraste d’HARMONI. Figure extraite de Jocou et al. (2022)

Avant d’appliquer FastCurves sur le cas d’HARMONI, il était questionnable de savoir si le molecular mapping serait le plus efficace possible avec les modes d’observations de l’instrument ou bien s’il existe des zones dans l’espace de paramètre résolution spectrale/bande spectrale plus intéressantes permettant un gain de temps en détection. Pour visualiser ces zones d’intérêts, il suffit d’observer les variations relatives des quantités d’informations α dans cet espace de paramètres. Il faut également prendre en compte la ressource limitée en pixels du détecteur. Si le même nombre de pixels disponibles reste constant, alors le produit $\Delta\lambda \cdot R$ doit rester constant lui aussi, car il faut correctement échantillonner le spectre en respectant le critère de Nyquist. Ainsi, si nous observons un spectre à $R \simeq 2000$ avec $\Delta\lambda = 1 \mu\text{m}$, nous ne pourrions qu’observer ce spectre à $R \simeq 4000$ sur une largeur de bande deux fois plus petite. Ces régions optimales d’observation dans l’espace de la résolution instrumentale et de la longueur d’onde centrale de l’instrument sont présentées dans l’article en Figure 14. Ces zones sont dépendantes des molécules présentes dans l’atmosphère du type de planète considérée. Ainsi, les planètes de type T (voir Figure 2.7), plus froides, ont une absorption plus marquée provenant majoritairement du méthane et ont un pic de luminosité en bande J. Alors que les planètes de type L, bien qu’ayant en majorité les mêmes molécules, ont tendance à avoir les raies du CO plus profondes et marquées. Avec la ressource en pixels disponibles avec HARMONI ($N_{pixels} = 3300$), le mode optimal pour détecter une planète de type T aurait été la bande J avec une résolution de 20 000 autour de 1.3 μm et une bande spectrale $\Delta\lambda = 100 \text{ nm}$. Le mode optimal disponible d’HARMONI pour ce type de cible serait H ou H_{high} mais avec une efficacité 2 fois moins bonne. HARMONI sera plus adapté pour la détection d’exoplanètes de type L avec ses modes H, K et $K2_{high}$ offrant quasiment les paramètres optimaux.

L’estimation des performances du molecular mapping sur les données HARMONI avec FastCurves

montre que les résultats pourraient être encore meilleurs qu’avec l’ADI en atteignant des contrastes de l’ordre de 10^{-7} . Afin d’atteindre ce type de performances, il est nécessaire de s’assurer de la qualité de pré-réduction des données. Nous verrons dans le Chapitre 4 que les calibrations des instruments actuels dégradent et limitent énormément les performances du molecular mapping. Cela nous motive à approfondir ces questions dans le développement du mode HCM à venir. Il est envisagé plus précisément d’associer les expertises des différentes équipes de recherches couvrant :

- le design détaillé de l’IFS (et en particulier toutes les sources de diffusion, cross-talk entre slicers, imperfections du détecteur...).
- la simulation détaillée de l’instrument pour la production de données brutes réalistes.
- la création de la procédure d’extraction du signal pour la création du cube de données

Cela nous permettra par la suite de quantifier l’impact sur les performances du molecular mapping. Notons que nous avons déjà appliqué ce genre de démarche à l’instrument JWST/MIRI/MRS avec les outils de simulation de MIRISim, j’y reviendrai plus tard dans le Chapitre 4.

Si ces études démontrent la robustesse de l’extraction, FastCurves montre que le principal bruit limitant à courte séparation sera le bruit de photon stellaire. Dans ce régime de bruit, je montre dans la sous-section 5.2.2 de l’article que les apodiseurs prévus jusqu’à maintenant ne sont pas assez transmissifs par rapport au gain en contraste qu’ils offrent. D’autres apodiseurs ont été étudiés, mais ne sont pas non plus assez transmissifs. Bien qu’un coronographe classique de type APLC ne soit pas envisageable à cause de l’absence de correction de la dispersion atmosphérique provoquant un décalage chromatique du faisceau (Carloti et al., 2022), une alternative à l’apodisation d’amplitude pourrait être envisagée avec une apodisation de phase. Cette piste n’a pas encore été totalement étudiée, mais des simulations de PSF avec ces apodisations sont en cours. Il sera également possible, comme mentionné dans l’article, de ne pas utiliser d’apodiseur. Cela pousse également à s’intéresser à designer des FPM plus étroits, ce qui serait adapté à la PSF non apodisée et aurait pour objectif d’observer encore à plus courte séparation (possiblement jusque 35 mas).

3.2 Comparaison de SPHERE+/MedRES et de ERIS/SPIFFIER

L’enjeu suivant a été d’appliquer FastCurves à différents autres instruments, notamment pour comparer les performances de détection au VLT et de potentiellement motiver la conception de SPHERE+/MedRES qui serait le premier IFS à moyenne résolution spectrale conçu spécifiquement pour le haut contraste.

L’instrument VLT/SPHERE est sur ciel depuis maintenant plus de 8 ans et l’objectif de pousser les performances de haut-contraste à plus faible séparation est une des motivations premières. Les origines des limites de détection sont maintenant très bien comprises et une amélioration est envisageable pour non seulement observer des cibles à plus courte séparation et plus faibles (Mouillet et al., 2018), mais pour permettre également de caractériser spectralement ces cibles. Les cibles prioritaires sont les étoiles plus froides de type M (Boccaletti et al., 2022) dans les régions en formation pour essayer d’imager des planètes plus proches de la zone habitable (Figure 3.3). L’idée est donc de creuser encore plus la région de contraste en ayant une correction d’OA plus rapide (3 kHz au lieu de 1 kHz), une correction accrue des NCPA, et également un capteur de front d’onde plus sensible, en particulier pour les étoiles rouges, permettant de maintenir une bonne correction sur des étoiles plus faibles avec une magnitude R_p de l’ordre de 13 (Figure 3.4). Le dernier élément serait un IFS à moyenne résolution, MedRES, précieux pour la caractérisation de ces objets, et dont on discute ici le gain en capacité de détection avec le molecular mapping.

Cependant, depuis très récemment, l’IFS ERIS/SPIFFIER à moyenne résolution ($R \simeq 5000$ jusqu’à $R \simeq 11000$) a été installé au VLT. Celui-ci promet une correction d’OA beaucoup plus efficace que celle de son prédécesseur SINFONI (60 % de Strehl en bande K pour une magnitude $K=8$), pouvant ainsi sûrement permettre des détections planétaires avec le molecular mapping. Même si ERIS n’est pas

autant optimisé pour le haut-contraste que le sera SPHERE+ (PSF sans apodiseur ni coronographe, OA moins efficace), il était toutefois légitime de vouloir comparer les performances du molecular mapping de ces deux instruments. Les modes d’observations et spécifications des deux instruments sont résumés dans la Table 3.2.

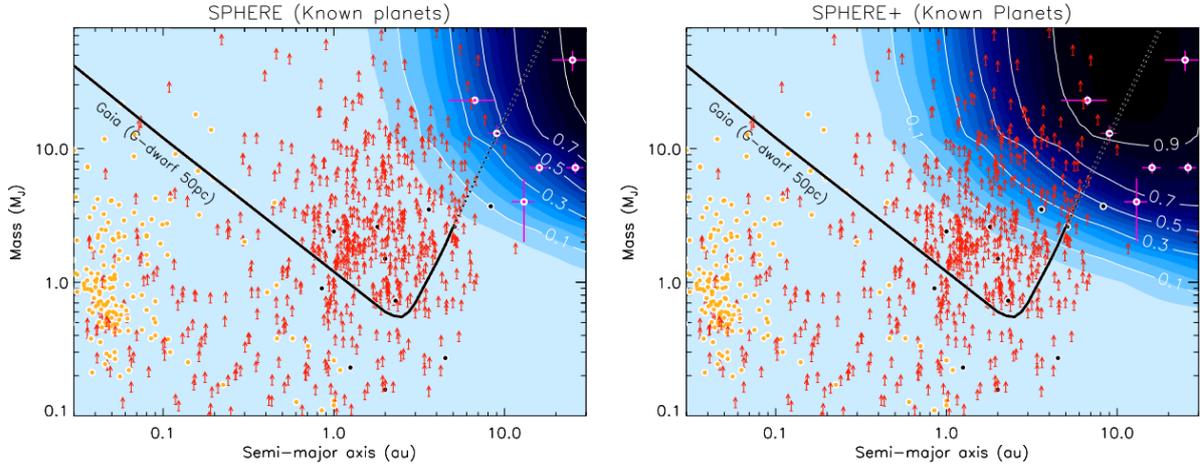


FIGURE 3.3 – Figure issue de Boccaletti et al. (2022). Comparaison des performances de SPHERE et des performances attendues de SPHERE+ sur un échantillon de planètes jeunes (100 Myr) découvertes orbitant autour d’étoiles proches (50 pc) par les diverses méthodes existantes : transit (points jaunes), vitesses radiales (flèches rouges), lentilles gravitationnelles (points noirs) et imagerie directe (points roses).

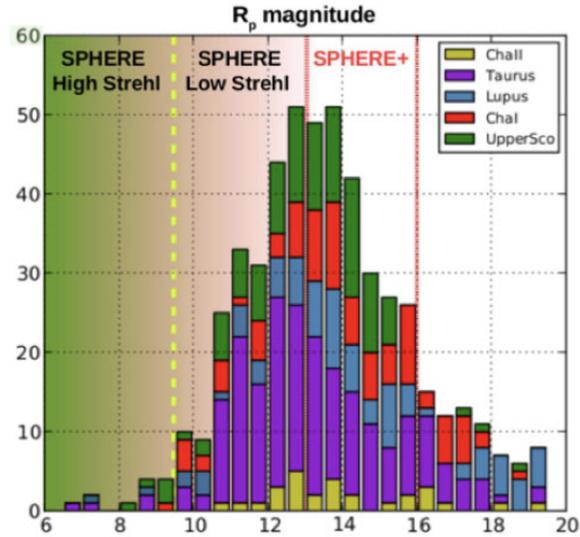


FIGURE 3.4 – Figure issue de Boccaletti et al. (2022). Magnitudes en bande R_p pour les étoiles jeunes dans les régions de formations les plus proches comparées aux limites de sensibilité de SAXO et SAXO+

Avant de détailler la comparaison entre SPIFFIER et MedRES, je propose d’étudier dans un premier temps quels sont les meilleurs choix instrumentaux pour optimiser les performances de MedRES. Initialement, l’équipe MedRES n’avait pas imaginé une approche analytique, mais abordait les questions avec des analyses par le biais de simulations end-to-end, ou avec une approche très élémentaire de comparaison de niveaux de bruits (sans toutefois intégrer la question de la fraction du signal d’intérêt en fonction du type planétaire, de la résolution et de la bande spectrale). J’avais développé l’approche de FastCurves dans un premier temps pour HARMONI, mais l’outil étant arrivé jusqu’à un niveau de maturité bien validé, j’ai participé aux réunions de l’équipe de MedRES. Je me suis alors aperçu que

	ERIS/SPIFFIER	SPHERE+/MedRES	
Modes	J : [1.09 μm , 1.42 μm], R=5000 H : [1.45 μm , 1.87 μm], R=5200 K : [1.93 μm , 2.48 μm], R=5600	J : [1.125 μm , 1.365 μm], R=5000 H : [1.48 μm , 1.77 μm], R=5000 H low : [1.548 μm , 1.7015 μm], R=1000	
Strehl (%)	80	87	
Total transmission (%)	20	10	
RON (e-/DIT)	12	H2RG : 12	SAPHIRA : 0.2
Dark current (e-/s)	0.2	H2RG : 0.005	SAPHIRA : 40 (but < 0.01 expected)
Quantum efficiency (%)	85	H2RG : 85	SAPHIRA : 70
Pixel scale (mas)	25	16	
min DIT (s)	1.6	H2RG : 1.6	SAPHIRA : < 1

TABLE 3.2 – Spécifications prises en compte pour la comparaison entre SPHERE+/MedRES et ERIS/SPIFFIER.

de manière indépendante à mes travaux, il y avait déjà une idée de comparer le signal d'intérêt proposé par (Landman et al., 2023). Là où les comparaisons de Rico étaient uniquement relatives, déjà très utile pour comparer des modes d'observation, il n'avait pas l'intention d'y consacrer beaucoup plus de temps. J'ai poursuivi l'approche avec des estimations absolues de niveaux de bruit en adaptant Fastcurves, ce qui s'est avéré très utile pour explorer un grand espace de paramètres de manière efficace. J'ai ainsi permis, avec FastCurves, de répondre aux principales questions qui se sont posées :

- Comment le gain de performance d'OA offert par SAXO+ se traduira en gain effectif de détection pour divers cas observationnels ?
- Le coronographe prévu pour MedRES est-il avantageux pour le molecular mapping ?
- En prenant en compte leurs caractéristiques respectives pour estimer les performances, quel détecteur choisir entre le H2RG et le SAPHIRA (ou une de ses évolutions futures) ?
- Quel couple résolution/largeur de bande spectrale parmi ceux envisagés sera le plus efficace ? Le compromis avec le champ de vue n'est pas discuté ici, mais pourra l'être dans des considérations futures.

3.2.1 Performances de SAXO+

Nous avons vu précédemment que le profil coronographique considéré est déterminant pour la prédiction des performances finales accessibles en molecular mapping. C'est aussi crucial pour les analyses de compromis de design d'un IFS dans la mesure où cela modifie les poids respectifs des différents contributeurs au budget de bruit. Ce profil d'intensité coronographique longue pose dépend d'une part de la structure (DSP) des résidus d'aberration (performances d'OA et de correction de NCPA) et d'autre part du type de coronographe. Ces deux éléments étaient en cours d'étude préliminaire au moment de mon étude. J'indique ici les hypothèses prises, telles que fournies par des membres de l'équipe SPHERE+, en ayant conscience qu'il s'agit de résultats intermédiaires amenés à évoluer et à être étendues à différents types d'étoiles. Cela permet d'ores et déjà d'indiquer des premières tendances et fournit les outils de prédictions facilement applicables à des futurs profils de PSF différents.

La Figure 3.5 met en avant la différence entre les profils idéaux de PSF de SPHERE attendus avec SAXO et SAXO+ pour un objet brillant. Ces profils ont été estimés à partir des DSP des résidus d'aberrations estimés par l'outil analytique PAOLA (Jolissaint, 2010) qui a été modifié pour prendre en compte le deuxième étage d'OA de SAXO+ (résultats présentés à AO4ELT par L.Schreiber¹). La

1. <https://ao4elt7.sciencesconf.org/458697>

zone de contraste est plus profonde pour SAXO+ sur la plage de séparation s'étalant de l'Inner Working Angle (IWA) jusqu'à une dizaine de λ/D , d'un facteur pouvant aller jusqu'à 10 dans le cas des étoiles plus froides. Ce gain est obtenu, d'une part, avec un gain sur l'erreur temporelle de la correction grâce à une boucle plus rapide sur des objets brillants et aux améliorations envisagées sur la loi de contrôle. D'autre part, le senseur de front d'onde du deuxième étage a une meilleure sensibilité (pour les objets faibles d'intérêt principal et très rouges) puisque la mesure est faite dans l'infrarouge, et avec un senseur pyramide ayant une propagation plus favorable du bruit vers les bas modes.

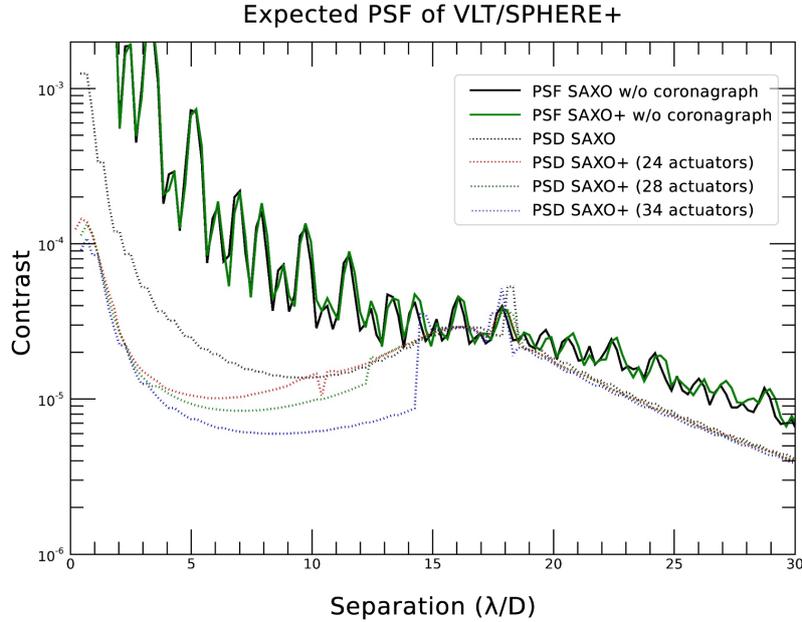


FIGURE 3.5 – Comparaison des PSF de SPHERE avec SAXO et SAXO+ en bande H. Au premier ordre (et sous l'approximation d'un coronographe idéal), les DSP de résidus d'aberrations pour SAXO et SAXO+ correspondent aux PSF coronographiques attendues. Les simulations correspondent à des conditions atmosphériques $\tau_0 = 5$ ms, $r_0 = 16$ cm. Dans le cas présent, un miroir déformable de 28 actuateurs est considéré pour le deuxième étage de SAXO+.

Pour l'injection des profils de PSF dans FastCurves, j'ai choisi de me baser sur de récentes simulations de PSF SPHERE+ (M. N'Diaye, communication privée) avec des résidus d'OA typiques attendus avec SAXO+ et également avec SAXO pour pouvoir également apprécier le gain entre les deux. La Figure 3.6 montre les courbes de contraste prédites par FastCurves seulement en prenant en compte le bruit de photon. On remarque qu'il y a un gain de détection de 1 magnitude pour SAXO+ à partir de 200 mas, ce qui est en accord avec le rapport de luminosité de 10 entre les deux profils attendus. Cependant, pour SAXO+, la région à plus courte séparation est dominée par deux pics diminuant le gain par rapport à SAXO. Ces pics ne correspondent pas aux rayons de corrections des deux étages d'optique adaptative de SAXO+. Le profil de la PSF coronographique, considéré ici, avec ces 2 pics, n'est pas optimal. Ces profils sont ceux obtenus en considérant le coronographe actuellement en place (et qui avait été optimisé avec des spécifications n'intégrant pas les performances atteignables aux plus courtes séparations). Les simulations de PSF avec SAXO+ étaient encore très précoces et sont en cours d'amélioration. Il sera important de vérifier le profil de PSF lorsque ces simulations plus précises seront disponibles. Je continuerai de ne considérer que le cas de SAXO+ dans la suite qui est majoritairement plus avantageux.

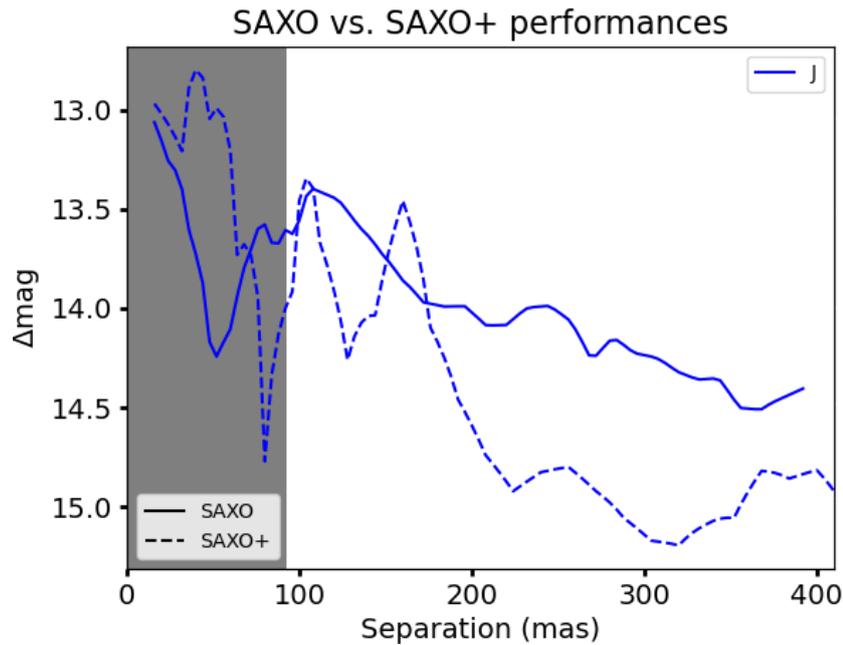


FIGURE 3.6 – Courbes de contraste pour MedRES avec SAXO (ligne pleine) et SAXO+ (pointillés). Le temps d'exposition est fixé à 2 heures sur une étoile de magnitude 8 en bande K pour un compagnon $T=1000$ K

3.2.2 Performances du coronographe

Comme mentionné dans l'article, les coronographes et/ou apodiseurs peuvent ne pas être efficaces à l'application du molecular mapping. Cela est dû à la perte de transmission par rapport au gain sur l'abaissement du niveau de halo stellaire (Equation 16 de l'article). La Figure 3.7 illustre le gain du coronographe, après avoir pris en compte sa transmission. Contrairement au cas d'HARMONI, le coronographe considéré sera approprié au molecular mapping pour MedRES car nous constatons un gain d'une magnitude à 200 mas. Il sera également intéressant à l'avenir de designer de nouveaux coronographes ayant pour but d'observer à plus courtes séparations. Ils pourront être testés facilement avec la métrique proposée dans l'Equation 16 de l'article. De la même manière, dans la suite de l'étude, je ne considérerai plus que le cas d'une PSF coronographique pour MedRES.

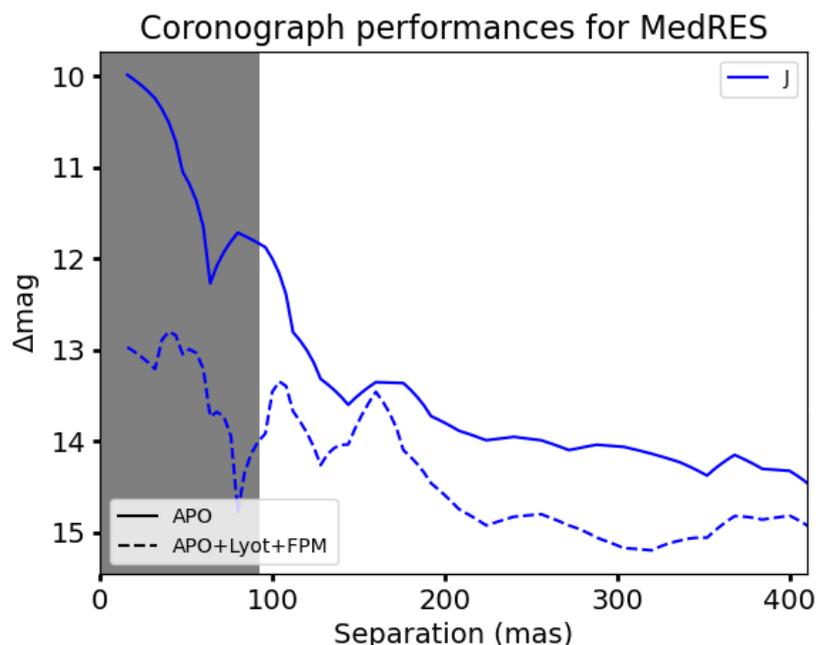


FIGURE 3.7 – Courbes de contraste pour MedRES avec coronographe (pointillés) et sans (ligne pleine). Le temps d’exposition est fixé à 2 heures sur une étoile de magnitude 8 en bande K pour un compagnon $T=1000$ K

3.2.3 Choix du détecteur

En effet, un sujet central des discussions autour de MedRES était le choix du détecteur. Est-il possible d’avoir un détecteur ”traditionnel” H2RG avec un bruit de lecture aux alentours de 14 e- ou faut-il absolument se diriger vers les nouvelles technologies émergentes de détecteur à photodiodes avec un bruit sub-électron? Cette technologie est portée par les détecteurs SAPHIRA de Leonardo qui sont, à l’heure actuelle, conçus principalement pour être des détecteurs à lecture très rapide avec des applications pour de l’OA. Les détecteurs nécessaires pour équiper un IFS ont à la fois besoin d’un nombre de pixels conséquent et également d’avoir de bonnes performances en poses longues (de l’ordre de quelques minutes). Il faut donc que le détecteur ait un courant d’obscurité bien plus faible qu’actuellement, le tout en maintenant une bonne efficacité quantique. Ce cas d’application motive le développement d’un nouveau détecteur 2k x 2k SAPHIRA, dont une première version est prévue pour fin 2023 (Claveau et al., 2022; Feautrier et al., 2022). Celui-ci aura des spécifications (Table 3.2) plus adaptées pour l’observation de sources faibles, avec notamment un courant d’obscurité attendu inférieur à 0.01 e-/s.

Un enjeu important de mes résultats était donc de déterminer la principale source de bruits pour décider du meilleur détecteur possible. J’ai décidé de me placer dans le régime de bruit correspondant aux cas d’observations d’étoiles plus rouges et moins lumineuses, avec des magnitudes typiques de l’ordre d’une magnitude 8 en bande K. Ce cas d’observations correspondra au cas le plus critique et le plus exigeant par rapport au bruit de lecture du détecteur.

La Figure 3.8 compare ainsi les performances des deux détecteurs dans ce cas d’observation. Nous remarquons sur la figure de gauche que le bruit de lecture du H2RG devient vraiment dominant à partir de 180 mas, séparation à partir de laquelle le SAPHIRA devient plus performant pour profiter du contraste creusé par SAXO+. Le risque d’opter pour un SAPHIRA est plus grand que celui d’opter pour un H2RG qui est une technologie plus mature. Il y aurait alors une possibilité d’acquérir les images avec le mode de champ stabilisé pour privilégier le H2RG et limiter le risque instrumental. En effet, ce mode permet d’augmenter le DIT qui, pour le mode pupille stabilisée, est limité par le ”smearing DIT” (environ 2 min). En effet, la PSF du compagnon va effectuer une rotation autour de l’étoile pendant la

pose longue. Pour le mode pupille stabilisé, il faut donc limiter cet effet à un très petit déplacement de l'ordre de $0.2 \lambda/D$ avec un DIT court appelé "smearing DIT". Le mode champ stabilisé permet ainsi de limiter le bruit de lecture par rapport à celui du bruit de photon.

La figure de droite illustre la comparaison des deux détecteurs avec le mode champ stabilisé. Le DIT a été fixé à 20 minutes, ce qui correspond au temps limite avant que le "courant noir" du détecteur ne génère plus de bruit que celui de lecture. Le bruit limitant dans ce cas sera alors le bruit de photon et le H2RG devient plus avantageux en profitant d'une meilleure efficacité quantique. Ce mode d'observation est un parti pris puisqu'il ne permettrait pas d'appliquer des algorithmes de type ADI aux données. Je reste persuadé qu'une technique différentielle est nécessaire pour l'obtention d'un spectre complet des compagnons permettant une meilleure caractérisation. Ces techniques pourront aussi être un atout pour les détections plus délicates avec le molecular mapping lorsque la température de la planète se rapproche de celle de l'étoile.

Ne pas avoir la possibilité d'appliquer de l'ADI est envisageable pour moi si le SDI ou le RDI deviennent au moins aussi performants que celui-ci (ce qui n'était pas le cas pour les données IFS de SPHERE). Cela requiert une future vérification par des simulations end-to-end poussées.

Je poursuis mon analyse en considérant que le champ stabilisé est une solution efficace et donc en considérant un détecteur H2RG pour MedRES. Ces éléments quantitatifs ont été fournis au coordinateur de l'analyse préliminaire de MedRES, R. Gratton, fin 2022. Il a inclus ces éléments dans la présentation en conférence ESO "Disks and Planets at ESO"² le 2 décembre 2022.

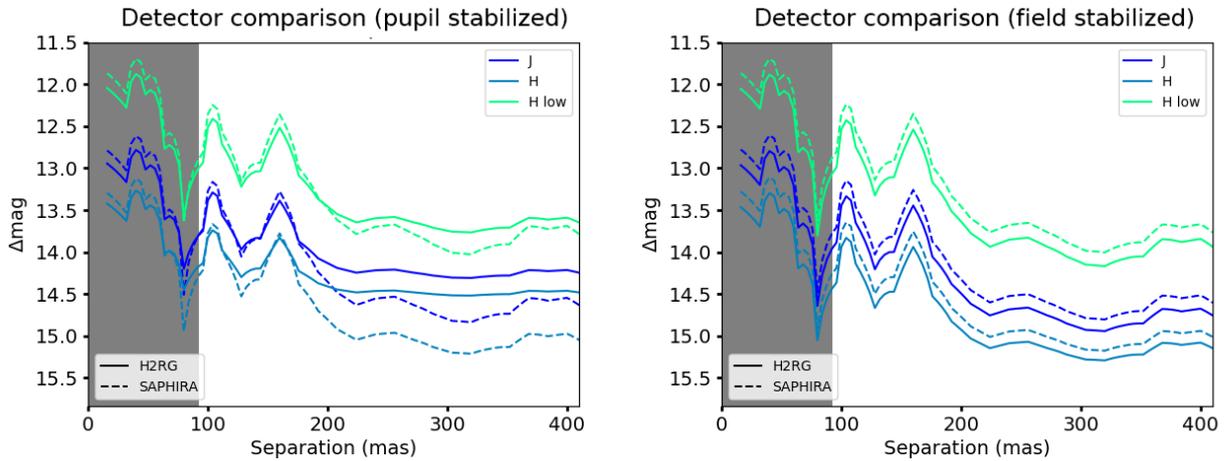


FIGURE 3.8 – Comparaison des courbes de contraste pour les détecteurs H2RG (lignes pleines) et SAPHIRA (pointillés) avec le mode de stabilisation de pupille (gauche) et celui de stabilisation du champ (droite). Le temps d'exposition est fixé à 2 heures sur une étoile de magnitude 8 en bande K pour un compagnon $T=1000$ K. Les DITs ont été fixés à 2 minutes dans le cas de la pupille stabilisée et à 20 minutes dans le cas du champ stabilisé.

3.2.4 Estimation des performances du molecular mapping avec MedRES

Au moment où j'ai travaillé sur l'estimation des performances de MedRES, plusieurs modes d'observations étaient envisagés. Les modes observant en J et en H à $R \simeq 5000$ avaient été proposés en premier. Le mode H_{low} ($R \simeq 1000$) avait été proposé par la suite pour éviter d'être éventuellement trop rapidement limité par le bruit de lecture du détecteur et aussi pour des raisons de pratique de conception de l'IFS. J'ai donc estimé les performances pour ces 3 modes avec FastCurves en faisant varier la température du modèle planétaire (Figure 3.9). Nous notons qu'il y a systématiquement au moins 1 magnitude d'écart entre le mode à basse résolution et celui à plus haute résolution. Cela s'explique par le fait que nous sommes limités par le bruit de photon dans les deux cas et que le mode H low a une largeur de bande presque deux fois plus petite que les autres modes.

2. https://www.eso.org/sci/meetings/2022/disks_and_planets_at_eso/program.html

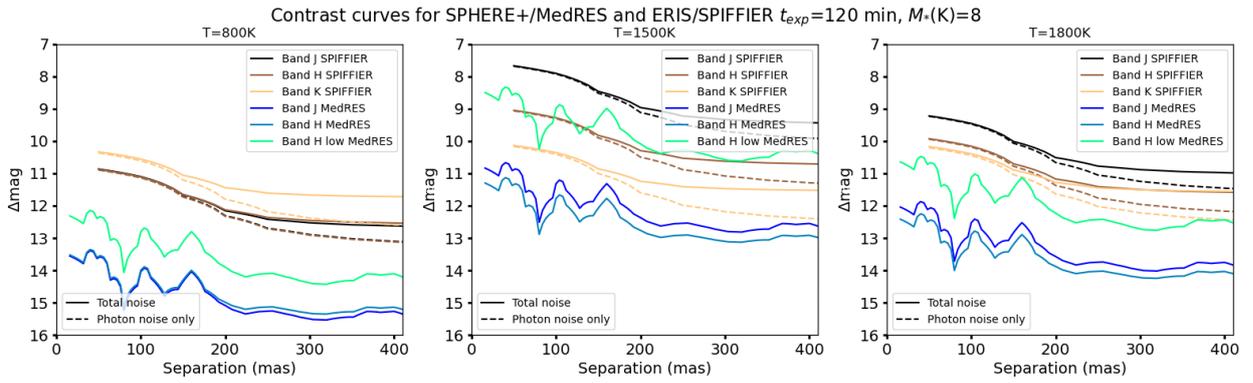


FIGURE 3.9 – Courbes de contrastes prédites par FastCurves pour SPIFFIER et pour MedRES pour plusieurs types de planètes. L'étoile est de type F avec une magnitude $K=8$. À noter que la zone de 0 à 92 mas n'est pas observable pour MedRES à cause du FPM.

D'après la Figure 2.5, les performances du mode $R = 5000$ de MedRES resteraient quasiment identiques pour l'observation d'une étoile de type M avec une planète ayant une vitesse radiale de 30 km/s. En dessous de cette vitesse, l'auto-soustraction du signal deviendrait non négligeable pour les planètes les plus chaudes. Si le mode à basse résolution était choisi, cette vitesse radiale minimale serait de l'ordre de 150 km/s. Si MedRES a bien l'ambition de détecter des planètes autour d'étoiles M, c'est à mon sens un argument supplémentaire pour aller vers des modes à plus haute résolution.

3.2.5 Comparaison MedRES/SPIFFIER

Une demande de temps d'observation a été faite avec l'instrument ERIS/SPIFFIER qui était alors en programme de "science verification" à l'hiver 2022. La demande de temps a été acceptée et j'ai par ailleurs eu l'opportunité de faire une étude sur ces données que je détaille dans la première partie du Chapitre 4. J'en ai profité également pour extraire le profil de la PSF des données et j'ai récupéré les spécifications mentionnées par le manuel d'ERIS et par son ETC (Table 3.2) pour ensuite appliquer FastCurves. La Figure 3.9 prouve ainsi que les performances d'ERIS/SPIFFIER, sur le même type de cible, seront moins bonnes que MedRES. En effet, SPIFFIER ne possédant pas de FPM s'expose d'une part à des DIT beaucoup plus courts et donc plus de bruit de lecture, et d'autre part l'OA n'est pas aussi performante que celle de SAXO+. La différence entre les deux instruments serait alors de l'ordre de 3 magnitudes pour les planètes de type T. Cet écart est réduit pour les planètes de type L surtout, sous l'hypothèse que MedRES ne possède pas de mode d'observation en K et ses modes d'observations sont sur des largeurs de bandes plus petites qu'ERIS/SPIFFIER.

3.3 Comparaison entre l'imagerie directe et l'interférométrie au VLT pour la détection d'exoplanètes

3.3.1 Intérêts pour la détection par interférométrie

Après avoir constaté que MedRES serait plus efficace que ERIS/SPIFFIER avec les hypothèses actuelles, je me suis penché sur l'instrument VLTI/ExoGRAVITY (Lacour et al., 2020; Nowak, 2019). C'est un mode observationnel de GRAVITY développé pour la détection et la caractérisation d'exoplanètes. Ce mode observationnel permet une précision astrométrique inégalée grâce à l'interférométrie, mais requiert d'avoir des a priori sur la position de l'objet d'intérêt. Comme dans le cas du molecular mapping, les observations permettent de rechercher des sources faibles à courte séparation (jusque 1, voir légèrement moins que $1 \lambda/D$). Toutefois, ce mode observationnel ne donne pas accès à des séparations de l'ordre de la résolution interférométrique λ/B . Comme dans le cas du molecular mapping, l'interférométrie permet

également de ne plus être limitée non plus par les bruits systématiques de speckles mais par les bruits fondamentaux de photon et de lecture du détecteur. En effet, la séparation angulaire entre la planète et l'étoile permet de distinguer les franges interférométriques de la lumière planétaire de celles de la lumière stellaire. Le signal extrait après réduction de données est la somme de la lumière cohérente de l'étoile, modulée par le comportement spectral des speckles, et de la lumière cohérente de la planète, avec une dépendance spectrale multipliée par un cosinus avec une fréquence dépendant de la séparation angulaire et de la ligne de base interférométrique projetée sur le ciel (voir Equation 3.1).

$$V_{onplanet}(b, t, \lambda) = Q_{b,t}(\lambda) \cdot S_{star}(\lambda) + S_{planet}(\lambda) \cdot \exp(-i \frac{2\pi}{\lambda_0} (\Delta\alpha \cdot U_{b,t} + \Delta\delta \cdot V_{b,t}) \cdot \lambda) \quad (3.1)$$

Avec λ_0 la longueur d'onde centrale d'observation, $U_{b,t}$ et $V_{b,t}$ les coordonnées de la baseline interférométrique b à l'instant t dans le plan u-v. $\Delta\alpha$ et $\Delta\delta$ sont respectivement les séparations angulaires de la planète sur l'axe de l'ascension droite et sur l'axe de la déclinaison. $Q_{b,t}$ est un polynôme d'ordre 4 permettant, pour une baseline et pour un temps donné, de soustraire les résidus stellaires modulés par les speckles et de possibles effets instrumentaux.

Par analogie avec les données IFU, le signal de l'étoile et des speckles et le signal de la planète peuvent être également dissociés, car ils occupent un domaine de fréquence différent. Autrement dit, le signal planétaire se retrouve modulé par une fréquence porteuse $f_0 = \frac{\Delta\alpha \cdot U_b + \Delta\delta \cdot V_b}{\lambda_0}$. Cette méthode a l'avantage par rapport au molecular mapping de prendre en compte la quasi-entièreté du signal planétaire, puisque la partie cohérente de la lumière planétaire est estimée à 80 %, comme signal utile pour la détection. À ceci s'ajoute également une partie du signal qui est soustraite à cause de l'ajustement d'un polynôme d'ordre 4 pour supprimer la lumière stellaire peut également modéliser une partie du signal planétaire amenant à une auto-soustraction du signal (voir plus bas). Cependant, la fraction du signal utile est plus grande dans ce cas que dans le cas du molecular mapping. En revanche, l'instrument souffre, par rapport aux instruments haut-contraste, d'une faible transmission de l'ordre de 1 % (due principalement au grand nombre d'optiques utilisées) et d'un Strehl en K assez faible (entre 30 % et 60 %). Les niveaux de Strehl atteints sont en cours d'amélioration avec le projet GRAVITY+ en cours. Les performances visées pour l'imagerie à haut-contraste seront accrues, tout en restant inférieures à ce qu'on pourrait obtenir sur un développement optimisé sur ce point, comme c'est le cas pour SPHERE+

La méthode a permis de détecter des planètes déjà connues grâce à l'imagerie directe (comme *HR8799e* ou bien β Pictoris b) tout en assurant une astrométrie précise de l'ordre de 50-100 μs (Lacour et al., 2020). GRAVITY a également permis la détection de β Pictoris c (Nowak, M. et al., 2020), découverte initialement par la méthode des vitesses radiales (Lagrange et al., 2019). Cela a permis d'avoir une information astrométrique très précise contraignant l'orbite de la planète. Cette dernière détection démontre la capacité de GRAVITY à pouvoir franchir les limites actuelles de détection de l'imagerie directe. Cependant, les limites de détection de GRAVITY étaient encore trop peu mises en avant pour pouvoir comparer le potentiel de l'instrument et le situer par rapport aux instruments à haut-contraste équipant un unique télescope. Il était alors légitime pour moi de vouloir comparer ce moyen de détection qui est limité par les mêmes bruits que pour les détections par molecular mapping pour analyser quel serait le meilleur type d'instrument du VLT pour les détections d'exoplanètes jeunes et massives. Ces bruits fondamentaux étant très facilement estimables, une méthode analytique se passant de lourdes simulations end-to-end pouvait alors être mise en place.

J'ai donc voulu créer un modèle analytique pour ExoGRAVITY afin de répondre à trois questions qui se sont posées à moi :

- Quel serait le type d'instrument à privilégier pour la détection d'exoplanètes à courtes séparations ?
- Est-ce que les limites fondamentales sont vraiment atteintes dans les données récentes ou y a-t-il des systématiques limitantes ?
- Si oui, est-on limité par le bruit de photon de l'étoile ou par le bruit du détecteur ?

Il se trouve que l'IPAG est directement impliqué à la fois dans la motivation scientifique, l'exploitation et le développement instrumental de l'imagerie à grand contraste (SPHERE puis SPHERE+) et de l'interférométrie (en particulier GRAVITY puis GRAVITY+). Plus que d'opposer ces développements, il paraît très intéressant d'améliorer, de manière quantitative, la comparaison et la complémentarité de ces modes, que ce soit dans l'état des performances des instruments actuels, ou dans leur potentiel d'amélioration, ou encore dans leurs performances ultimes envisageables. J'ai creusé cette étude en lien étroit avec Nicolas Pourré et Jean-Baptiste Le Bouquin. J'indique ici la modélisation du signal et de la propagation des bruits attendus dans le cas ExoGRAVITY. Cette analyse se joint à l'étude détaillée par Nicolas Pourré sur données réelles des performances effectivement attendues, pour aboutir à une publication en cours de soumission sur le potentiel de ce mode (Pourré et al., in prep).

Prédiction du niveau de performance d'ExoGRAVITY limité par les bruits fondamentaux

Il subsistait néanmoins un obstacle à la création d'un outil analytique pour GRAVITY puisqu'il existe un filtrage du signal planétaire dépendant de la baseline, du temps et de la séparation de la planète. En effet, ce filtrage apparaît lors de la première étape de l'algorithme de détection comme décrit dans (GRAVITY Collaboration et al., 2020b) qui consiste à soustraire les résidus stellaires qui parasitent et dominent le signal planétaire. Cela est fait en estimant la modulation du spectre de l'étoile par le polynôme $Q(b, t, \lambda)$ d'ordre 4 (Equation 3.1). Cette opération entraîne un filtrage du signal planétaire si la fréquence f_0 de la porteuse appartient au domaine de fréquences atteintes par le polynôme. Ainsi, la Figure 3.10 propose une illustration de l'origine de l'auto-soustraction du signal planétaire en représentant les modules des transformées de Fourier d'un polynôme d'ordre 4 dans un cas où la porteuse du signal $f_0 > f_c$ et un autre où $f_0 < f_c$.

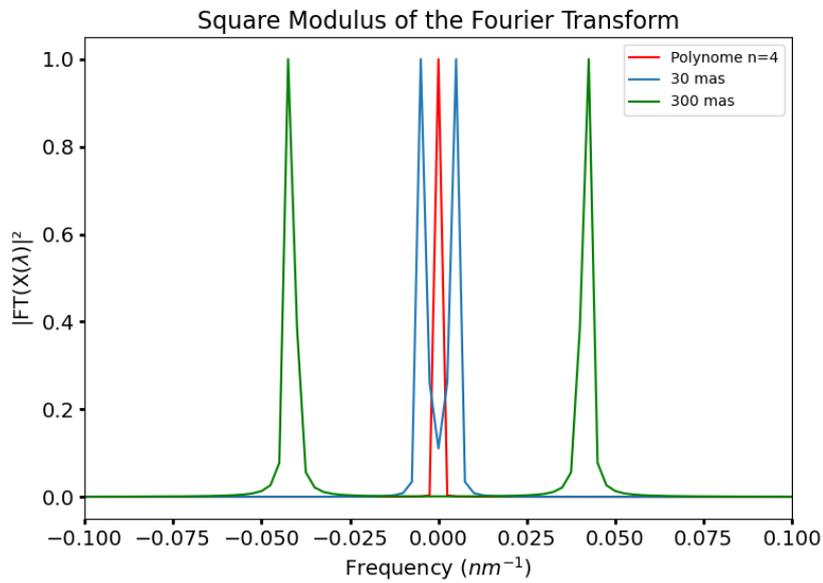


FIGURE 3.10 – Modules des transformées de Fourier des porteuses du signal planétaire pour deux séparations angulaires différentes (courbe bleue et verte) et le module du polynôme d'ordre 4 (courbe rouge). L'hypothèse d'une baseline projetée de 100m a été prise en compte. Les modules ont tous été normalisés pour une meilleure visualisation.

La fréquence de la porteuse ne dépend pas seulement de la séparation angulaire, mais également de l'orientation des baselines qui évolue en fonction du temps. J'ai donc décidé, pour l'estimation de l'auto-soustraction, de me placer dans un cas observationnel possible correspondant à l'observation de β Pictoris. Ce cas permettra une confrontation entre ce modèle analytique et les résultats obtenus par injections de fausses planètes sur de vraies données sans planètes par Pourré et al (in prep). La

Figure 3.11 représente la projection des bases interférométriques du VLTI dans le plan u-v pour ce cas observationnel. Avec ces coordonnées $(U_{b,t}, V_{b,t})$, j'ai calculé les transmissions n_f du filtrage polynomial pour chaque base en fonction des coordonnées angulaires $(\Delta\alpha, \Delta\delta)$. La Figure 3.12 montre ainsi ces transmissions dans ce plan pour une baseline et pour la moyenne des 6 baselines. Il faut noter que les coordonnées $U_{b,t}$ et $V_{b,t}$ des baselines vont varier de manière continue au cours de l'observation d'une même étoile. La figure montrant la transmission moyennée sur les 6 baselines va donc se lisser. Afin d'être représentatif de cette auto-soustraction, j'ai opté pour prendre une moyenne radiale de cette répartition 2D de transmission pour l'injecter par la suite dans le calcul du SNR. Cependant, dans le cadre de vraies observations, le code pourrait prendre en compte de manière exhaustive la transmission pour servir d'ETC complet.

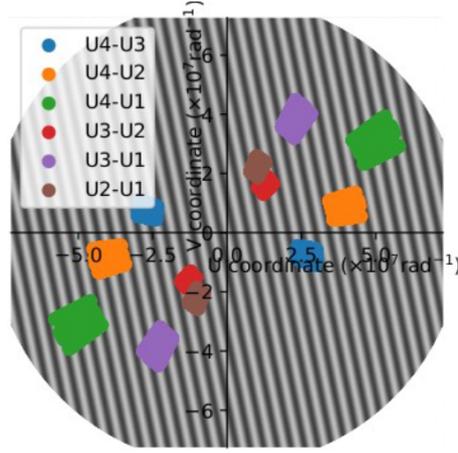


FIGURE 3.11 – Plan u-v pour le cas d'observation de β Pictoris telle qu'elle a été observée le 06/01/2021. Figure extraite de Pourré et al (in prep).

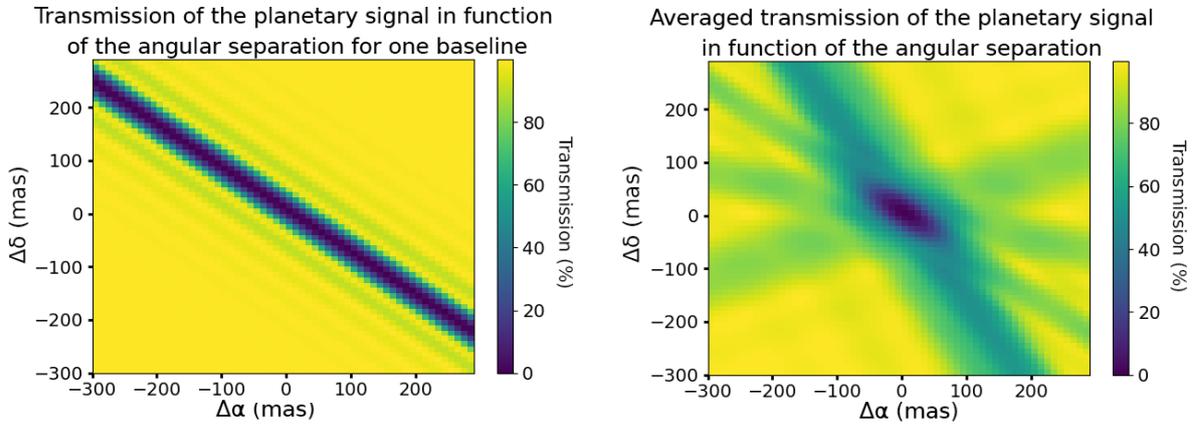


FIGURE 3.12 – Fraction de signal utile restante après soustraction des résidus stellaires par filtrage polynomial pour une baseline (gauche) et pour la moyenne des baselines (droite).

En prenant comme base les spécifications estimées de l'instrument récapitulées dans la Table 3.3 et le profil d'injection de la lumière stellaire dans la fibre en fonction de la séparation (Pourré et al., 2022) (Figure 3.13), j'ai calculé le SNR défini par l'Equation 3.2. À noter que, dans le tableau de spécifications, N_{pixels} correspond au nombre total de pixels utiles et lus pour estimer le nombre de photons total collectés par les 4 UT et mesurés sur les 6 baselines. La transmission, quant à elle, a été estimée sur les données β Pictoris lorsque la fibre était centrée sur l'étoile. Cette transmission est bien entendu dépendante du Strehl et pourrait varier facilement d'un facteur 2.

ExoGRAVITY			
Bandwidth	[2 μm ; 2.4 μm]		
Resolution	50	500	4000
N_{pixels}	672	11184	78144
Transmission (%)	~1%		
RON (e-/DIT)	8		

TABLE 3.3 – Modes d’observation et spécifications de l’instrument ExoGRAVITY.

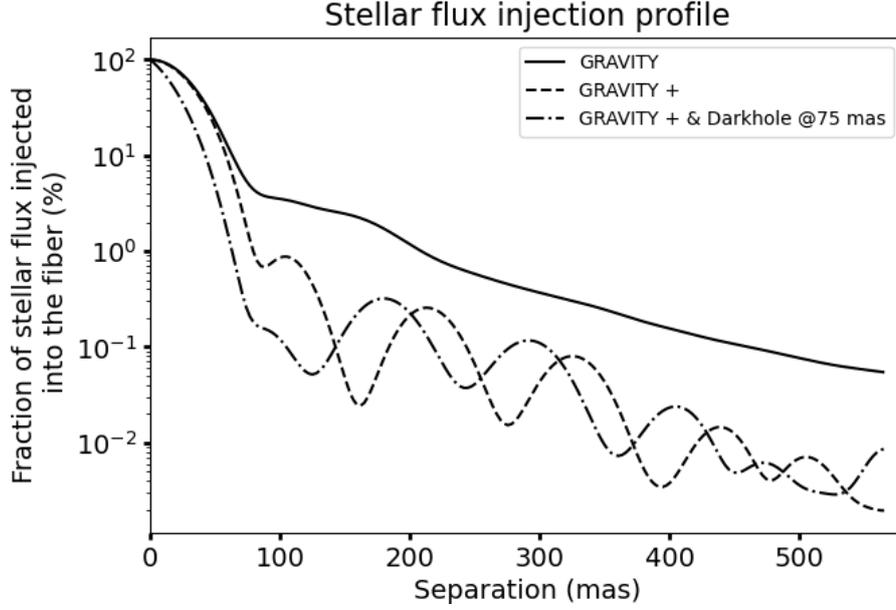


FIGURE 3.13 – Fraction de lumière stellaire injectée dans la fibre en fonction de la séparation pour GRAVITY (ligne pleine) et pour les performances attendues de GRAVITY + (pointillés) et de dark holes sur GRAVITY+ (traitillée/pointillée).

$$\text{SNR} = \frac{T \cdot V \cdot \eta_f \cdot \sum_{i=0}^{N_\lambda} \phi_{planet_i} \cdot NDIT}{\sqrt{T \cdot \eta_i \cdot \sum_{i=0}^{N_\lambda} \phi_{star_i} \cdot NDIT + RON^2 \cdot N_{pixels} \cdot NDIT}} \quad (3.2)$$

Avec T la transmission totale de l’instrument, V la visibilité instrumentale sur la planète, η_f la transmission du filtrage polynomial, η_i la fraction de flux stellaire injecté dans la fibre à la séparation de la planète, $NDIT$ le nombre total d’expositions, N_{pixels} le nombre de pixels sur lesquels le signal est projeté et RON le bruit de lecture du détecteur.

Ainsi, ce SNR attendu correspond aux performances maximales de l’instrument dans le cas où nous n’avons effectivement que du bruit de photons et du bruit de lecture. L’Equation 3.2 est utilisée pour déduire le contraste atteint pour une détection $5 - \sigma$ de l’Equation 3.3.

$$C_{5\sigma} = \frac{5 \cdot \sqrt{T \cdot \eta_i \cdot \sum_{i=0}^{N_\lambda} \phi_{star_i} \cdot NDIT + RON^2 \cdot N_{pixels} \cdot NDIT}}{T \cdot V \cdot \eta_f \cdot \sum_{i=0}^{N_\lambda} \phi_{star_i} \cdot NDIT} \quad (3.3)$$

Comme mentionné précédemment, j’ai cherché à comparer ces courbes ”idéales” avec des injections de fausses signatures planétaires dans des données d’archive de l’instrument réalisées par Nicolas Pourré. Plusieurs jeux de données ont été sélectionnés (voir Table 3.4), car aucune observation n’avait sondé entièrement le domaine entre 30 et 130 mas. Les fausses signatures spectrales sont injectées à la position optimale par rapport au plan UV des lignes de base les plus longues. L’algorithme de détection utilisé est celui développé par (GRAVITY Collaboration et al., 2020b). La Figure 3.14 présente les différences obtenues entre le modèle analytique et les résultats obtenus par ces injections. Notons que les disconti-

nités de la courbe de contraste analytique sont dues au bruit de photon de l'étoile qui varie en fonction de la magnitude de l'étoile du jeu de données considéré.

Injection separation limits	30 to 45 mas	45 to 70 mas	70 to 100 mas	100 to 130 mas
SC fibre separation [mas]	54	72	92	111
Target	HD 17155	HD 206893	β Pictoris	HD 206893
Date	2022-08-19	2021-08-28	2021-01-06	2021-10-17
Star Magnitude K	6.5	5.6	3.5	5.6
Seeing [arcsec]	0.54	0.62	0.45	0.50
τ_0 [ms]	9-18	2-8	8-12	2-4
Integration time	5 x 32 x 10 s	5 x 32 x 10 s	5 x 32 x 10 s	5 x 32 x 10 s

TABLE 3.4 – Données d'archives ExoGRAVITY utilisées pour générer des courbes de contraste avec injection de fausses planètes. Table extraite de Pourré et al. (in prep).

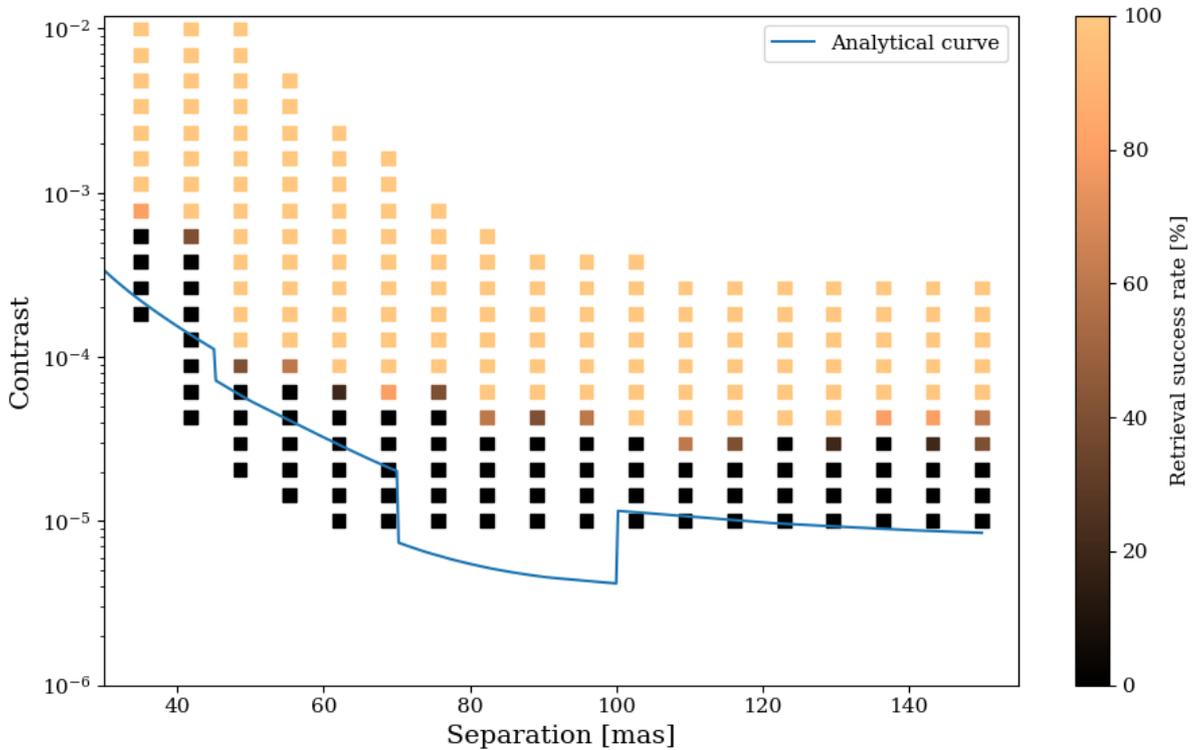


FIGURE 3.14 – Comparaison des courbes de contraste obtenues par le modèle analytique (ligne bleue) et par les injections de fausses planètes (carrés).

Les performances effectivement obtenues par le test d'injection de fausses planètes sur données réelles, sur objets brillants, s'approchent effectivement du niveau maximal possible par la propagation des bruits fondamentaux. L'écart varie d'un facteur 2 à 8. La plus grande différence est observée dans la région 70-100 mas qui correspond aux données β Pictoris qui est également l'étoile la plus brillante considérée dans l'étude. Cela pourrait pointer vers une limitation par un bruit de systématique.

On peut s'interroger sur les origines de cet écart. Parmi les pistes possibles, on peut commencer par l'impact possible d'un artefact qui apparaît comme résidu lors de la réduction des données. Il a été constaté empiriquement, lors de la recherche de planète sur chaque baseline isolée, des artefacts dépendant de la longueur d'onde et pseudo-périodiques (appelés "wiggles") dont l'origine est encore floue. Ces oscillations peuvent laisser penser à un signal planétaire modulé comme ce qui est recherché (Equation 3.1). Cependant, une fois que l'on cherche à faire une détection conjointe avec les 6 baselines,

on se rend compte que la modulation est bien une systématique, puisque la fréquence d'oscillations est la même pour les 6 baselines. Je rappelle que cela ne devrait pas être le cas si c'était une planète qui était observée, car la fréquence dépend de la baseline projetée sur le ciel. Donc si ces "wiggles" ne sont pas fondamentalement limitants pour la détection, ils peuvent, en quelque sorte, aveugler une partie du plan uv et donc une (ou quelques) ligne de base à un cas de planète qui provoquerait la même fréquence d'oscillation. Nous pourrions, de la même manière que dans le cas du filtrage polynomial explicité plus haut, estimer la perte de transmission du signal planétaire dans le plan $\delta - \alpha$ en fonction des cas d'observations (puisque cela dépend des baselines projetées). La perte de transmission de ces "wiggles" peut expliquer une baisse de transmission du signal de l'ordre de dizaines de pourcents, mais il reste encore à creuser les limites effectives dans les cas à plus fort SNR.

Toutefois, les résultats obtenus par injection sont encore trop préliminaires pour être catégoriques. Il faudrait davantage s'assurer que la transmission effective est la même pour toutes les données, et séparer le SNR en une estimation du bruit et une estimation du signal. Cela permettrait de conclure sur une potentielle soustraction supplémentaire du signal lors de l'extraction de données ou bien d'un niveau de bruit sous-estimé. Pour les estimations de performances et les comparaisons avec MedRES et SPIFFIER, je prendrai en compte uniquement le cas analytique.

3.3.2 Perspectives et performances d'ExoGRAVITY

Les futures perspectives de l'instrument sont avant tout d'exploiter les améliorations qu'offrira GRAVITY+ dont la phase 2 est prévue d'être terminée à l'horizon 2025 (GRAVITY+ Collaboration et al., 2023). Plus particulièrement l'amélioration du système d'OA du VLTI pour passer d'un Strehl de l'ordre de 30 % ou 60 % à un Strehl de 90 % (Patru et al., 2020). La transmission totale de l'instrument passerait à environ 2 %. Celle-ci sera difficilement améliorable toujours à cause du grand nombre d'optiques nécessaires pour l'interférométrie. L'amélioration du Strehl sera également profitable au profil du flux stellaire injecté dans la fibre qui sera plus faible qu'avant (voir Figure 3.13). Un deuxième axe d'amélioration est la création de "dark holes" qui, grâce à un usage différent du système d'optique adaptative, permet de creuser davantage un endroit précis de la PSF et d'ainsi réduire le flux stellaire injecté dans la fibre à une séparation voulue. La différence de flux stellaire injecté est également mise en avant dans la Figure 3.13 avec un dark hole à 75 mas (Pouuré et al., 2022).

Pour illustrer les performances attendues avec GRAVITY et les futures performances attendues avec GRAVITY+, j'ai choisi d'étudier le cas d'une étoile brillante (mag K=4) et une étoile plus faible (mag K=8) pour le relier aux futures observations de MedRES.

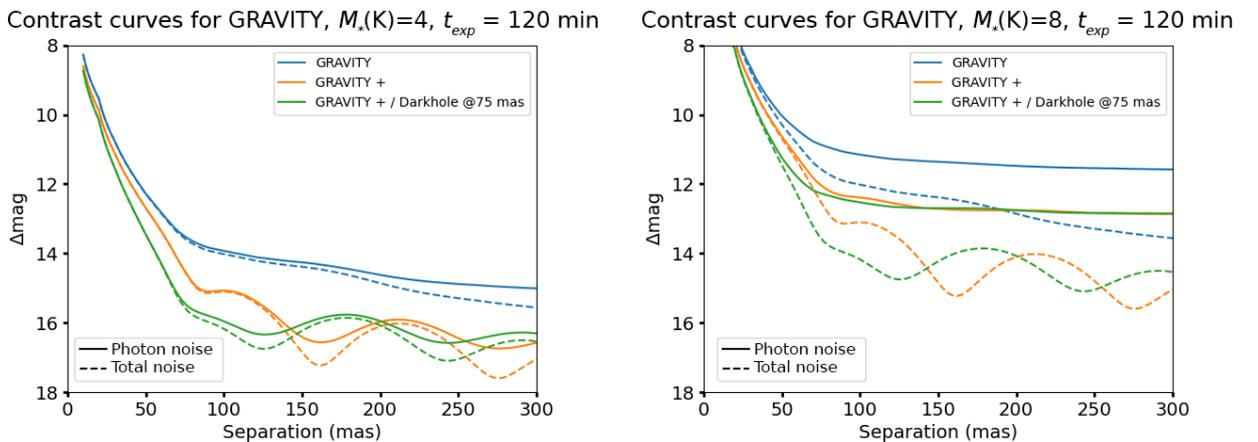


FIGURE 3.15 – Courbes de contraste pour ExoGRAVITY avec le mode $R \simeq 500$ pour une magnitude K=4 (gauche) et pour K=8 (droite).

ExoGRAVITY semble particulièrement adapté aux cas d'observations d'étoiles brillantes et de planètes

proches (<100 mas) comme c'est le cas pour β Pic c. Il serait l'instrument du VLT le plus approprié pour couvrir la région de séparation <100 mas. D'une part, cette zone est inaccessible à MedRES avec le coronographe et le FPM actuels. Néanmoins, de possibles nouveaux design de coronographe à 1 ou 2 λ/D pourraient être développés. D'autre part, le détecteur de SPIFFIER serait trop facilement saturé pour les étoiles brillantes, imposant un DIT très court augmentant le bruit de lecture total.

D'autres types d'instruments imageurs sont également conçus spécialement pour couvrir ces régions à courte séparation. C'est le cas des techniques d'imagerie avec masque non-redondant, de recombinaison par fibre non-redondante (FIRST) (Vievard et al., 2023) ou encore des techniques de "Kernel Phase". Mais dans tous ces cas, le niveau de performance reste, à l'heure actuelle, limité par des effets systématiques pas totalement maîtrisés (même dans le cas le plus stable, et donc le plus favorable, du JWST (Kammerer et al., 2022; Sivaramakrishnan et al., 2023; Kammerer et al., 2023)).

3.4 Conclusion

Les performances théoriques d'IFS pour le haut-contraste sont prometteuses. Même si le calendrier est serré avec l'arrivée de l'ELT et d'HARMONI, l'intérêt d'un instrument tel que MedRES est pour moi très fort en tant que démonstrateur pour les prochains instruments avec des niveaux de performances voulus très ambitieux comme c'est le cas de ELT/PCS. MedRES pourrait profiter des meilleures performances de SAXO+ et de la stabilité de SPHERE pour permettre d'explorer des régions très proches de l'étoile avec divers coronographes. Ses potentielles performances sont aussi bonnes, voire meilleures que celles d'ExoGRAVITY lorsque le type spectral de la planète s'y prête. Le gros avantage est l'absence de la contrainte de position de la planète à détecter et l'utilisation d'un seul UT du VLT. En tant que premier instrument à finalement coupler le haut-contraste à un spectrographe de moyenne résolution, son design permettra de réfléchir et d'imposer un budget d'erreur sur l'extraction du signal qui sera certainement le point critique du molecular mapping pour atteindre les performances prédites. Ce point critique est d'ailleurs largement mentionné dans l'étude du Chapitre 4 suivant. L'objectif de ce chapitre est de donner des éléments de réponse sur deux questions importantes : Peut-on vraiment faire confiance au molecular mapping? Faut-il tout miser sur le molecular mapping pour les détections? Ces questions peuvent surprendre, mais la réponse est essentielle pour le design des instruments de demain. Faut-il privilégier le molecular mapping au détriment de l'ADI, ou bien faut-il deux instruments distincts, un pour détecter et l'autre pour caractériser?

Pour répondre à ces questions, il y a deux axes de recherche. D'une part, il y a la fidélité des modèles de spectre planétaire. Est-elle suffisamment bonne pour appliquer le molecular mapping efficacement? S'il est facile de concevoir que le molecular mapping sera toujours applicable avec des spectres d'absorption propres à chaque molécule, qu'en est-il pour des modèles complets nécessaires pour atteindre des contrastes plus ambitieux? Chaque atmosphère planétaire est-elle trop unique pour pouvoir être détectée avec un modèle simple? D'autre part, l'autre question sensible porte sur le bruit limitant. Est-on vraiment limité uniquement par les bruits fondamentaux? Pour répondre à cela, je propose d'étudier le cas de vraies données sur ciel prises avec l'instrument VLT/ERIS/SPIFFIER et l'instrument JWST/MIRI/MRS.

Chapitre 4

Exploitation de données sur ciel avec le molecular mapping

Contents

4.1	Enjeux de l'étude sur des données ciel	85
4.2	Présentation des données	86
4.3	Comparaison des performances effectives et des prédictions de FastCurves	88
4.3.1	Caractérisation de l'instrument	88
4.3.2	Détection avec le molecular mapping	89
4.4	Perspectives d'application du molecular mapping sur les premières données JWST/MIRI	97
4.5	Conclusion	105

4.1 Enjeux de l'étude sur des données ciel

Comme mentionné dans le Chapitre 3, ERIS possède un IFS à moyenne résolution pouvant être favorable à la détection et la caractérisation d'exoplanètes. Des données ont été acquises lors du "Science Verification Time" (SVT) de l'instrument en décembre 2022 à partir d'une proposition de M.Bonnefoy. L'idée était de tester et vérifier les capacités de caractérisation d'un objet de faible masse dans un cas assez favorable pour l'imagerie (jeune, à assez grande séparation, et contraste modéré). La cible proposée était une exoplanète récemment découverte en imagerie directe par (Gaidos et al., 2021) avec Subaru/IRCS (Kobayashi et al., 2000) et le système d'optique adaptative AO188 (Hayano et al., 2010) mais également avec Keck/NIRC2 (Figure 4.1). D'après les estimations des auteurs à partir de la brillance de l'objet, le compagnon 2MASS J04372171+2651014 b (2M0437 b) devait être une planète jeune de type L avec une température aux alentours de 1600 K. L'étoile primaire est une M4 ($T=3200$ K) peu brillante avec une magnitude $K = 10.3$. Le compagnon a un contraste estimé de $\Delta mag = 6.75$ et se trouve à une séparation angulaire relativement grande de 0.9 arcsec.

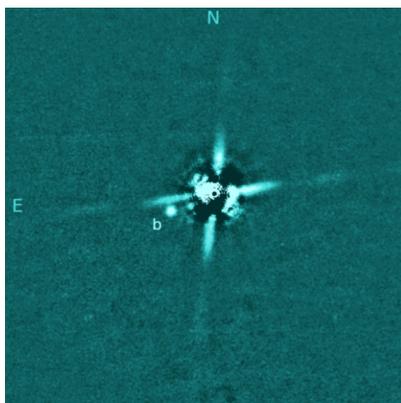


FIGURE 4.1 – Détection par imagerie directe de 2M0437 b au télescope de Subaru. Figure issue de Gaidos et al. (2021).

Implication personnelle dans l’exploitation des données

Trois grands axes de recherche ont été identifiés et répartis au sein d’un groupe de travail. La première consistait à pré-réduire les données avec ESO Reflex et à vérifier les performances de cette pré-réduction. En effet, des problèmes de pré-réduction de l’instrument VLT/SINFONI avaient été identifiés et avaient poussé à refaire des calibrations qui ont permis par la suite la détection de β Pic b avec le molecular mapping sur ces données. Le deuxième axe de travail était la détection du compagnon et la possible comparaison des méthodes de RDI, SDI et du molecular mapping. Le troisième axe de travail consistait à faire une caractérisation plus fine de l’objet pour déterminer notamment sa température, sa gravité de surface et sa métallicité avec le code de retrieval ForMoSa (Petrus et al., 2020).

J’ai été principalement impliqué dans le deuxième axe de recherche et l’exploitation de ces données avait de multiples intérêts pour moi, à savoir :

- la validation du fonctionnement de ERIS/SPIFFIER par rapport aux spécifications de l’ETC¹.
- la caractérisation spectrale de cette nouvelle planète pour valider ou non les conclusions de l’étude précédente. Cela peut se faire par le biais d’une comparaison entre le niveau de détection effectif et celui attendu.
- la vérification des prédictions de FastCurves et plus généralement l’interprétation des performances de l’application du molecular mapping sur de vraies données.
- la comparaison entre le molecular mapping et RDI pour cette cible. En effet, cette cible était ambitieuse pour l’application du molecular mapping car les signatures d’absorption spectrales entre une étoile M et une planète L sont très similaires et induisent un fort terme d’auto-soustraction lors de l’étape de soustraction du halo stellaire.

4.2 Présentation des données

À cause de la faible luminosité de l’étoile et de la cible, le mode à plus basse résolution spectrale ($R \simeq 5600$) a été utilisé dans la bande K pour être moins limité par le bruit de détecteur et pour essayer d’observer des signatures caractéristiques des absorptions de CO dans l’atmosphère de la planète aux alentours de $2.1 \mu\text{m}$. Du dithering a été aussi utilisé pendant la séquence d’observation pour éviter la contamination systématique des mauvais pixels et éviter la persistance du détecteur. Le détecteur a été utilisé en mode rampe avec un temps d’exposition de 20 secondes pour chaque rampe. Le récapitulatif des observations se trouve en Table 4.1.

1. <https://etc.eso.org/observing/etc/eris>

	Dithering 1	Dithering 2	Dithering 3
Target	2MASS J04372171+2651014		
Date	2022-12-05		
K Star	10.3		
Seeing [arcsec]	0.76	0.74	0.74
To [ms]	9.16	8.67	8.58
t_exp	56 x 20 s	72 x 20 s	82 x 20s
Airmass	1.72		

TABLE 4.1 – Récapitulation des observations ERIS/SPIFFIER sur 2M0437 b.

La réduction du jeu de données par la pipeline ESO Reflex a permis, à partir des données brutes du détecteur (Figure 4.2), de re-créer les PSF pour chaque longueur d'onde observée. Des PSF sont montrées en Figure 4.3 pour des longueurs d'ondes différentes.

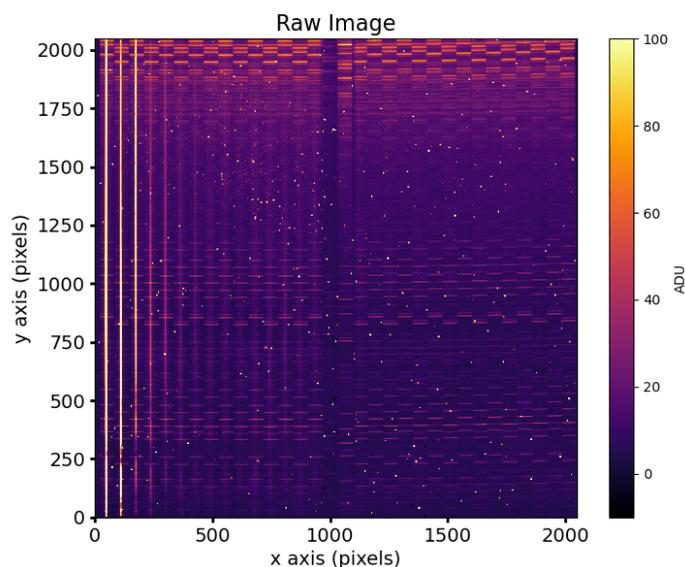


FIGURE 4.2 – Image brute provenant de la séquence d'observation de l'étoile 2M0437.

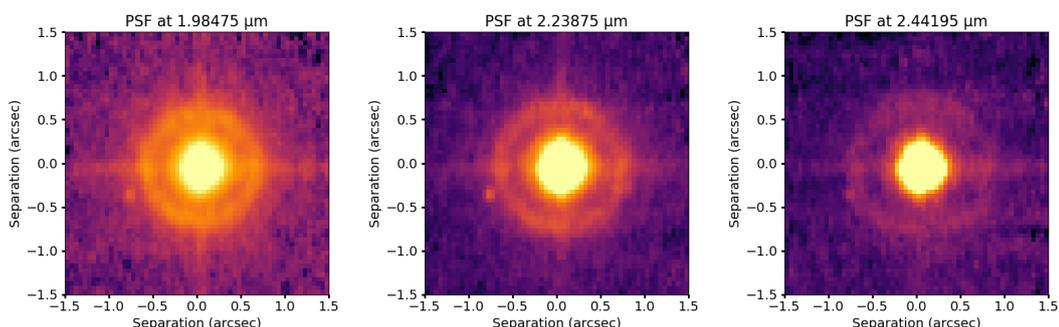


FIGURE 4.3 – PSF d'ERIS/SPIFFIER reconstruite avec ESO Reflex à partir des observations de 2M0437 pour 3 longueurs d'ondes différentes de la bande K. Le compagnon 2M0437 b est visible à une séparation de 0.9 arcsec à la frontière extérieure du rayon de correction d'OA.

Je propose donc dans la section suivante une analyse des données brutes du détecteur et des cubes de données produits par la pipeline ESO Reflex suivi d'une analyse des résultats du molecular mapping.

4.3 Comparaison des performances effectives et des prédictions de FastCurves

4.3.1 Caractérisation de l'instrument

Dans l'optique d'une approche de prévision de performances avec FastCurves, il était important de connaître les caractéristiques fondamentales de l'instrument. Je m'étais basé, en premier lieu, sur les spécifications issues de la documentation officielle de l'instrument (Davies et al., 2023), mais il était intéressant de profiter de ces premiers jeux de données pour les valider directement. J'ai donc procédé à deux premières vérifications rapides préliminaires portant sur l'estimation du bruit de lecture du détecteur et la transmission totale de l'instrument. À partir des données DARK sur des rampes d'acquisition de même longueur que celles des observations, j'estime que le RON est conforme aux attentes avec $\text{RON} = 6e-/DIT$. La transmission totale a également été vérifiée sur les données d'observations brutes de la cible et a été estimée aux alentours de 15 %.

La résolution spectrale, quant à elle, a été mesurée grâce aux pics d'émission OH de notre atmosphère terrestre qui sont non résolus à moyenne résolution spectrale. Les largeurs à mi-hauteur du profil (FWHM) des pics d'émissions OH ont été estimées après ajustement par un profil lorentzien. La résolution effective est située aux alentours de $R \simeq 4800$ pour une résolution annoncée de $R \simeq 5600$ (Figure 4.4).

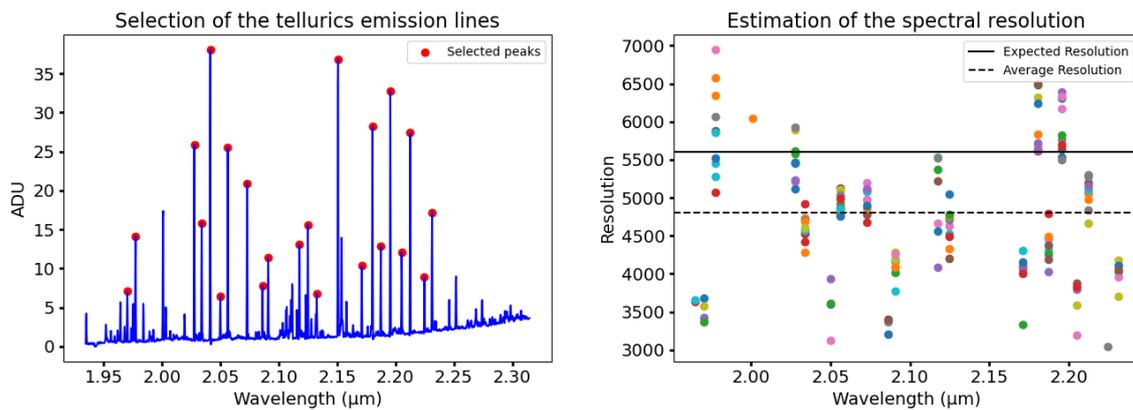


FIGURE 4.4 – (gauche) Profil de l'émission thermique du fond de ciel et de l'instrument pour un DIT de 20 secondes. Les points rouges montrent les pics d'émission OH sélectionnés pour l'estimation de la résolution spectrale effective d'ERIS. (droite) Mesures de la résolution spectrale des pics OH sélectionnés. Les points représentent les mesures prises à différents endroits du champ de vue.

Cependant, outre la variation de la résolution spectrale, le plus gênant était un décalage observé de ces raies OH en fonction du temps et de la position dans le FoV (Figure 4.5). Ce décalage était critique pour le molecular mapping puisque la soustraction de ces pics OH et du spectre stellaire engendrait des résidus variables dans le champ qui dominait les autres sources de bruits. En outre, les caractéristiques spectrales de la planète pouvaient également être atténuées par l'étape de moyennage temporel des cubes de données. Le décalage des raies a donc été modélisé et ajusté par des polynômes d'ordres 5 pour venir corriger par ré-interpolation chaque spectre des cubes avant l'étape de moyennage (Bonnefoy et al. in prep).

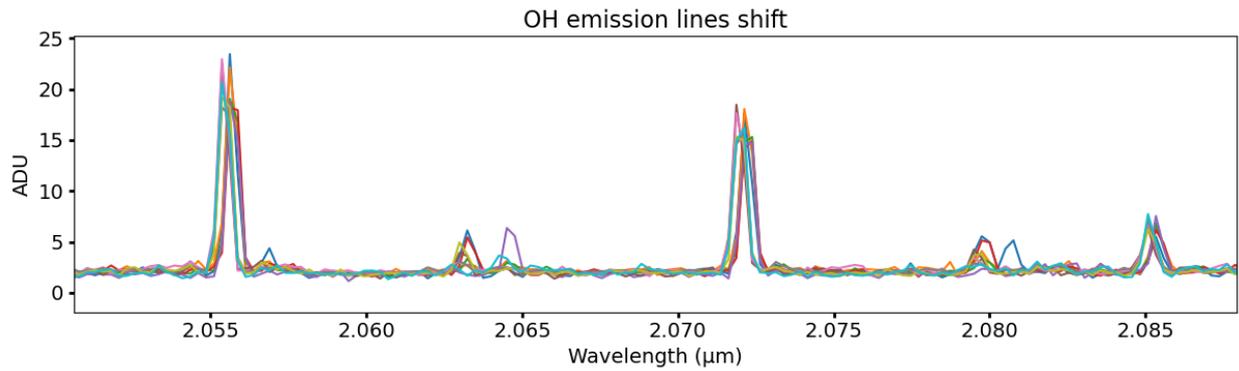


FIGURE 4.5 – Décalage des raies d’OH observé au cours du temps.

Un dernier élément montre que la calibration de SPIFFIER n’est pas encore assez performante. Il s’agit du continuum du spectre de l’étoile, celui-ci n’est pas cohérent avec le continuum attendu pour une étoile de type M. La Figure 4.6 oppose le spectre de l’étoile extrait des données avec un spectre théorique BT-NextGen (Baraffe et al., 1998) correspondant à une température de 3200 K.

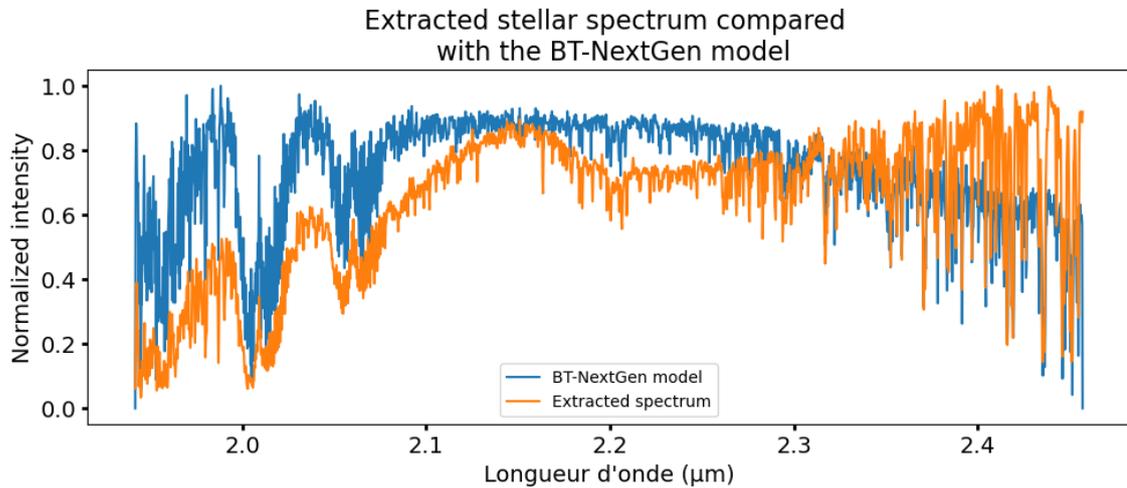


FIGURE 4.6 – Comparaison du spectre extrait de l’étoile et du modèle BT-NextGen correspondant. Le spectre extrait n’a pas été normalisé par la transmission tellurique. Cette transmission tellurique a été modélisée avec SkyCalc pour être multipliée au modèle BT-NextGen pour la comparaison.

4.3.2 Détection avec le molecular mapping

En injectant le profil de la PSF extrait des données ainsi que le profil de transmission hypothétique issu de l’ETC, le niveau de background et le bruit de lecture de l’instrument dans FastCurves, je m’attendais à ce que le molecular mapping donne une détection largement au-dessus des 5σ , avec un SNR de l’ordre de 30. La courbe de contraste estimée pour la température $T_{\text{eff}}=1600\text{K}$, température estimée par (Gaidos et al., 2021), est montrée en Figure 4.7. D’autres courbes avec diverses températures démontrent que les limites de contrastes permettraient également de détecter la planète si sa température était différente de celle estimée.

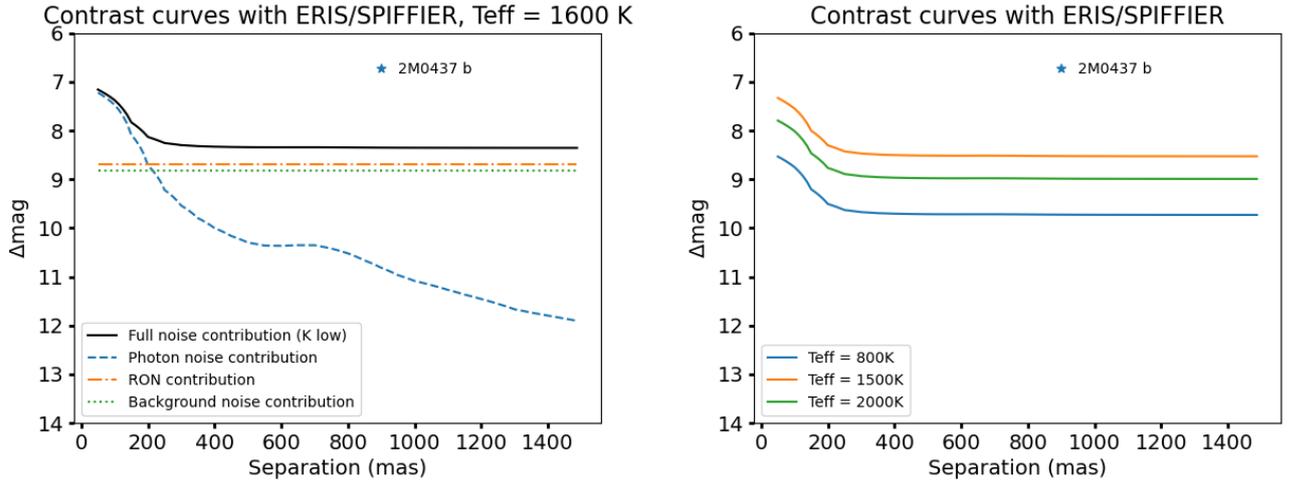


FIGURE 4.7 – Courbes de contraste pour ERIS/SPIFFIER prédites par la propagation des bruits fondamentaux (avec FastCurves) pour un temps d’exposition de 66 minutes pour une étoile de magnitude $K=10.386$. (Gauche) Courbe de contraste pour une planète $T_{\text{eff}} = 1600\text{K}$ avec la visualisation des contributeurs de bruits. (Droite) Courbes de contraste pour plusieurs températures de planètes.

J’ai d’abord soustrait les pics d’émissions telluriques, et j’ai ensuite appliqué le molecular mapping tel que décrit au Chapitre 2 avec un template BT-Settl correspondant à une planète à 1600 K. Nous obtenons une carte de corrélation comme celle présentée en Figure 4.8.

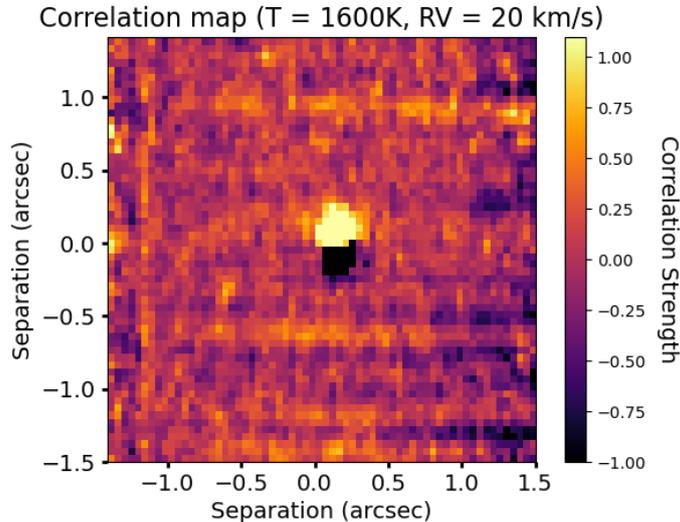


FIGURE 4.8 – Carte de corrélation pour un modèle BT-Settl $T_{\text{eff}} = 1600\text{K}$ et un décalage Doppler correspondant à 20 km/s.

Nous obtenons un SNR de 6, bien plus faible qu’attendu. J’ai ainsi identifié plusieurs possibilités pouvant expliquer cette différence notable :

- le bruit est sous-estimé dans FastCurves à cause de systématiques entraînant des résidus variables dans le champ pouvant provenir de la procédure de réduction de données ou du détecteur lui-même. Cette hypothèse semble probable, car nous pouvons remarquer que 3 motifs horizontaux apparaissent sur les cartes de corrélation et qu’une structure apparaît également à courte séparation, ce qui pointe vers un bruit corrélé non pris en compte dans les estimations de FastCurves.
- le signal d’intérêt est sur-estimé, car le template utilisé peut ne pas être fidèle au spectre réel du compagnon. Cela peut être expliqué par un compagnon possédant une température différente de celle attendue ou alors un spectre qui diffère du modèle. Le cosinus entre les deux spectres

(introduit au chapitre précédent) ne devient plus négligeable puisqu'il pourrait être plus proche de 0 que de 1.

Estimation du bruit après application du molecular mapping

J'ai commencé par vérifier si le niveau de bruit attendu par FastCurves était le bon. J'ai alors estimé radialement le niveau de bruit de la carte de corrélation. Le bruit pour une séparation donnée correspond à la déviation standard estimée pour un anneau. Comme nous pouvions nous y attendre en visualisant les cartes de corrélation, le bruit mesuré à courte séparation diffère largement de celui attendu (Figure 4.9).

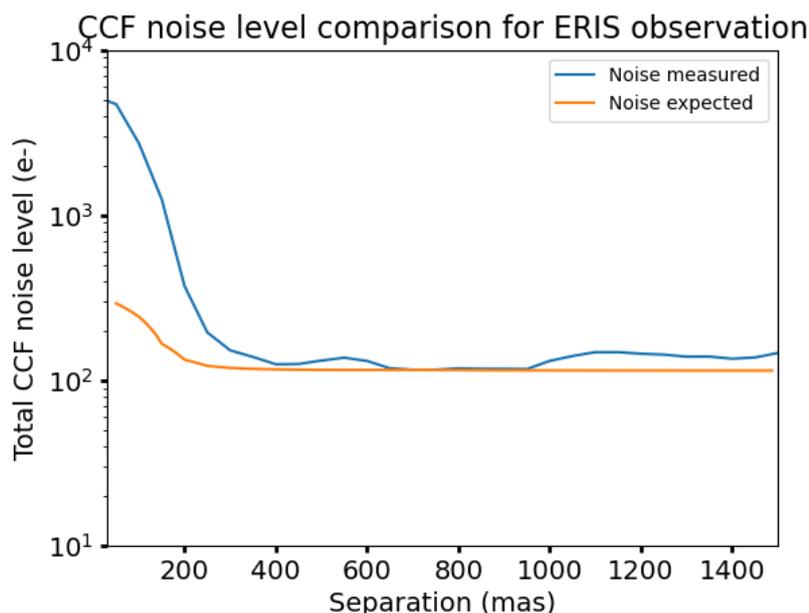


FIGURE 4.9 – Comparaison du niveau de bruit attendu par FastCurves et celui mesuré après application du molecular mapping sur le cube médian.

En regardant de plus près les spectres résiduels après l'étape de soustraction de l'étoile et de filtrage passe-haut, j'ai remarqué qu'il y avait de fortes présences d'absorption telluriques mal soustraites, variables d'un spaxel à l'autre. Ces pics d'absorption sont également décalés si l'on observe des spaxels centraux appartenant à une même colonne (Figure 4.10). Cela explique le motif de corrélation positive/négative au centre de la carte de corrélation.

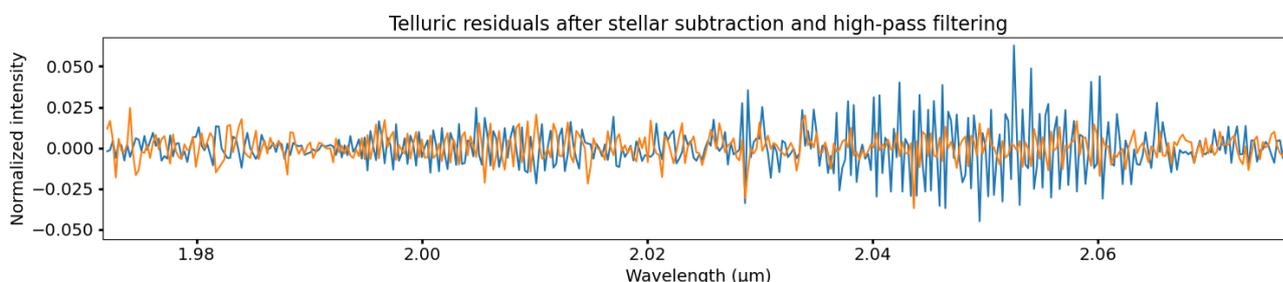


FIGURE 4.10 – Résidus d'absorption telluriques mal soustraites à courte séparation (50 mas) pour deux spaxels appartenant à la même colonne.

En revanche, le niveau de bruit mesuré à plus longue séparation (> 400 mas) est fidèle à celui attendu par FastCurves. Cependant, comme mentionné précédemment, des motifs horizontaux s'étalant sur tout le champ de vue sont observés sur la carte de corrélation, Étant très localisés, ils n'ont pas

beaucoup d'impact sur l'estimation du bruit à une séparation donnée, mais polluent tout de même la statistique gaussienne du bruit. Leur origine est la variabilité du background dans le champ. En effet, en observant chaque PSF à une longueur d'onde correspondante à un pic d'émission tellurique, nous constatons l'apparition des mêmes motifs horizontaux (Figure 4.11)

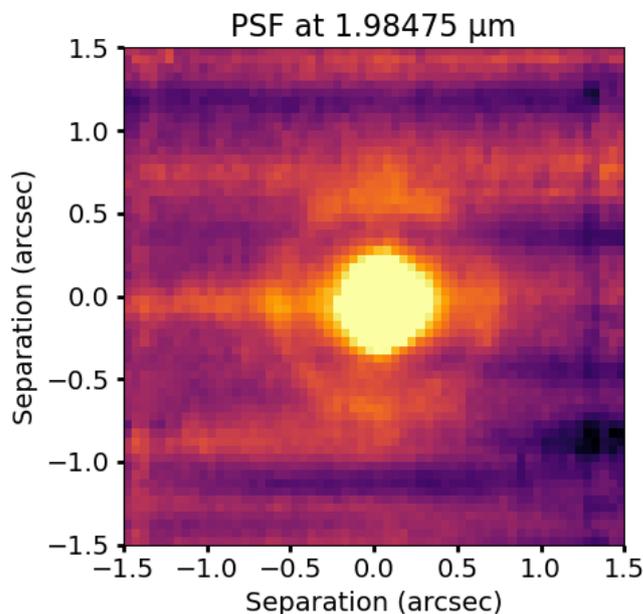


FIGURE 4.11 – Observation de la variabilité à travers le champ de vue du pic d'émission tellurique de $1.98475 \mu m$.

J'ai d'abord pensé que cela pouvait être dû au dithering réalisé pour cette observation, mais en regardant un cube moyenné sans dithering, je constate également le même motif. Cela vient peut-être d'un gradient de température sur le détecteur ou alors de l'application d'un mauvais flat. J'ai essayé de modéliser le background pour mieux le soustraire, mais sans grandes améliorations. J'ai procédé à une dernière validation en étudiant et comparant la statistique du bruit mesurée avec une distribution gaussienne via des diagrammes quantiles-quantiles (comme dans la section 2.2). Comme attendu, le bruit à courte séparation n'est pas du tout gaussien, mais le bruit à longue séparation (en masquant les zones sur lesquelles apparaissent les motifs horizontaux) suit assez fidèlement une statistique gaussienne (Figure 4.12).

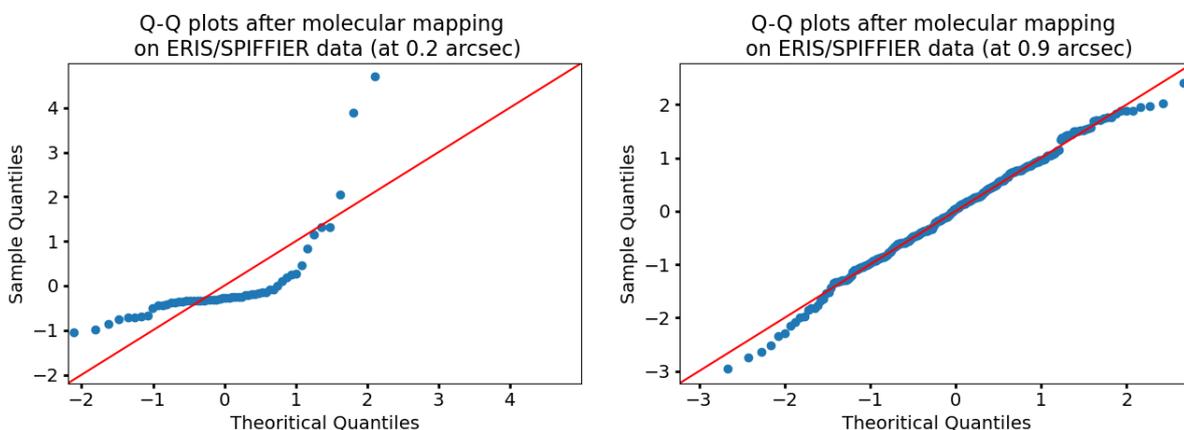


FIGURE 4.12 – Diagrammes quantile-quantile tracés à partir des valeurs de corrélation après molecular mapping obtenu pour une séparation de 0.2 arcseconde (gauche) et pour une séparation de 0.9 arcseconde (droite).

En l'état du niveau de performances de calibration de l'instrument ERIS/SPIFFIER, il est clair que le molecular mapping n'a pas grand intérêt puisque celui-ci ne peut pas être appliqué à courte séparation. Les problèmes majeurs de calibration font l'objet d'une lettre (Bonnetfoy et al. in prep) et seront sûrement corrigés à l'avenir. Il sera intéressant de réitérer la méthode d'investigation et de conclure sur la faisabilité et l'intérêt du molecular mapping sur les données SPIFFIER. Cependant, dans ce jeu de données, le molecular mapping reste applicable pour ce compagnon situé à 0.9 arcseconde.

Estimation du signal d'intérêt à partir d'une estimée du spectre planétaire.

J'ai ensuite voulu confirmer le type spectral du compagnon grâce à une extraction du spectre par RDI. Une telle extraction ne sera sans doute pas possible dans des cas futurs intéressants à courte séparation. Mais, dans ce cas test, la méthode est applicable puisque le compagnon se trouve à grande séparation. Cela permet ainsi d'avoir une estimée du spectre avec son continuum et de discuter du type spectral de l'objet et projeter cela sur les résultats du molecular mapping.

La carte de résidus du RDI est présentée en Figure 4.13. Le spectre de la planète a été ensuite estimé en moyennant les résidus à l'endroit de la planète. Le spectre isolé du compagnon est présenté en Figure 4.14.

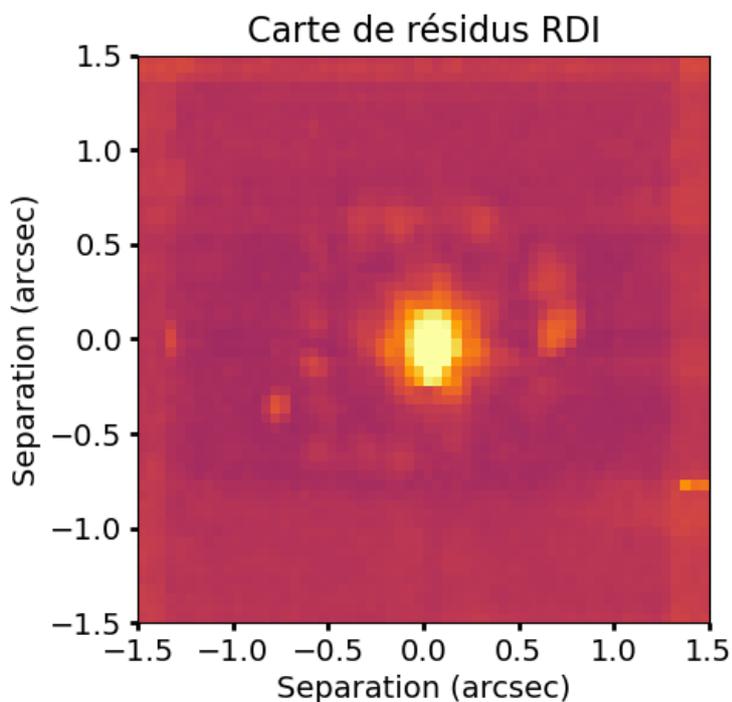


FIGURE 4.13 – Carte de résidus après RDI.

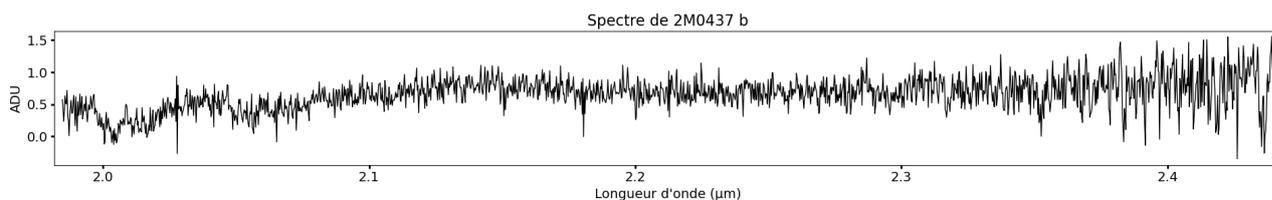


FIGURE 4.14 – Spectre de 2M0437 b extrait avec le RDI. Le spectre n'est pas corrigé de la transmission des telluriques.

En comparant ce spectre extrait avec le spectre de l'étoile, j'ai remarqué que ceux-ci étaient très similaires (voir Figure 4.15). Notons que le spectre de la planète a, à première vue, plus de raies que celui

de l'étoile, mais cela est dû au SNR évidemment moins bon du spectre planétaire. Le plus important à retenir est la similarité des continums. En effet, on remarque qu'à partir de $2 \mu m$, une pente du continuum est observée en fonction de la température. Dans le cas présent, cela trahirait une température pour la planète beaucoup plus importante qu'estimée initialement à partir de sa luminosité.

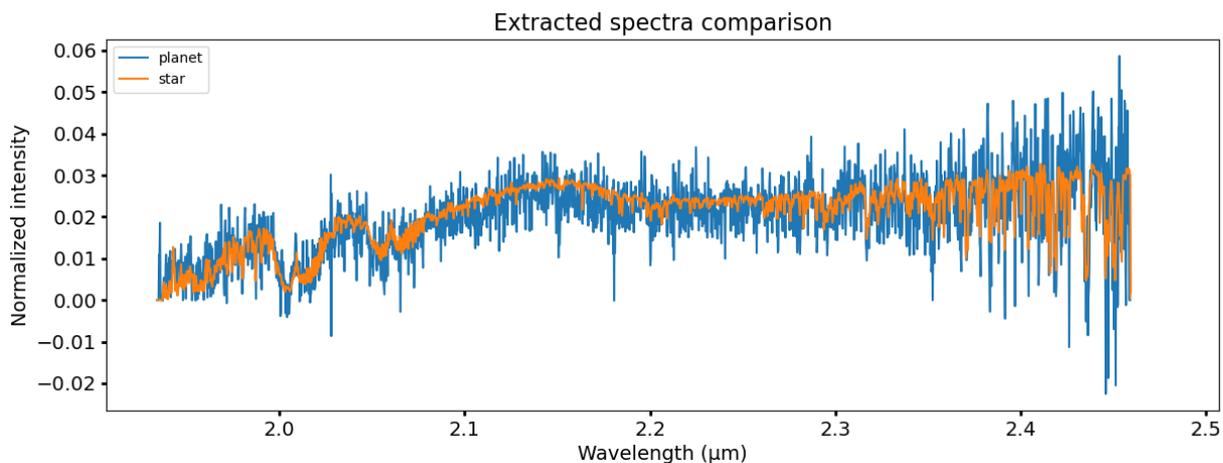


FIGURE 4.15 – Comparaison entre le spectre stellaire extrait et le spectre planétaire extrait par RDI

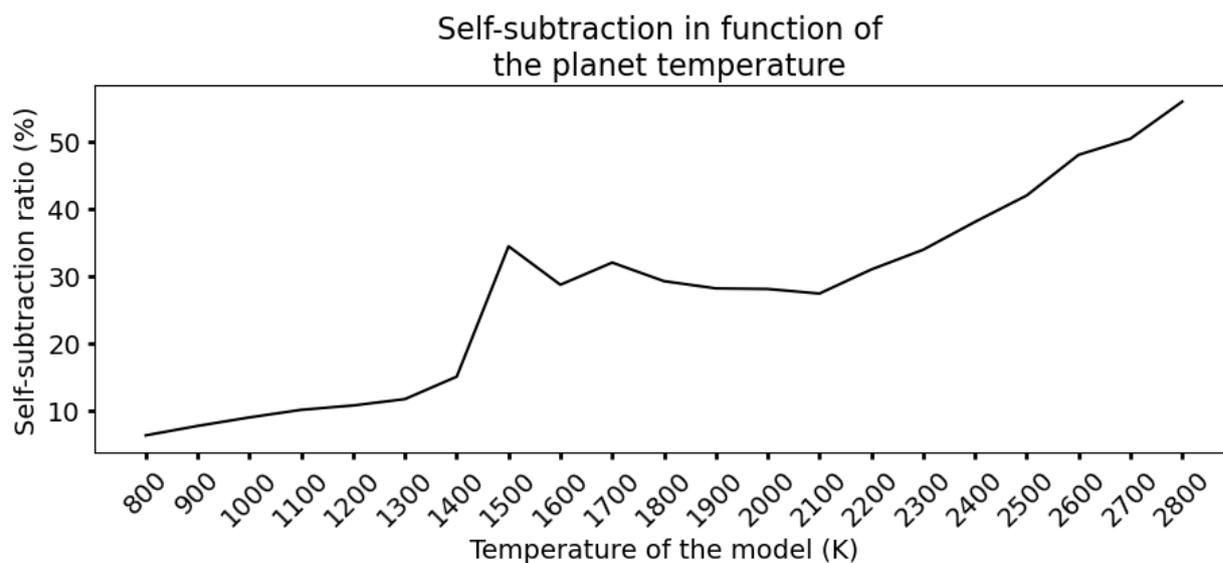


FIGURE 4.16 – Auto-soustraction du signal planétaire due à la ressemblance entre le spectre planétaire et le spectre stellaire. L'auto-soustraction a été estimée dans le cas où il n'y a pas de décalage Doppler entre les raies des deux spectres.

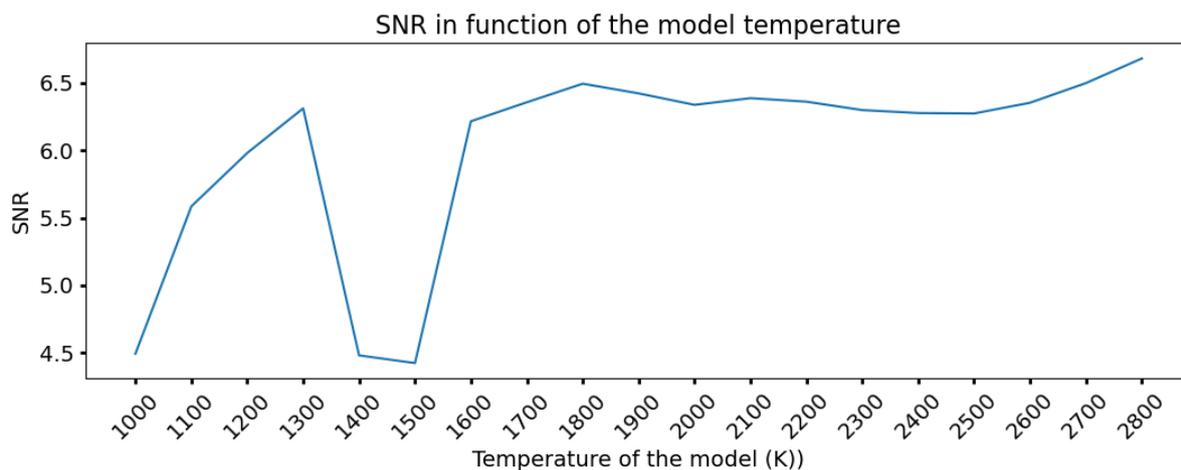


FIGURE 4.17 – SNR obtenu en fonction de la température du modèle utilisé.

Ces remarques m’ont poussé à considérer plusieurs températures de planètes pour constater quel est le modèle offrant le meilleur SNR (voir Figure 4.17). Le meilleur SNR pointe effectivement vers une température chaude du compagnon de l’ordre de 2800 K. Cet ordre de température sera également retrouvé avec le code ForMoSa (Palma-Bifani et al. in prep). Une autre remarque importante peut être faite à partir de la Figure 4.15 : en prêtant attention aux raies d’absorption les plus remarquables (par exemple celles du CO), j’ai noté que le décalage de ces raies entre les deux spectres était nul (ou du moins non résolu à la résolution spectrale de l’instrument). Le fait que la planète puisse avoir une température proche de celle de l’étoile et que le décalage des raies entre les deux spectres soit nul peut induire une forte auto-soustraction du signal expliquant une dégradation du SNR (voir Figure 4.16). J’ai alors décidé de changer de preprocessing pour appliquer le molecular mapping afin de vérifier qu’il y a bel et bien un terme d’auto-soustraction non négligeable. En effet, comme la planète se trouve à une assez grande séparation, la lumière stellaire n’est plus vraiment contaminante et l’on pourrait envisager, après avoir soustrait le spectre d’émissions telluriques, d’appliquer un simple filtre passe-haut comme discuté en section 2.2. Cependant, le rayon de correction de l’OA est relativement proche de la planète et les performances du simple filtre passe-haut n’étaient pas entièrement satisfaisantes. J’ai donc soustrait le profil radial de la PSF et ensuite appliqué le filtre passe haut. Le résultat du molecular mapping avec ce preprocessing est montré en Figure 4.18. Le SNR obtenu est de 9.4 et le pic maximal de corrélation est deux fois supérieur à celui trouvé pour l’ancienne carte de corrélation. J’estime donc qu’il y a bien un terme d’auto-soustraction non négligeable aux alentours de 30 %. Cependant, ce nouveau SNR est toujours plus faible qu’attendu par FastCurves ($SNR_{FastCurves} = 30$).

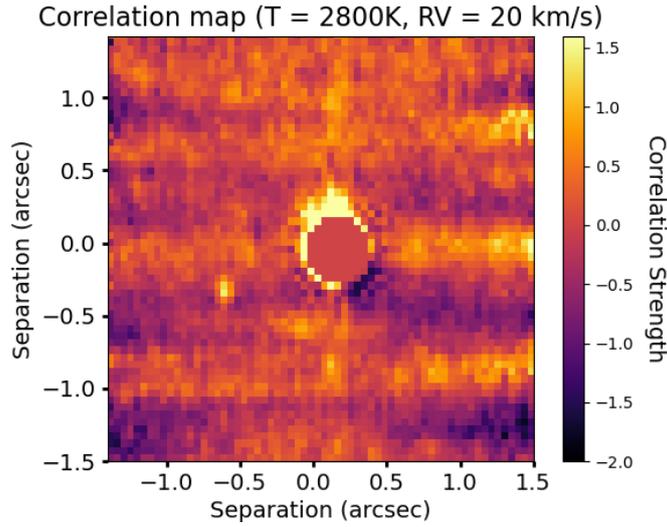


FIGURE 4.18 – Détection de 2M0437 b en molecular mapping ($T_{\text{eff}} = 2800\text{K}$, $RV = 20 \text{ km/s}$) après soustraction du profil radial de la PSF.

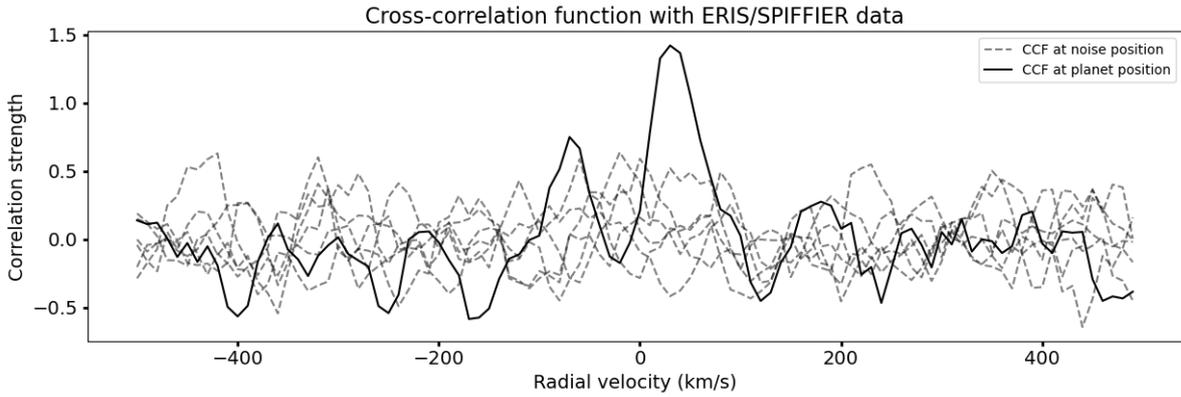


FIGURE 4.19 – Cross-corrélation à l’endroit de la planète et pour d’autres positions à la même séparation.

J’ai alors voulu quantifier la similarité entre le spectre du compagnon et le modèle à 2800K. Cette similarité entre les modèles et le spectre est estimée grâce à la formule 4.1. Cela permet d’analyser la valeur du cosinus de l’angle entre les spectres et de déduire la fraction du terme α restant pour la détection. J’estime un $\cos(\theta_{\text{planet}}) = 0.28$. Cela montre une projection médiocre du spectre du compagnon sur le modèle dû à une mauvaise concordance. À titre de comparaison, j’estime un $\cos(\theta_{\text{planet}}) = 0.57$ pour le spectre isolé des données SINFONI pour β pic b et un modèle BT-Settl de 1700K. Le signal d’intérêt estimé précédemment par FastCurves est donc sur-estimé ici d’un facteur 3.6. En prenant en compte ce facteur, le SNR de FastCurves serait de 8.4, ce qui est plus en adéquation avec le SNR de 9.4 obtenu. Cette mauvaise concordance entre les modèles peut ici être expliquée par le fait que l’objet soit jeune, puisque l’étoile appartient à une région de formation du Taureau âgée de 1 à 5 millions d’années. L’objet pourrait donc être enfoui dans un disque de débris qui pourrait, entre autres, atténuer les raies spectrales de l’objet.

$$\cos(\theta_{\text{planet}}) = \frac{\langle S_{\text{planet}}, \hat{t}_{RV} \rangle}{\|S_{\text{planet}}\| \cdot \|\hat{t}_{RV}\|} \quad (4.1)$$

Apport de l’étude

L’étude de ces données du programme de ”science verification” d’ERIS a permis de révéler plusieurs choses. D’une part, cela a permis de prendre du recul sur l’instrument tel qu’il est actuellement, avec

des instabilités au cours de la prise de données qui n’ont pas été calibrées et qui ont largement impacté la qualité de la réduction. Une attention particulière doit être portée à la résolution de ce problème de calibration qui dégrade fortement la qualité des données en général et pas seulement dans le cas d’application du molecular mapping. Une fois le problème abordé du côté de l’instrument, il sera intéressant de réitérer l’étude sur un objet peu contrasté comme 2M0437 b, mais possiblement à plus courte séparation. D’autre part, du côté de l’application du molecular mapping, cela a mis en évidence un cas très challenging pour le molecular mapping avec la conjugaison d’une forte auto-soustraction du signal planétaire et d’une atténuation des raies spectrales par rapport à la prédiction des modèles.

4.4 Perspectives d’application du molecular mapping sur les premières données JWST/MIRI

L’instrument MIRI/MRS (Mid-InfraRed Instrument/Medium Resolution Spectroscopy) (Wells et al., 2015) du James Webb Space Telescop (JWST) a également retenu mon attention dernièrement pour plusieurs raisons. Il s’agit d’un des IFS équipant le télescope spatial pouvant observer dans le moyen infrarouge sur un domaine spectral très étendu entre $4.8\mu m$ et $28.3\mu m$. Les modes d’observations sont résumés dans la Table 4.2. La résolution de ces modes d’observations de l’ordre de 3000 peut laisser penser que le molecular mapping pourrait être un bon outil de détection. Puisque, même si l’on peut penser que la PSF sera très stable au cours du temps et que donc les algorithmes d’ADI ou de RDI seront très performants, l’enjeu à très courte séparation reste délicat. En effet, le pouvoir de résolution du JWST est plus limité, à cause du diamètre du miroir plus modeste que les gros télescopes terrestres, mais aussi de la longueur d’onde centrale se situant dans le milieu infrarouge. La recherche de planètes intéressantes se fera donc dans une région de quelques λ/D uniquement. Il faudrait donc une stabilité extrême pour garantir des nouvelles détections dans ces régions. Des études préliminaires faites par (Málin et al., 2023) à partir de simulations end-to-end menées à partir de l’outil MIRISim (Geers et al., 2019; Klaassen et al., 2020), ont montré le potentiel de l’instrument pour re-détecter et caractériser plusieurs cibles connues. L’instrument va donc permettre la caractérisation d’exoplanètes dans un domaine spectral complémentaire à ce qui est faisable pour les télescopes basés au sol. J’étais particulièrement intéressé par une potentielle complémentarité des performances des télescopes au sol et le JWST. Le domaine spectral couvert par MIRI/MRS est-il plus propice au molecular mapping et permet une détection plus facile pour certains types de cibles par rapport aux télescopes terrestres? L’absence d’absorptions telluriques ainsi qu’un strehl quasiment parfait peut-il compenser le diamètre plus modeste du miroir primaire de JWST?

MIRI Channel	FOV (arcsec)	Pixel scale (arcsec)	Bandwidth name	Spectral coverage (μm)	Spectral resolution
Channel 1	3.2 x 3.7	0.196	SHORT (A)	4.90 - 5.74	~3700
			MEDIUM (B)	5.66 - 6.63	~3600
			LONG (C)	6.53 - 7.65	~3500
Channel 2	4.0 x 4.8	0.196	SHORT (A)	7.51 - 8.77	~3400
			MEDIUM (B)	8.67- 10.13	~3300
			LONG (C)	10.02 - 11.70	~3100
Channel 3	5.2 x 6.2	0.245	SHORT (A)	11.55 - 13.47	~2700
			MEDIUM (B)	13.34 - 15.57	~2400
			LONG (C)	15.41 - 17.98	~2400
Channel 4	6.6 x 7.7	0.273	SHORT (A)	17.70 - 20.95	~1700
			MEDIUM (B)	20.69 - 24.48	~1700
			LONG (C)	24.19 - 27.90	~1400

TABLE 4.2 – Spécifications des modes d’observations de MIRI/MRS. Les résolutions spectrales sont estimées par Labiano, A. et al. (2021).

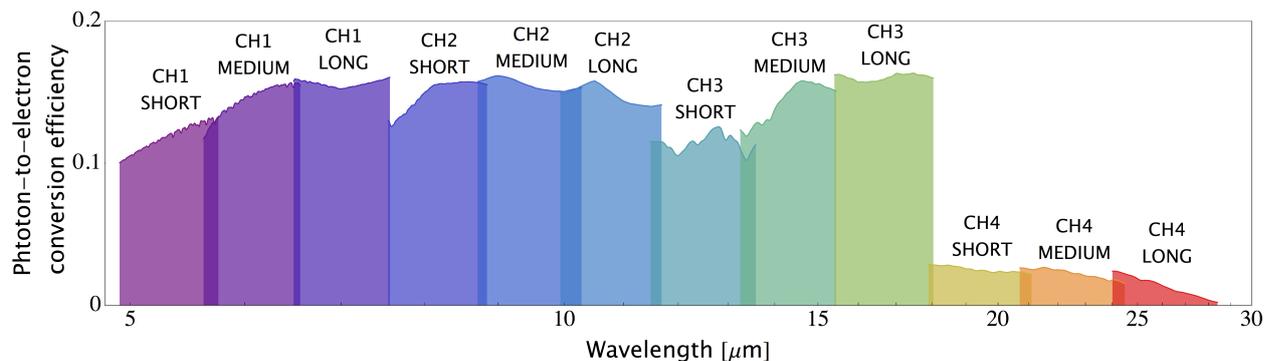


FIGURE 4.20 – Transmission des différents channels de MIRI/MRS. Figure empruntée à la STScI MIRI Team.

Il était pertinent pour moi de comparer les résultats obtenus avec FastCurves à ceux de l'étude end-to-end de (Mâlin et al., 2023). La possibilité de travailler sur les données publiques était également une bonne opportunité pour une validation finale avec les estimations de FastCurves. Si le modèle de performances proposé par FastCurves est une bonne représentation de la réalité, cela permettrait également d'identifier les régimes de bruits limitants qui n'ont pas été encore explicitement discutés dans la littérature. Dans le cas contraire, il serait intéressant de comprendre l'origine de la ou des source(s) de bruits non prises en compte.

J'ai co-encadré, avec mes directeurs de thèse, Steven Martos, un stagiaire de M2 pour approfondir ces questions tout en se basant sur FastCurves.

Intérêt du moyen infrarouge pour le molecular mapping

Premièrement, j'ai élargi le domaine spectral de l'étude de la section 2.2 pour étudier les régions spectrales propices au molecular mapping. Cette analyse de l'intérêt pour le moyen infrarouge est également utile pour les perspectives d'observations futures au sol avec ELT/METIS. La Figure 4.21 met en avant l'avantage à observer dans le moyen-infrarouge pour faciliter la détection, avec le molecular mapping, des planètes de type T et en transition L-T. En revanche, pour les objets les plus chauds, le domaine spectral du proche infrarouge est plus avantageux. Il est à noter que cette figure ne prend pas en compte de transmission ni autre caractéristique instrumentale spécifique. En effet, les variations de SNR représentées correspondent à ce que l'on obtiendrait pour un télescope avec une transmission uniforme sur n'importe quelle plage de longueur d'onde. Les points correspondants aux modes d'observations d'HARMONI et de MIRI/MRS sont uniquement ajoutés pour visualiser leur emplacement dans cet espace de paramètres. À noter également que seuls les cinq premiers modes de MIRI/MRS sont discutés ici, car les modèles BT-Settl ne modélisent pas les spectres au-dessus de $10\mu\text{m}$. Il pourrait donc y avoir effectivement une complémentarité entre les détections des observations terrestres et des observations dans l'espace. D'après ces résultats, un mode d'observation de NIRSpect s'avère également prometteur, car il offrira des observations entre $2.87\text{--}5.27\mu\text{m}$ avec une résolution spectrale de 2700. Cela pourrait être très utile pour la détection de planètes plus froides de type T.

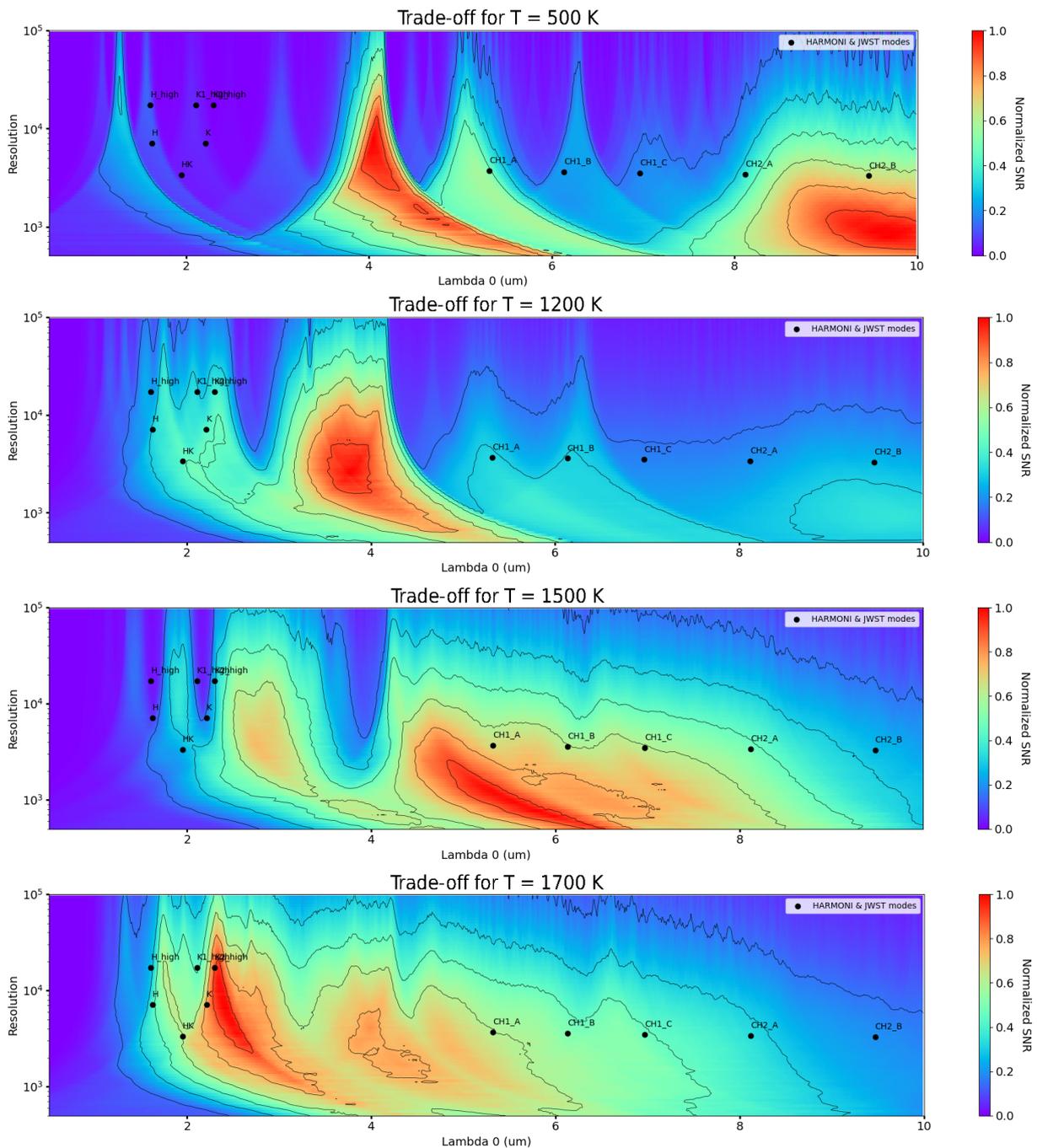


FIGURE 4.21 – Prédiction de SNR obtenue avec le molecular mapping en fonction du domaine spectral choisi et de la résolution spectrale pour plusieurs types de planètes. Les points noirs représentent les modes d’observations d’HARMONI à titre de rappel et les cinq premiers modes de JWST/MIRI/MRS.

Comparaison des estimations de FastCurves et des simulations end-to-end

Après avoir injecté les caractéristiques instrumentales de MIRI/MRS (Figure 4.20 et Table 4.2) dans FastCurves, nous nous sommes rendus compte que les valeurs de SNR obtenues par (Mâlin et al., 2023) n’étaient pas entièrement compatibles avec les nôtres. Nous avons rapidement établi une différence provenant de la quantité d’information α estimée avec les modèles BT-Settl et les modèles ExoREM. Bien que les spectres soient similaires, pour une même résolution, le modèle BT-Settl a sensiblement plus de raies d’absorption visibles que le modèle ExoREM. Autrement dit, nous estimons plus de signal à détecter avec BT-Settl et ExoREM. Nous remarquons sur la Figure (4.22) que les écarts entre les estimations ne sont effectivement pas négligeables et peuvent varier entre un facteur 1.25 et 5. Nous avons donc opté ici pour prendre en compte les modèles ExoREM afin de nous rapprocher de l’étude de

(Mâlin et al., 2023).

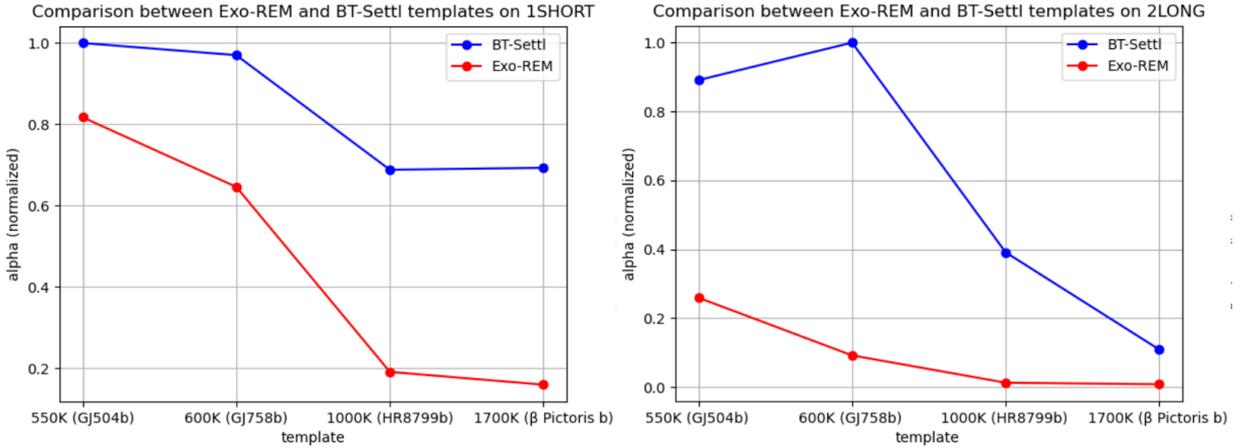


FIGURE 4.22 – Comparaison de la quantité d’information α estimée entre BT-Settl et ExoREM en fonction de la température du modèle pour les channels CH1A (gauche) et CH2C (droite) de MIRI/MRS. Les températures choisies correspondent aux principales cibles d’observation étudiées dans Mâlin et al. (2023). Les quantités α sont normalisées par rapport au maximum.

Comme pour les données ERIS, nous avons cherché, dans un premier temps, à valider que les caractéristiques de base de l’instrument (transmission, bruit de lecture et bruit de background) prises en compte étaient les mêmes pour FastCurves et les simulations end-to-end. La validité des valeurs de SNR à grande séparation pour plusieurs cas ont permis cette validation. Nous avons donc émis l’hypothèse que le bruit à courte séparation était sous-estimé avec FastCurves. Nous avons donc décidé de nous approprier MIRISim pour générer des cubes de données réalistes et nous permettre dans un premier temps de calculer et de comparer les niveaux de bruits avec ceux attendus par FastCurves. Les niveaux de bruits obtenus sont présentés en Figure 4.23. On remarque effectivement que les estimées à proche séparation ne sont pas bonnes avec un niveau bruit sous-estimé de près de 25 fois.

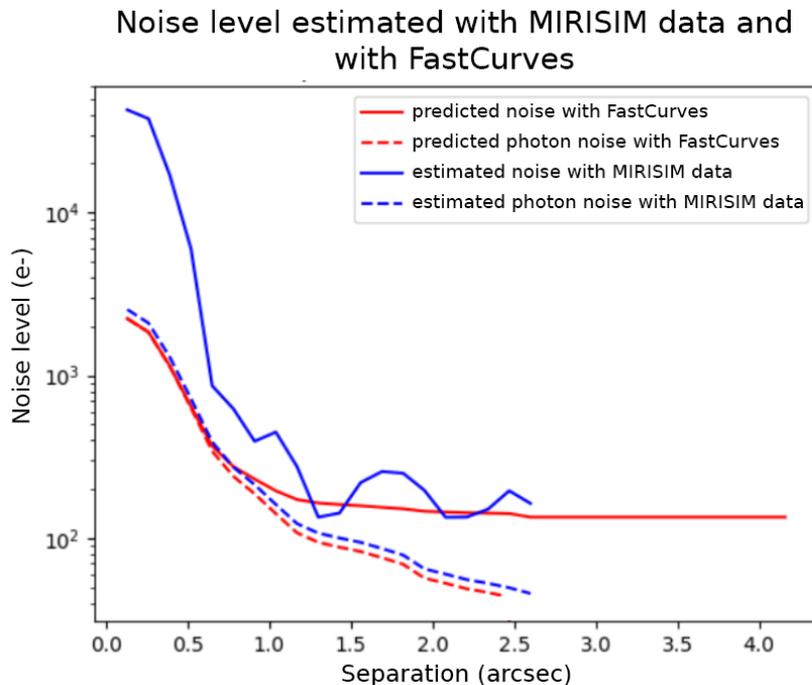


FIGURE 4.23 – Comparaison des niveaux de bruits prédits par FastCurves et ceux obtenus après molecular mapping sur des données MIRISim.

Analyse de l'origine du bruit de systématiques

Nous avons alors analysé l'étape de soustraction du halo du post-processing du molecular mapping. Les résidus après le filtrage passe-haut montrent des oscillations variables dans le champ de vue. Ces oscillations s'expliquent par un effet de frange observé dans les données lorsqu'une source ponctuelle est observée (répétition). En effet, le phénomène a été décrit dans la littérature (Argyriou, Ioannis et al., 2020) comme un effet indésirable provoqué par le détecteur. Celui-ci, composé de plusieurs couches de matériaux, agit comme une cavité de Fabry-Pérot et provoque des interférences de la lumière incidente. Ce phénomène de franges n'est pas inédit dans les applications de spectromètre à moyenne ou haute résolution, mais est indésirable. Cet effet dépend de l'étendue spatiale de la source ce qui ne facilite pas une potentielle calibration pour les corriger. Les franges ainsi observées ont une fréquence constante, mais leurs positions varient dans le champ. Ces oscillations ont une amplitude de l'ordre de 30 % du flux incident (Argyriou, Ioannis et al., 2020). Nous avons vérifié que ces oscillations sont à une fréquence correspondant environ à une résolution spectrale de 800 (voir Figure 4.24), ce qui est largement supérieur à la résolution de coupure du filtre passe-haut optimale proposée dans la section 2.2. Cela explique la présence de ces franges dans les résidus après filtrage, et contribue au niveau de bruit beaucoup plus élevé qu'attendu à courte séparation. Cette source de bruit serait alors systématique, au même titre que le bruit de speckles dans les traitements ADI, et serait proportionnelle au nombre de photons reçus par le détecteur et n'évoluerait plus en racine carrée du temps. Ce bruit systématique serait alors un frein à l'application du molecular mapping pour les données MIRI/MRS.

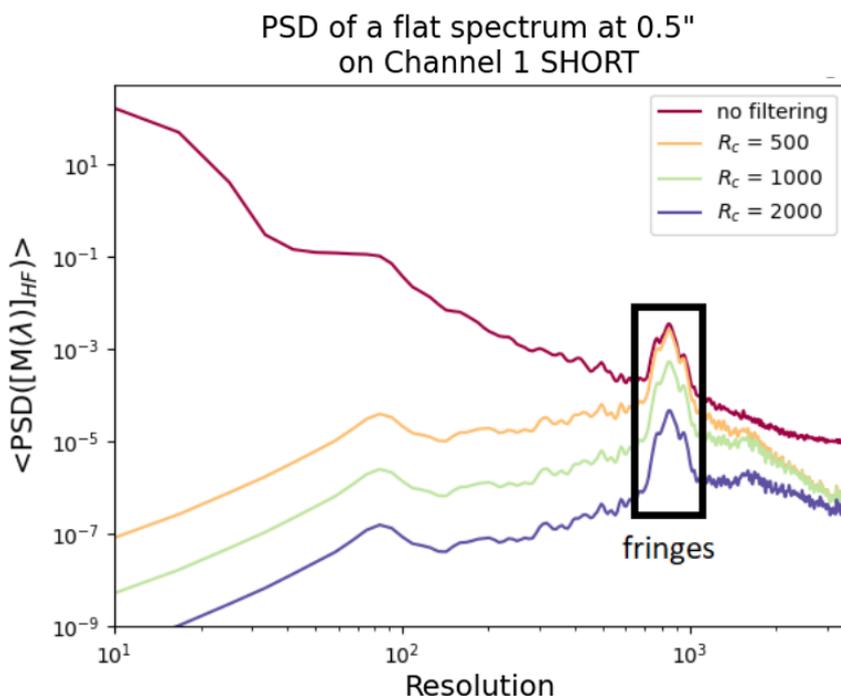


FIGURE 4.24 – DSP d'un spectre plat atteint par les franges de MIRI/MRS.

Cependant, nous mettons en évidence que cette perturbation n'est pas la seule contribution responsable du bruit de systématiques dominant à courte séparation. En effet, d'une part le bruit de systématiques persistait même après un filtrage numérique des franges, et d'autre part, le simulateur MIRISim permet de générer des données sans les franges pour lesquelles nous constatons un niveau de bruit également trop important. La Figure 4.25 montre les modulations spectrales $M(\lambda, x, y)$ pour plusieurs séparations. Nous remarquons que même en l'absence de franges, ces modulations ne sont pas uniquement basses fréquences. En analysant la DSP de ces modulations, nous avons constaté que toute la plage de fréquences était occupée. Il y aura donc des résidus de filtrage non nuls qui entraîneront du bruit systématique quelle que soit la résolution de coupure choisie. Nous formons l'hypothèse que

ces hautes fréquences sont la conséquence du sous-échantillonnage de l'IFU. Pour maximiser la taille du FoV et la résolution spectrale, MIRI/MRS est fortement sous-échantillonné spatialement et, dans une moindre mesure, spectralement. La stratégie d'observation de l'instrument est de procéder à un dithering en 4 points pour essayer d'échantillonner correctement spatialement la PSF. Cependant, la méthode ne permet pas totalement d'être correctement échantillonné et le passage de l'espace détecteur 2D à la reconstruction du cube produit des artefacts d'aliasing. De nouvelles méthodes d'extraction du signal sont en cours d'étude pour limiter l'importance de ces artefacts (Law et al., 2023).

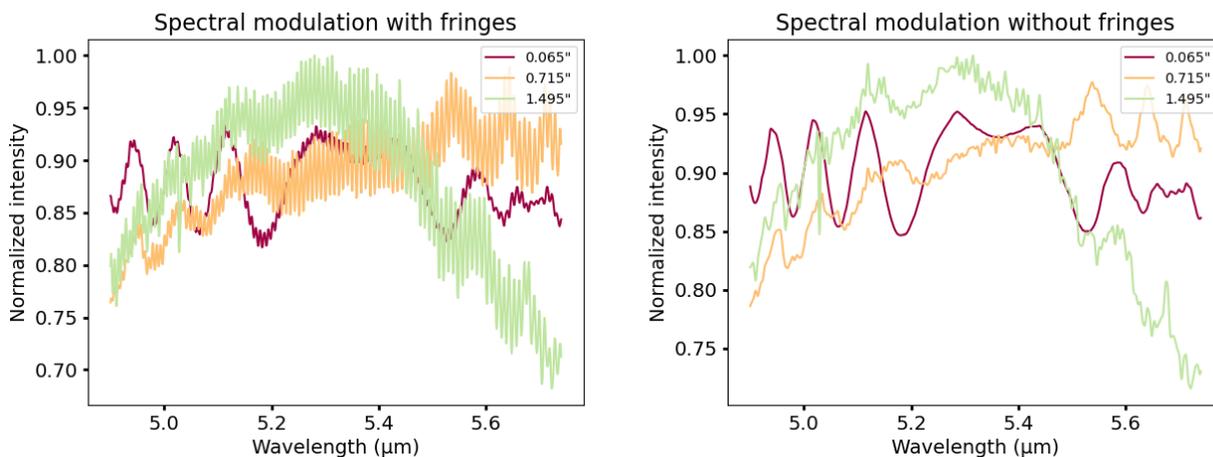


FIGURE 4.25 – Identification d'artefacts dans la dimension spectrale issus du pipeline de réduction : Modulations spectrales estimées pour plusieurs séparations avec des simulations MIRISim en supposant un spectre plat et sans bruit. Avec (gauche) et sans (droite) simulations de franges.

Prise en compte du bruit de systématiques dans FastCurves

La comparaison du niveau de bruit prévu par FastCurves et celui mesuré empiriquement sur les données MIRISim ont permis de quantifier l'impact fort qu'avaient les systématiques sur le pouvoir de détection. La mise en évidence de ces systématiques met encore plus en lumière le besoin de spécifications pour garantir une réduction des données précises pour l'application du molecular mapping.

En l'état, FastCurves n'était donc pas représentatif des performances que l'on pouvait avoir sur MIRI/MRS. Afin de pouvoir être utile pour guider des demandes observationnelles en mettant en évidence où se situent ces fortes limitations, nous avons cherché à estimer le niveau de bruit des systématiques pour l'ajouter dans FastCurves. Nous l'avons modélisé simplement comme un effet proportionnel au flux incident. Nous la quantifions sur la base de simulations MIRISim sans autres bruits et l'intégrons à l'outil. Nous obtenons alors les courbes de bruits en Figure 4.26.

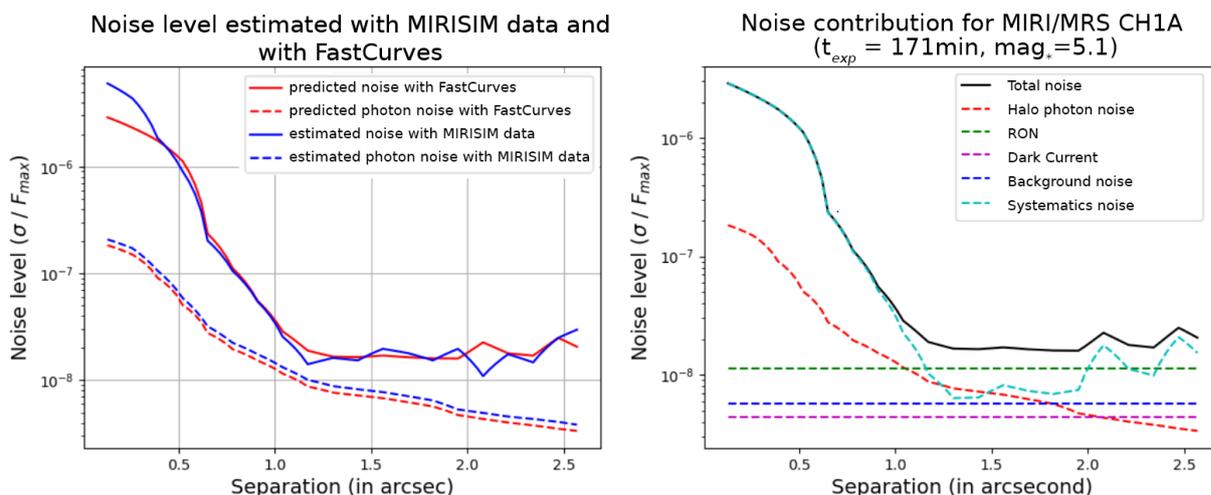


FIGURE 4.26 – (Gauche) Comparaison entre niveaux de bruits estimés sur des données simulées MIRISim correspondant à un temps d’exposition totale de 171 minutes sur une étoile de magnitude Ks de 5.1 attendus et les prédictions de FastCurves. (Droite) Les niveaux des différents contributeurs de bruits pour la même scène observée.

Nous remarquons que pour les étoiles brillantes, le bruit de systématiques est effectivement dominant à courte séparation (< 1 seconde d’angle). Il sera donc difficile de faire une détection significative proche de l’étoile, d’autant plus que le bruit sera corrélé et pourra entraîner des fausses détections. Toujours dans le cas d’étoiles brillantes, la principale source de bruits après 1 arc seconde sera le bruit de lecture du détecteur, car les temps d’expositions individuels sont très courts pour ne pas saturer le détecteur. Pour les étoiles plus faibles ($mag \simeq 8$), le background sera le bruit limitant dès les observations à $4.5 \mu m$.

Nous avons ensuite cherché à confirmer les résultats sur des vraies données. Nous nous sommes basés sur les données disponibles sur le site données MAST du STSci². Les données MIRI/MRS publiques accessibles à l’heure actuelle ne sont pas des observations d’exoplanètes, mais sont principalement des données de calibration sur des sources étendues et sur des sources ponctuelles. Dans notre cas, nous étions intéressés par ces données de calibration sur des sources ponctuelles dans le but de réaliser toutes les étapes du molecular mapping, et d’ensuite analyser le niveau de bruit obtenu (en fonction de la séparation). La Figure 4.27 met en avant cette comparaison. Nous remarquons que nous sous-estimons encore le bruit à courte séparation pour le channel CH1A d’un facteur trois environ. En revanche, nous avons une très bonne cohérence avec les niveaux de bruits pour le channel CH2C.

2. <https://mast.stsci.edu/portal/Mashup/Clients/Mast/Portal.html>

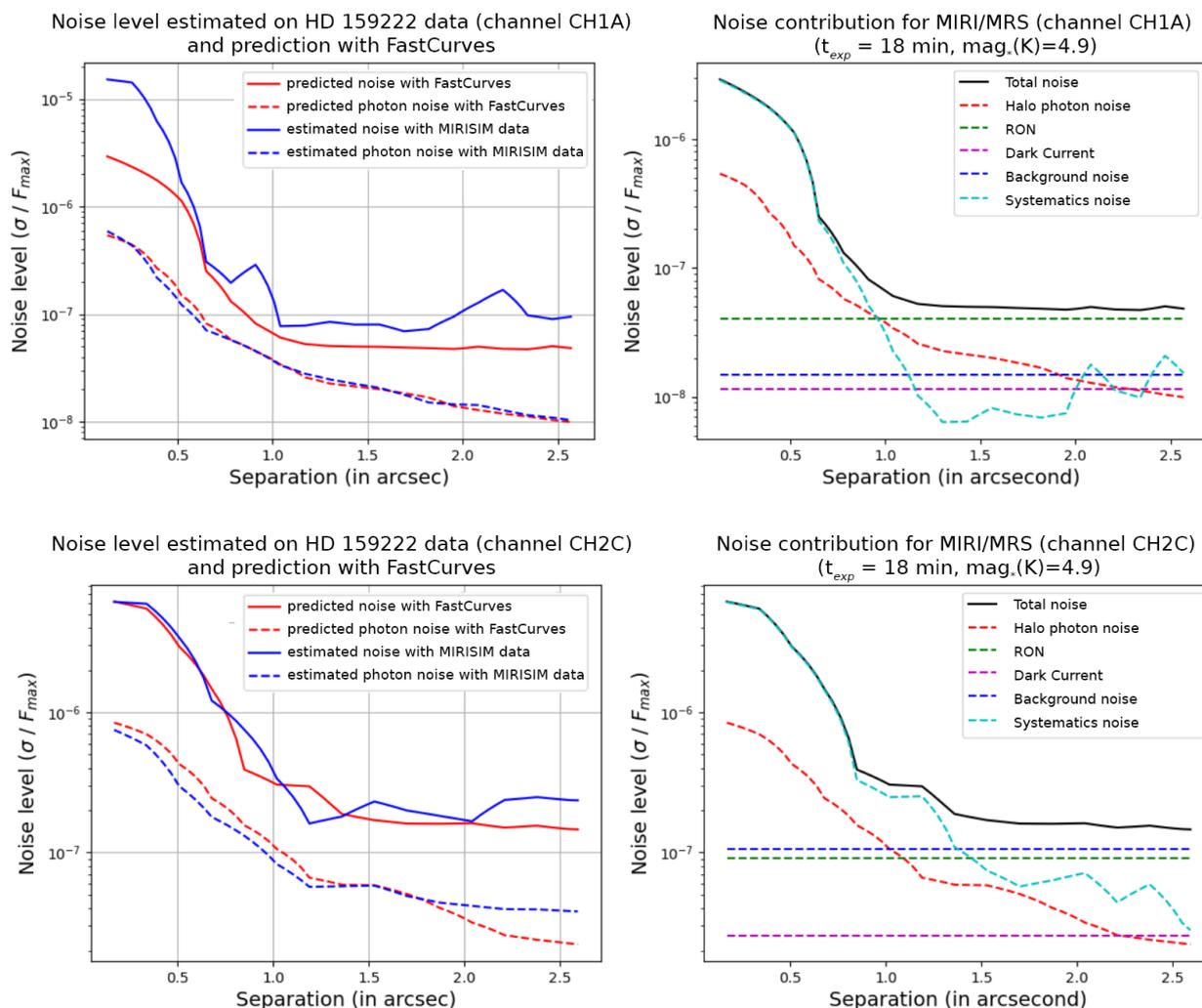


FIGURE 4.27 – Niveaux de bruits estimés sur les données JWST/MIRI/MRS sur l'étoile HD 159222 et les prédictions de FastCurves sur les channels CH1A (en haut à gauche) et CH2C (en bas à gauche). (Colonne de droite) Contributions des différents bruits pour les deux channels

En intégrant le bruit de systématique, FastCurves parvient donc à être cohérent avec les données réelles et serait fiable pour être utilisé en tant qu'ETC pour MIRI/MRS. Cependant, étant donné la forte présence de frange pour les sources ponctuelles, l'instrument MIRI/MRS ne semble pas adapté pour le molecular mapping. Certes, des détections à longues séparations dans les régions qui ne sont pas limitées par le bruit de systématiques (comme pour le cas de VHS 1256 b) pourront être faites avec le molecular mapping mais ce n'est pas le but premier du molecular mapping. En effet, une détection (et une caractérisation) grâce aux techniques de RDI dans ce domaine de séparation devrait donner un bien meilleur SNR, car cela ne nécessite pas de filtrage passe-haut et donc pas de perte d'information. L'enjeu du molecular mapping sur MIRI/MRS aurait été de permettre des détections à très courte séparation, boostées par la quantité d'information plus importante dans ce domaine de longueur d'onde par rapport aux télescopes terrestres (Figure 4.21). Comme mentionné plus haut, l'instrument MIRI n'est pas le seul instrument à offrir de la spectroscopie à moyenne résolution. JWST/NIRSpec possède un mode IFU avec une résolution de l'ordre de 2700 entre 0.95 et 5.27 μ m. L'instrument a un détecteur H2RG et les spectres ne présentent donc pas de franges. Cet IFU devrait donc être plus semblable aux instruments pour des applications aux sols. Il sera alors particulièrement intéressant de constater si des bruits de systématiques sont également présents pour ce type d'IFU plus classique. Nous caractériserons cet instrument prochainement, avec la même méthodologie que celle appliquée à MIRI/MRS.

4.5 Conclusion

Par l'étude détaillée de ces deux cas, j'ai voulu montrer que le gain théorique apporté par la spectroscopie de champ n'était pas si simple à atteindre. Le premier intérêt de FastCurves a été de démontrer que les niveaux de bruits obtenus sur les vraies données n'étaient pas cohérents avec les niveaux du bruit de photon à courtes séparations. J'ai ainsi mis en évidence et quantifié une dégradation de performance par rapport au niveau attendu, qui motive, plus encore si cela était nécessaire, une attention très particulière aux étapes de pré-processing. Cette dégradation affecte le cas qui nous intéresse le plus ici, c'est-à-dire sur des étoiles brillantes et à faible séparation, ce qui limite fortement l'intérêt du MM dans l'état actuel.

Dans le cas de JWST/MIRI/MRS, les franges qui pourront n'être que partiellement calibrées et les conséquences du sous-échantillonnage spatial et spectral considérés être à l'origine du bruit de systématiques sur les cartes de corrélation me laisse penser que l'application du molecular mapping pour la détection des planètes proches de leur étoile ne sera pas une option privilégiée. D'autant plus, qu'à l'inverse, la stabilité de l'instrument démontrée en opération est à un niveau encore meilleur qu'attendu. Cela rend particulièrement performant une approche de type RDI, même si la méthode est plus coûteuse au niveau du temps d'observation puisqu'il faudrait observer une étoile de référence.

Pour le cas d'ERIS/SPIFFIER, une attention particulière aux calibrations de l'instrument doit être apportée pour pouvoir espérer ne pas être limité par des bruits de systématiques à courte séparation. Même s'il est quasiment certain que les mauvaises calibrations de l'IFU soient le facteur limitant à l'heure actuelle, cela témoigne d'une sensibilité instrumentale qui pourra être intéressante à comprendre pour les instruments futurs. Il y a aussi eu très récemment une étude publiée par (Agrawal et al., 2023) sur les capacités de l'instrument Keck/OSIRIS qui a réalisé le tout premier relevé pour la détection d'exoplanète avec un IFU à moyenne résolution. L'instrument a observé 20 étoiles jeunes dans les régions de formation stellaire du Taureau et d'Ophiuchus. Ces observations ont permis de détecter une naine M à 110 mas de l'étoile HD 148352 démontrant l'efficacité du molecular mapping à courte séparation. Les observations ont également permis d'analyser sur beaucoup de données la statistique du bruit sur les cartes de corrélation. Notons ici que ce n'est pas directement l'histogramme du bruit qui est relevé, car la méthode développée par (Ruffio et al., 2019; Agrawal et al., 2023) donne directement des cartes de SNR. Nous constatons tout de même que la distribution n'est pas gaussienne avec cette divergence au niveau de la queue de la distribution. L'extraction de l'information spectrale et spatiale à partir des images du détecteur est pointée du doigt comme l'un des axes d'amélioration. Comme pour les données ERIS présentées ci-dessus, des résidus d'absorption telluriques sont présents et pourraient indiquer une mauvaise extraction du signal à cause du sous-échantillonnage du spectre et des variations de la LSF qui n'est pas pris en compte.

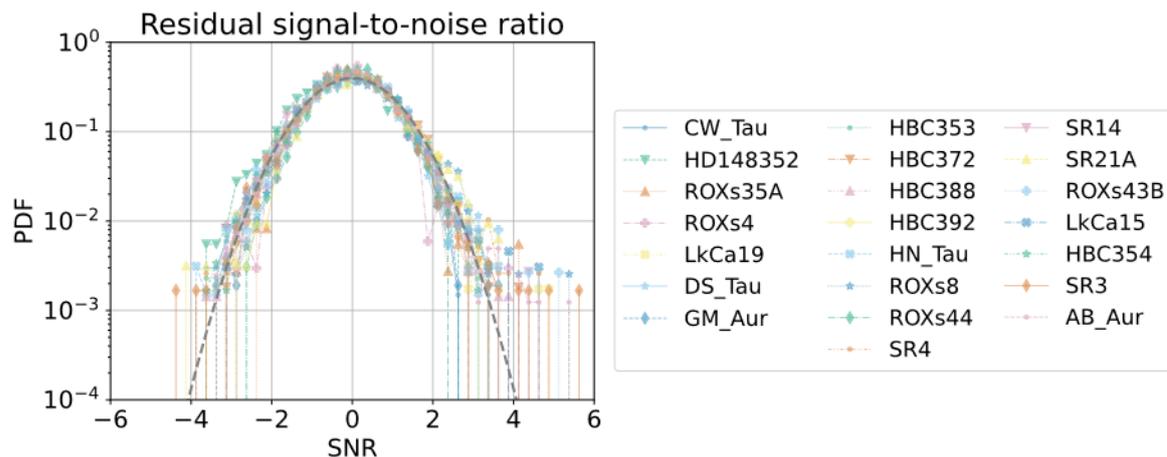


FIGURE 4.28 – Histogrammes des cartes de SNR après application du molecular mapping sur les données du survey OSIRIS comparé à une distribution gaussienne (courbe noire).

Je pense que ces exemples sont un argument très motivant pour réaliser un instrument bien échantillonné comme MedRES sur SPHERE qui pourrait déjà bénéficier d’une stabilité instrumentale optimale et proposer un design robuste avec des réflexions sur les extractions optimales du signal. Dans le cas d’HARMONI, cela met également une attention renforcée sur les questions de pré-réduction comme mentionné dans le chapitre précédent.

L’étude sur les données ERIS a aussi mis en lumière deux autres effets, qualitativement connus, mais encore trop peu évalués jusqu’alors : l’auto-soustraction du signal et la non-concordance des modèles. En effet, pour ce qui est de l’auto-soustraction, 2M0437 b se trouve être le type de cible le plus délicat à détecter avec le molecular mapping. Son étoile hôte ayant un spectre très similaire, la diversité spectrale est difficile à employer pour distinguer la planète de son étoile. Je pense que si MedRES veut observer ce type de cible, il serait intéressant de concevoir un mode à plus haute résolution pour essayer de limiter l’auto-soustraction. En ce qui concerne la concordance des modèles avec les spectres observés, nous devrions avoir, dans le futur, des premières confrontations entre les modèles et des spectres à haute résolution spectrale avec un bon SNR obtenus grâce à l’émergence des technologies de high dispersion coronagraphy. Cette technologie sera directement abordée dans le Chapitre 6. Cela pourra amener à une révision des modèles ou permettre directement de se baser sur ces spectres obtenus pour améliorer les performances du molecular mapping. Dans l’attente de ces futurs résultats, je me suis penché sur la question d’une méthode de détection, alternative au molecular mapping, en n’ayant que pour seul point de départ l’hypothèse que le spectre de la planète et le spectre de l’étoile sont différents. Cette recherche de signal planétaire sans a-priori avait été démontrée possible par Rameau et al. (2021) en re-détectant β Pictoris b dans les données VLT/SINFONI. Cependant, l’efficacité de la méthode n’avait pas encore été pleinement investiguée. Je propose dans le chapitre suivant de s’intéresser aux limites de détection de cette approche de détection non supervisée.

Chapitre 5

Vers une approche de détection non supervisée ?

Contents

5.1	Démélange spectral	108
5.1.1	Fonctionnement du démélange spectral	108
5.1.2	Performances de détection obtenues	108
5.2	Pertinence du scénario de mélange spectral ?	109
5.3	Recherche aveugle des spectres planétaires	110
5.4	Évaluation des cartes d'abondances	113
5.4.1	Optimisation du nombre de endmembers	113
5.4.2	Interprétation des cartes d'abondances	114
5.5	Conclusion	116

Je m'étais intéressé au début de ma thèse, suite à mon stage de M2 encadré par Julien Rameau, à la potentielle performance des algorithmes non supervisés pour la détection d'exoplanètes. À l'inverse du molecular mapping, aucun à priori sur le spectre de la planète ne serait requis pour la détection, et seule la différence entre les spectres planétaires et stellaires serait utile. Cela serait un gros avantage pour d'une part contourner le possible problème d'efficacité du molecular mapping dû à la mauvaise concordance entre les modèles d'atmosphères planétaires et les spectres mesurés. D'autre part, une méthode différente du molecular mapping pourrait éventuellement permettre de ne pas devoir filtrer le continuum et gagner encore en signal utile pour la détection.

Il se trouve que de nombreux algorithmes de machine learning ont été développés ces dernières années dans d'autres domaines scientifiques pour répondre à des besoins de classification, de segmentation ou encore d'analyses de composition d'images spectrales. Dans ce dernier cas scientifique, appelé démélange spectral, des algorithmes sont utilisés pour estimer les fractions de différents matériaux ou composants présents dans l'image dite hyperspectrale. Leur principe repose sur le fait que chaque matériau ou composant a une signature spectrale unique qui peut être mesurée ou modélisée. Le démélange spectral est couramment utilisé dans le domaine de la télédétection afin d'extraire des informations sur la composition des objets présents dans la scène observée. En astronomie, ce type d'algorithme a été par exemple efficacement adapté pour l'analyse et la cartographie de la surface de Mars (Forni et al., 2005; Themelis et al., 2011; Liu et al., 2018) (voir Figure 5.1). Le démélange spectral est un domaine très actif et les méthodes ne cessent de se perfectionner. Pour autant, une telle méthode peut-elle être applicable ici à notre cas d'intérêt, qui est de séparer un spectre planétaire faible au sein d'un halo de speckles stellaires ?

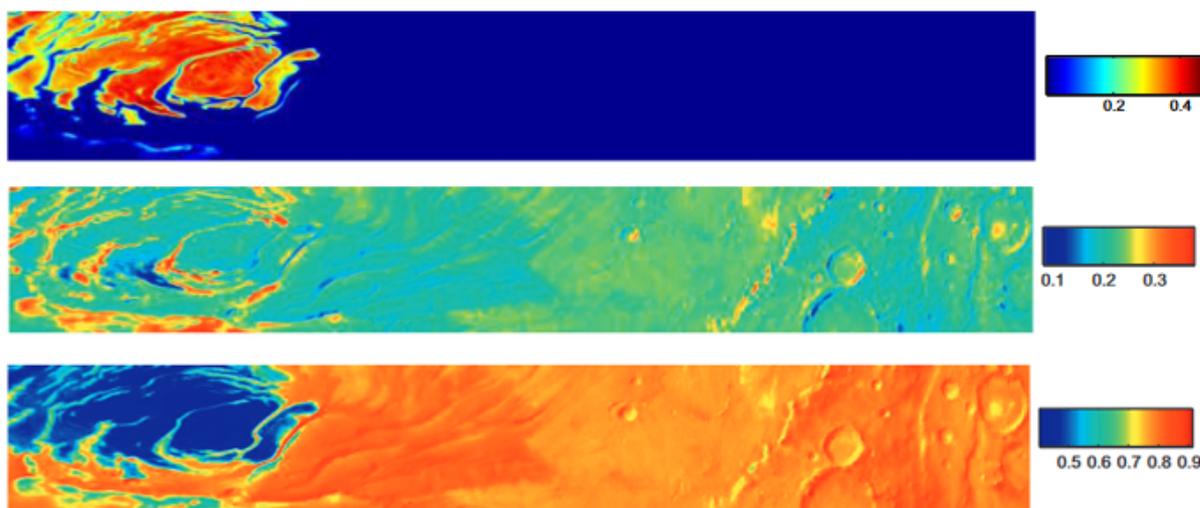


FIGURE 5.1 – Analyse par démixage spectral de la surface de Mars à partir de données de spectro-imagerie dans le domaine de 0.93 à $5.11 \mu m$ avec une résolution spectrale $R \simeq 100$. Cartographie de l’abondance de CO_2 (haut), de H_2O (milieu) et de poussière (bas). La barre des couleurs de chaque image est affichée à droite, et représente l’abondance de chaque matériau dans le champ. Figure issue et adaptée de Themelis et al. (2011).

5.1 Démélange spectral

5.1.1 Fonctionnement du démixage spectral

Rameau et al. (2021) se sont intéressés à adapter un type d’algorithme de démixage spectral. Le principe fondateur du démixage spectral est de faire l’hypothèse que chaque spectre du champ de vue est une combinaison linéaire de spectres dits ”purs” correspondant à un unique matériau. Les méthodes non supervisées cherchent donc en premier lieu à identifier ces éléments purs, souvent appelés ”endmembers”, en supposant qu’il y en ait effectivement dans la scène observée. Ces éléments identifiés sont utilisés pour former un dictionnaire D servant ensuite à l’étape de décomposition. On peut alors écrire l’équation $Y = DA + N$, où Y est une matrice $(N_\lambda, N_{spaxels})$ formée par les spectres observés, D est la matrice $(N_\lambda, N_{endmember})$ correspondant au dictionnaire formé par les éléments spectraux purs, A la matrice d’abondance $(N_{endmember}, N_{spaxels})$ et E une matrice modélisant le bruit des données. Ainsi, les coefficients $a_{i,j}$ de la matrice A correspondent à l’abondance du i^{eme} élément pur dans le j^{eme} spaxel de l’image. Les coefficients $a_{i,j}$ doivent être positifs et la somme $\sum_{i=0}^{N_{endmember}} a_{i,j} = 1$. Connaissant le dictionnaire D , la quantité à minimiser est introduite par l’équation 5.1.

$$\arg \min_A \|Y - DA\|_2 + \rho \|A\|_0 \text{ subject to } A \geq 0 \quad (5.1)$$

Une contrainte supplémentaire peut être également ajoutée sur la minimisation de la norme 0 des A_j pour limiter l’effet de sur-apprentissage. Cela est une supposition recevable, car un spaxel est composé d’un nombre restreint d’éléments purs. La résolution de cette minimisation peut alors se faire facilement par des méthodes itératives une fois que le dictionnaire D a été créé.

5.1.2 Performances de détection obtenues

L’adaptation de ce genre d’algorithme a débouché sur la re-détection de β Pictoris b dans le même jeu de données SINFONI ayant servi à la détection par molecular mapping (Rameau et al., 2021) (voir Figure 5.2). La technique a été également testée sur des données simulées d’HARMONI avec des injections de fausses planètes pour une première comparaison avec les performances du molecular mapping. Ces deux résultats montraient d’une part la faisabilité de l’algorithme, mais d’autre part mettaient en lumière que

l'algorithme aurait des capacités de détection moindres par rapport au molecular mapping qui pourrait détecter des planètes 4 fois plus faibles pour n'importe quelle séparation à $5 - \sigma$ (Figure 5.3). Comment expliquer alors une telle différence de sensibilité entre les deux méthodes ? Cette première mise en œuvre peut-elle être poursuivie et améliorée pour en tirer des performances accrues ? Ou bien indique-t-elle une limitation fondamentale de l'approche dans notre cas d'application ?

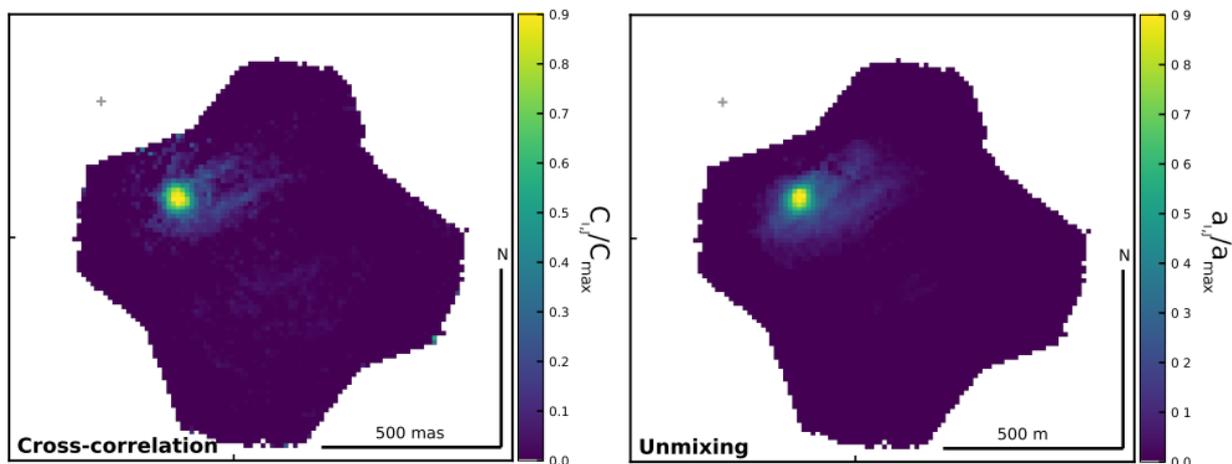


FIGURE 5.2 – Comparaison des détections avec molecular mapping (gauche) et démixage spectral (droite). Figure issue et adaptée de Rameau et al. (2021).

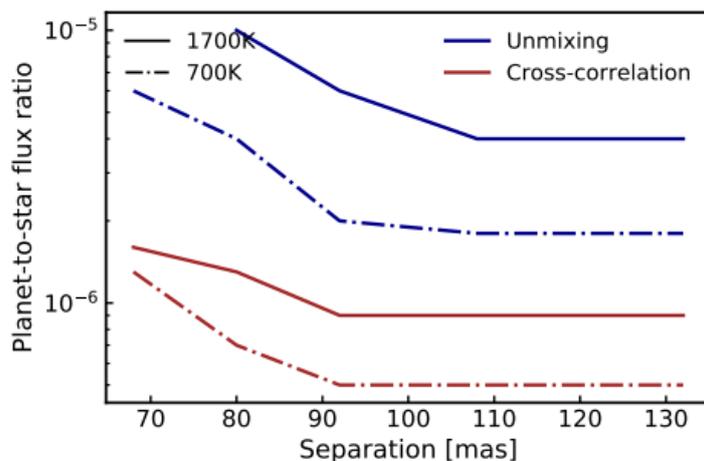


FIGURE 5.3 – Courbes de contrastes avec détection par molecular mapping (lignes rouges) et avec le démixage spectral (lignes bleues) pour HARMONI. La figure est issue de Rameau et al. (2021).

En reprenant l'algorithme de Rameau et al. (2021), j'ai tenté de mettre en avant les enjeux de la méthode et ce que cela impliquait en termes de signal et de bruit. Pour cela, je décompose l'analyse en trois parties principales :

- La justification de l'application du démixage spectral à notre cas
- La recherche par projection orthogonale du "endmember" correspondant à la planète
- La décomposition du cube spectral en carte d'abondances

5.2 Pertinence du scénario de mélange spectral ?

L'argument pour utiliser le démixage spectral, dans notre cas, est que la scène astrophysique puisse être modélisée par des combinaisons linéaires de spectres. Mais, est-ce vraiment le cas ? Dans le cas

d'une scène "simple" avec une étoile et une seule planète, nous n'avons que deux spectres distincts, à l'exception près, comme nous l'avons vu au Chapitre 2, que les speckles modulent le continuum du spectre stellaire d'une manière incontrôlée dans le champ de vue. Ainsi, de deux endmembers suffisant à reconstruire la scène si nous n'avions que le spectre de l'étoile et celui de la planète, nous passons à autant de endmembers possibles que de speckles présents dans la scène. En plus de cela, je ne pense pas que l'hypothèse de mélange spectral soit valide. En effet, je pense que le démélange spectral est plus adapté pour une scène d'observation qui combine des composantes bien distinctes et discrètes plutôt qu'une scène qui possède une continuité de modulation basse fréquence d'un seul spectre différente en tout point du champ.

Si nous admettons que cette modulation continue par les speckles est inappropriée avec l'approche de démélange de composantes discrètes, nous pouvons alors éviter cette difficulté par le filtrage passe-haut comme pour le molecular mapping. C'est ce qui est fait dans l'approche de Rameau et al. (2021) et qui a permis d'obtenir les résultats ci-dessus. Toutefois, un des avantages supposés de l'approche non supervisée, qui était de conserver l'ensemble du flux et de l'information planétaire, est alors perdu. Nous nous retrouvons également avec un problème de nature différente. Ainsi, dans le cas idéal où le filtrage est optimal grâce à une bonne réduction des données, nous sommes dans la même situation que décrite précédemment avec le contenu haute fréquence du spectre planétaire se trouvant noyé dans du bruit blanc :

$$S(\lambda, x, y) = [S_{planet}]_{HF}(\lambda, x, y) + n(\lambda, x, y) \quad (5.2)$$

Le scénario de mélange spectral est donc encore moins approprié après l'étape de pré-processing. Cependant, sur des vraies données, le scénario peut être utile pour prendre en compte des systématiques comme des résidus de telluriques ou de raies stellaires qui seraient locales. Cela serait plus ou moins équivalent à soustraire les premières composantes d'une Analyse en Composantes Principales (ACP) dans le domaine spectral comme se fut réalisé par Haffert et al. (2019) pour "nettoyer" les données de potentielles systématiques. Toutefois, la détection de la planète consiste davantage à chercher une anomalie présente quasi ponctuellement dans les données. Cela revient à chercher le spectre le plus différent des données.

5.3 Recherche aveugle des spectres planétaires

C'est ce qui est finalement fait dans l'article avec la recherche par projection orthogonale. Le principe est de partir d'un spectre du champ de vue s_0 et de projeter tous les spectres sur l'espace orthogonal engendré par s_0 . Le spectre s_1 le plus différent de s_0 sera celui qui se projette le mieux sur $\langle s_0 \rangle^\perp$. La routine réitère p fois cela en générant à la p -ième itération le projecteur orthogonal à l'espace $\langle s_0, s_1, \dots, s_{p-1} \rangle$. Au bout du compte, en sachant que tous les spectres correspondent à du bruit blanc gaussien centré (sauf à l'endroit de la planète), cela revient juste à comparer les projections de chaque spaxel. En effet, si nous projetions tous les spaxels appartenant à un même anneau du champ de vue, et donc avec un même niveau de bruit, dans l'espace $\langle \lambda_0, \lambda_1, \dots, \lambda_{N_\lambda} \rangle$, nous aurions un nuage de points correspondant à une hypersphère (de rayon déterminé par le niveau de bruit sur les spectres) avec potentiellement quelques points correspondant au spectre de la planète projetée s'échappant de cette hypersphère (Figure 5.4). Le spectre de la planète sera donc détecté si $d_{planet} > r_{sphere}$.

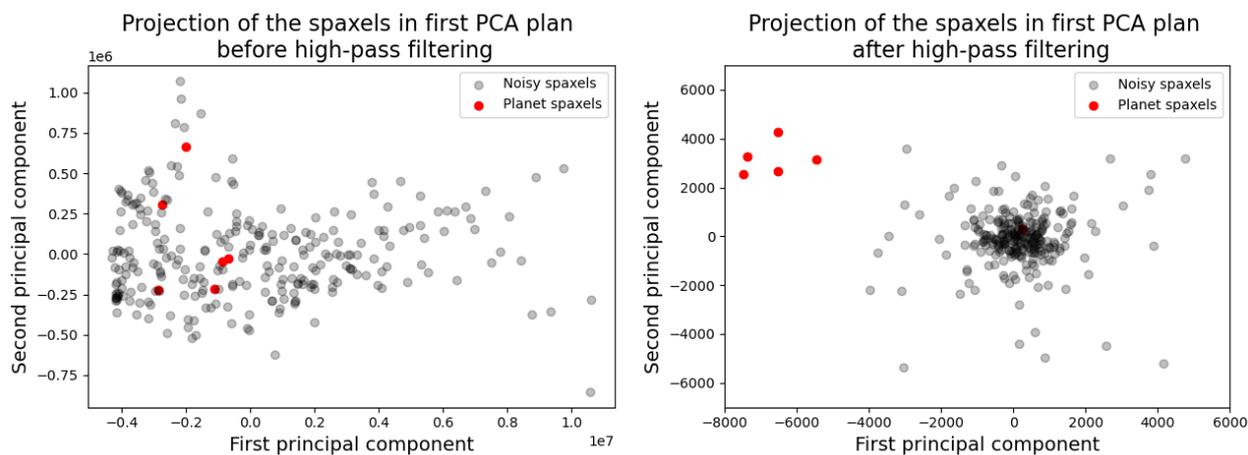


FIGURE 5.4 – Projection des spaxels dans le plan principal d’une ACP, avant (gauche) et après (droite) le filtrage passe-haut du pré-processing du molecular mapping. Ce cas a été obtenu avec des données HARMONI simulées dans un cas relativement favorable, avec un temps d’exposition de 2h sur une étoile de magnitude 6 et pour une planète ayant un contraste de 10^{-4} à 150 mas. Les points rouges représentent les spaxels aux positions de la planète et les points noirs aux autres positions dans le champ.

Pour discuter la capacité de détection, la question est donc de comparer ce décalage apporté par le signal planétaire, à la dispersion des autres points. Afin de simplifier les calculs, nous allons nous intéresser au carré de ces distances. En effet, dans notre cas, la distance euclidienne correspond à la moyenne quadratique de N_λ variables aléatoires indépendantes de loi normale et suit donc une loi du χ non centrée. Les moments d’ordre 1 et 2 de la loi du χ non centrée ont des expressions beaucoup plus complexes que si nous nous intéressions au carré des distances euclidiennes qui suivrait une loi du χ^2 . J’ai alors voulu vérifier que les niveaux de détections dans le cas de signaux faibles étaient les mêmes dans les deux cas. J’ai procédé à une validation par des simulations en générant des spaxels (avec $N_\lambda=2000$) bruités et en calculant à la fois la distance et le carré de la distance (Figure 5.5). Je retrouve des niveaux de détection à 5σ quasiment identiques en comparant les valeurs de SNR obtenus pour les deux distributions.

Je propose ainsi par la suite de détailler l’étude statistique de cette loi du χ^2 .

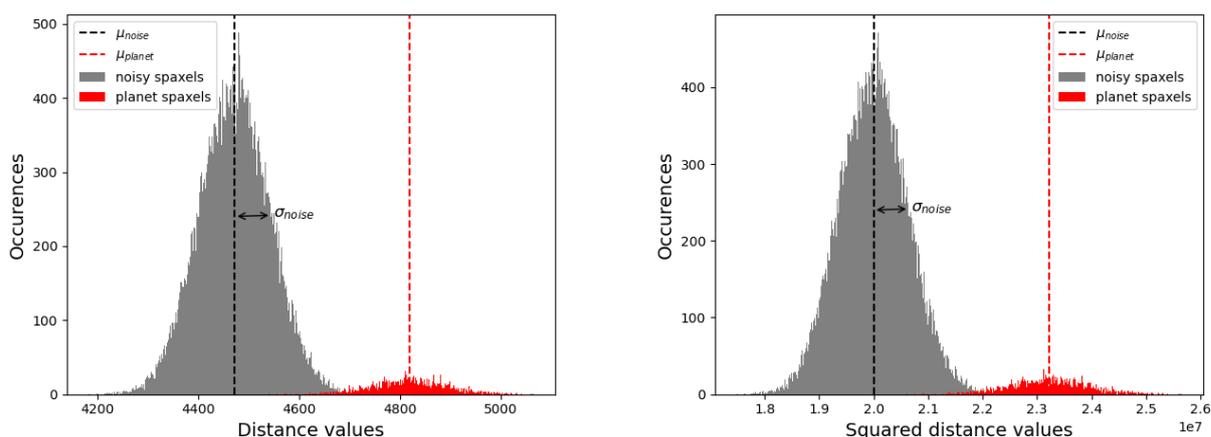


FIGURE 5.5 – Comparaison des distributions de probabilités du χ et du χ^2 à partir d’histogrammes générés par des réalisations indépendantes successives de bruit pour le cas $N_\lambda=2000$. Les moments d’ordre 1 et 2 sont affichés pour chaque histogramme.

Le carré du rayon moyen de l’hypersphère est de :

$$r_{sphere}^2 = E \left[\sum_{\lambda_i=\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} n(\lambda_i)^2 \right] = \sum_{\lambda_i=\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} \sigma_{\lambda_i}^2 \quad (5.3)$$

et la variance autour de ce rayon au carré est de :

$$\sigma_{sphere}^2 = Var \left[\sum_{\lambda_i=\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} n(\lambda_i)^2 \right] = 2 \sum_{\lambda_i=\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} \sigma_{\lambda_i}^4 \quad (5.4)$$

Tandis que le carré de la distance moyenne par rapport à l'origine du spectre planétaire sera :

$$E[d_{planete}^2] = E \left[\sum_{\lambda_i=\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} ([S_{planet}]_{HF}(\lambda) + n(\lambda))^2 \right] = \alpha^2 + \sum_{\lambda_i=\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} \sigma_{\lambda_i}^2 \quad (5.5)$$

avec α la quantité de signal utile de la planète après filtrage passe-haut, comme décrit dans le Chapitre 2. Bien que le SNR de la détection de la planète soit fait à l'étape suivante sur les cartes d'abondances, je propose ici de calculer un SNR intermédiaire qui ne concerne que la détection du spectre planétaire en tant que "endmember". Le SNR de la détection du spectre grâce à la méthode de projection orthogonale s'écrit alors :

$$SNR_{OP} = \frac{E[d_{planete}^2] - r_{sphere}^2}{\sqrt{\sigma_{sphere}^2}} = \frac{\alpha^2}{\sqrt{2 \sum_{\lambda_i=\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} \sigma_{\lambda_i}^4}} \quad (5.6)$$

Pour rappel, le SNR après l'étape de corrélation croisée du molecular mapping s'écrivait :

$$SNR_{CCF} = \frac{\alpha \cdot \cos(\theta_{planet})}{\sqrt{\sum_{\lambda_i=\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} \hat{t}_{\lambda_i}^2 \cdot \sigma_{\lambda_i}^2}} \quad (5.7)$$

avec \hat{t} le modèle planétaire utilisé pour la corrélation croisée et normalisé tel que $\sum_{\lambda_i=\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} \hat{t}_{\lambda_i}^2 = 1$. Notons que pour les deux cas, je fais l'hypothèse que le terme d'autosoustraction, β , est nul.

Je cherche ici à comparer les valeurs de SNR pour trouver quelle est la meilleure technique de détection. En supposant que le bruit dans chaque canal spectral soit le même pour simplifier les notations, je pose $\sigma \simeq \sigma_{\lambda_i}$. Le rapport des SNR pourrait s'écrire de la manière suivante :

$$\frac{SNR_{OP}}{SNR_{CCF}} = \frac{\alpha}{\cos(\theta_{planet}) \cdot \sqrt{2N_\lambda} \cdot \sigma} \quad (5.8)$$

Ainsi, nous constatons que la projection orthogonale peut être avantageuse par rapport au molecular mapping dans le cas d'un niveau de signal planétaire à détecter se dégageant largement du bruit puisqu'il faudrait que $\alpha / \cos(\theta_{planet}) \geq \sqrt{2N_\lambda} \cdot \sigma$.

Si nous nous plaçons maintenant dans le cas le plus significatif pour nous qui correspond à la limite de détection des exoplanètes les plus faibles pour le molecular mapping, nous avons $\alpha = \frac{5 \cdot \sigma}{\cos(\theta_{planet})}$. Dans ce cas-là, le rapport des SNR devient alors :

$$\frac{SNR_{OP}}{SNR_{CCF}} = \frac{5}{\cos(\theta_{planet})^2 \cdot \sqrt{2N_\lambda}} \quad (5.9)$$

Ainsi, pour un IFS à moyenne résolution tel que SINFONI, ERIS/SPIFFIER ou HARMONI qui ont un nombre de canaux spectral d'environ $N_\lambda \simeq 2000$, la technique de recherche non supervisée du spectre planétaire telle que présentée ici serait avantageuse si la concordance entre le modèle et le spectre de la planète n'est pas très bonne avec un $\cos(\theta_{planet}) \leq 0.28$.

Par un hasard le plus total, cette valeur de cosinus n'est pas sans rappeler celle estimée dans le cas de 2M0437 b dans les données ERIS/SPIFFIER que j'évoque au chapitre précédent. J'ai donc appliqué cette recherche non supervisée de spectre décrite par Rameau et al. (2021) sur les données ERIS. Le spectre de la planète a été détecté à la cinquième itération de l'étape de la projection sur l'espace orthogonal engendré et j'estime un $SNR_{OP} = 3.94$ (voir plus loin en 5.9). J'ai cherché à comprendre pourquoi le spectre de la planète n'a pas été trouvé dès la première itération, puisque nous aurions dû avoir une détection à plus de 5σ . Pour cela, j'ai analysé les projections des spaxels sur les composantes principales obtenus avec une ACP. Je m'attendais à constater deux amas de nuages de points bien séparés, avec l'un correspondant aux spaxels de la planète et l'autre correspondant à la projection des spaxels de bruits supposée former une sphère. Or, nous constatons, sur la Figure 5.6, que les deux amas ne sont pas réellement dissociés et que l'amas constitué des spaxels de bruit n'est pas non plus en forme de sphère. L'amas des spaxels de la planète est lui-même divisé. J'identifie cette sous-division comme étant due à la position des spaxels dans les lignes du cube de données. Nous pouvons conclure qu'ici la détection non supervisée n'est pas limitée par le fait d'avoir quelques spaxels aberrants dans le champ, mais bien parce que les résidus après filtrage passe-haut sont encore très corrélés et ne correspondent pas uniquement à du bruit blanc.

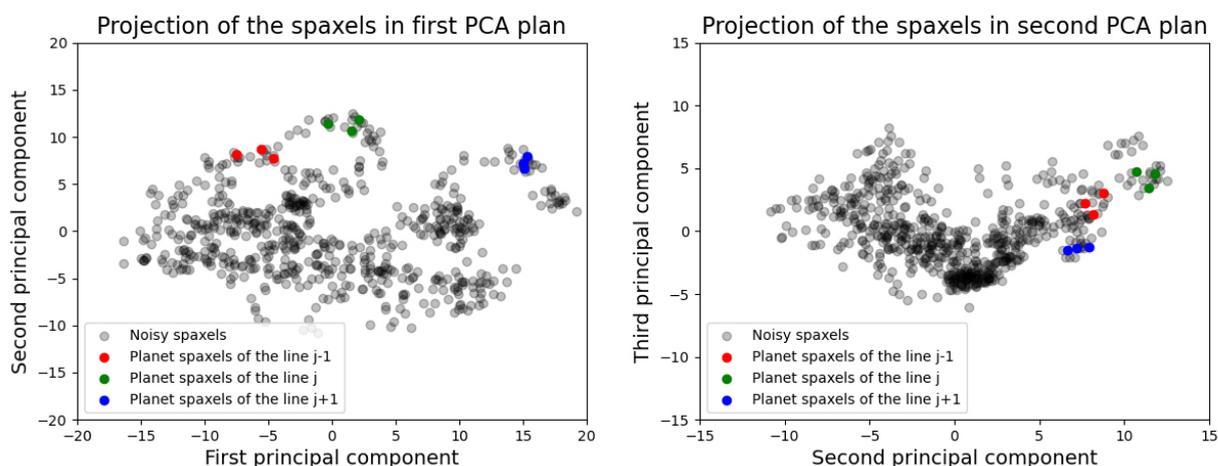


FIGURE 5.6 – Projection des spaxels du cube de données sur 2M0437 prises avec ERIS/SPIFFIER. Seuls les spaxels étant autour de la même séparation que 2M0437 b sont affichés. Les points noirs représentent la projection des spaxels où la planète n'est pas présente dans le premier plan principal ACP (à gauche) et dans le second plan principal (à droite). Les points colorés représentent les projections des spaxels correspondants à la planète.

5.4 Évaluation des cartes d'abondances

Rameau et al. (2021) proposent ensuite de résoudre le problème de minimisation présenté en équation 5.1. La résolution de ce problème débouche sur le calcul d'abondances des p "endmembers" pour chaque spaxel du champ. Ces abondances peuvent ensuite être visualisées sous forme de carte. Le SNR d'une détection est dérivé dans l'article à partir de ces cartes d'abondances de la même manière qu'habituellement en prenant la variance d'un anneau et en la comparant au signal au niveau de la supposée planète. Cela mène à se questionner sur le nombre de endmembers à sélectionner ainsi que l'interprétation que nous pouvons donner aux cartes d'abondances.

5.4.1 Optimisation du nombre de endmembers

Comme mentionné un peu plus haut, je pense que l'intérêt d'utiliser une projection orthogonale pour identifier les endmembers est bénéfique dans le cas (actuel) de données avec de nombreuses systématiques

non corrigées par la pré-réduction des données. Nous remarquons ainsi dans la première carte d'abondance de la Figure 5.7 la présence de motifs horizontaux comme dans la Figure 4.11. L'identification d'un endmember a permis de soustraire mieux ce motif et est donc utile pour la décomposition du cube et donc pour la détection.

Toutefois, je ne pense pas que la détection à partir de données ayant une pré-réduction "idéale" soit sensible au nombre de endmembers choisi. En effet, si chaque endmember choisi (autre que celui correspondant aux spaxels de la planète) n'est composé que de bruit blanc dans tous les canaux spectraux, il n'y a pas de raison que cela aide à la décomposition de l'image, puisque les autres spaxels de bruits ne vont pas se décomposer sur ces endmembers. L'optimisation du nombre de endmembers dépend donc essentiellement du nombre de systématiques identifiables dans le cube de données.

5.4.2 Interprétation des cartes d'abondances

Je pense que la minimisation telle qu'elle est faite pose problème pour l'interprétation des cartes d'abondances essentiellement pour deux raisons. Premièrement, la statistique du bruit dans ces cartes est difficilement analysable, car analytiquement, les propagations du signal et du bruit ne sont pas simples à mesurer. Un autre point plus gênant est que la distribution des abondances des spaxels n'est pas gaussienne (voir Figure 5.8). Le seuil d'une détection à 5σ n'a donc pas forcément de sens et il faudrait davantage étudier la statistique du bruit. Enfin, sur les cartes d'abondances en Figure 5.7, on remarque que, certes, la planète peut être détectée, mais elle reste difficilement identifiable par rapport à des fausses détections pouvant également survenir.

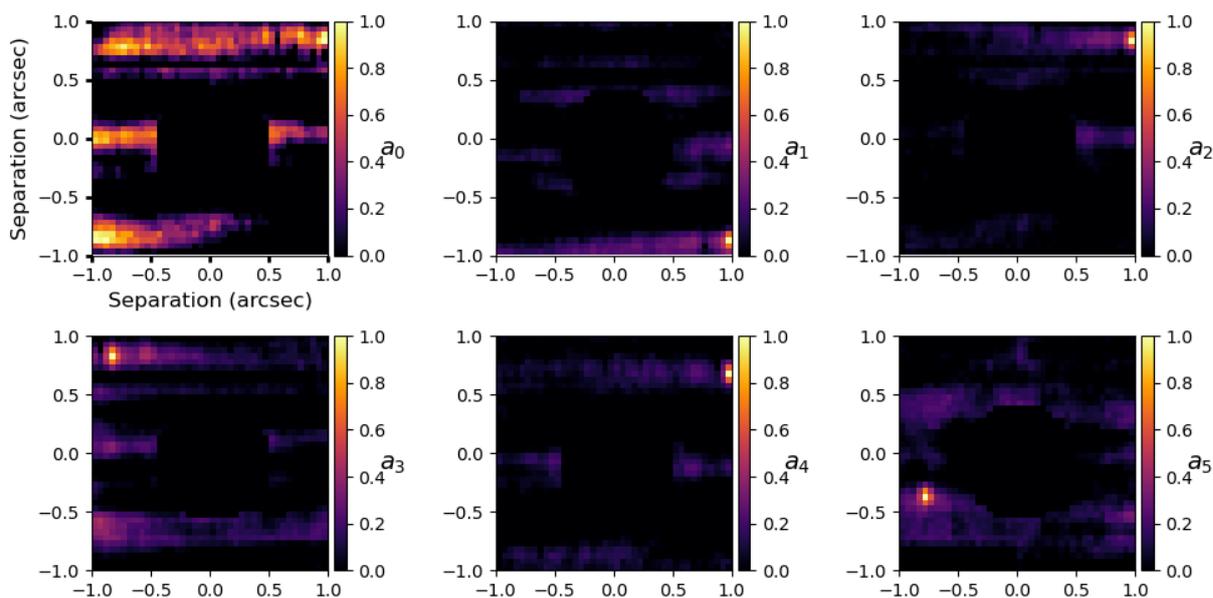


FIGURE 5.7 – Cartes d'abondances obtenues avec les données ERIS/SPIFFIER sur l'étoile 2M0437. La dernière carte correspond à l'abondance du spectre de la planète 2M0437 b (trouvé à la 5ème itération) dans les spaxels du champ. Les autres cartes correspondent aux abondances des endmembers trouvés pour les précédentes itérations.

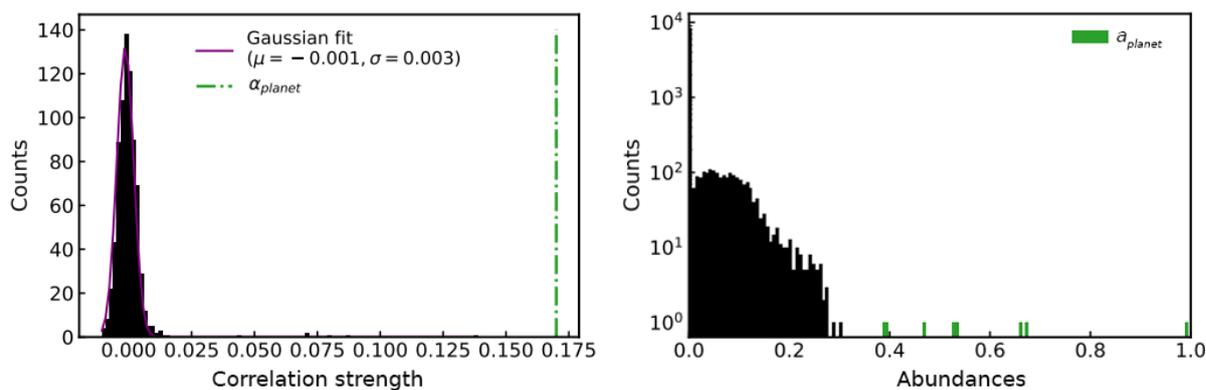


FIGURE 5.8 – (Gauche) Histogramme d’une carte de corrélation après molecular mapping sur des données simulées HARMONI. (Droite) Histogramme de la carte de l’abondance du spectre de la planète. Figure issue et adaptée de Rameau et al. (2021).

Pour remédier à ces problèmes, je propose une forme hybride de cet algorithme non supervisé. Après avoir exécuté le pré-processing de filtrage, j’identifierai dans un premier temps les systématiques principales soit par une analyse ACP pour retirer les premières composantes, soit par identification de endmembers liés à ces systématiques. L’avantage d’identifier des endmembers serait potentiellement de limiter une auto-soustraction due à l’impact du signal planétaire sur les premières composantes ACP. Ensuite, à la place de minimiser la quantité de l’équation 5.1, je sommerai quadratiquement chaque canal spectral du cube de chaque spaxel pour simplement se ramener au cas statistique développé dans la section 5.3. J’ai suivi ces étapes et obtenu les cartes de la Figure 5.9. Celle de gauche correspond à la carte du χ_2 sans correction de systématiques, tandis que celle de droite correspond à celle avec correction. La correction a été faite avec l’identification de 10 endmembers autre que celui de la planète. Cette base de endmembers a été orthogonalisée et la projection de chaque spaxel sur chaque endmembers a été soustraite de l’image. Nous constatons une amélioration de la visibilité du compagnon.

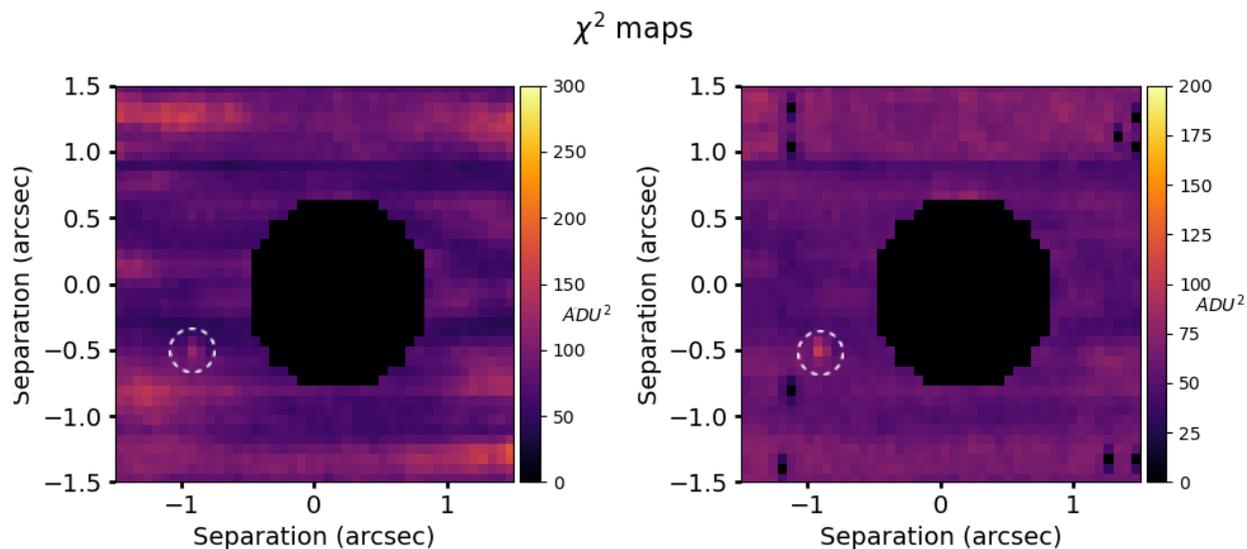


FIGURE 5.9 – Cartes de détection de 2M0437 b avec une somme quadratique de chaque canal spectral sans (gauche) et avec (droite) correction de systématique. L’emplacement du compagnon est repéré par le cercle en pointillés.

5.5 Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai tenté d'explorer les dépendances et limitations d'une méthode de détection non supervisée de manière analogue à ce que j'avais fait pour décrire le molecular mapping en Chapitre 2.

Cette méthode ne permet pas de ne pas filtrer le continuum du spectre planétaire, mais permet effectivement de ne pas avoir de perte de signal comme c'est le cas actuellement pour le molecular mapping à cause de mauvaises concordances planètes/modèles. Toutefois, le fait de ne pas avoir d'a priori sur le spectre de la planète rend la tâche plus compliquée pour l'identification et détection du "endmember" correspondant à la planète. Cela se traduit par un SNR moins bon que celui que produirait la corrélation croisée du molecular mapping en régime de faible SNR. La technique à l'heure actuelle pourrait être avantageuse/équivalente au molecular mapping pour des cas de mauvaise concordance ($\cos(\theta_{planet}) \leq 0.28$). En pratique, l'application de la méthode sur les données ERIS/SPIFFIER a montré que la recherche du spectre planétaire est encore plus exigeante vis-à-vis de l'étape de pré-réduction des données du cube que pour le molecular mapping. Le spectre correspondant au spaxel le plus lumineux de la planète avait néanmoins été choisi comme "endmember" au bout de la cinquième itération.

L'estimation des cartes d'abondance permettait à Rameau et al. (2021) de dériver le SNR de détection. Néanmoins, je pense que pour des raisons statistiques, la signification de cette valeur de SNR n'est pas à rapprocher avec le seuil de 5σ habituel dans le cas d'un bruit gaussien. Je préfère ainsi rester sur la définition que je donne en équation 5.6 en me concentrant uniquement sur l'étape de recherche du spectre planétaire qui est équivalent à mon sens à calculer la norme (au carré ou non) de chaque spaxel du champ.

L'impact de la qualité de la pré-réduction impacte la recherche non supervisée au moins autant que pour le molecular mapping. Il serait intéressant de revisiter cette méthode pour l'appliquer à des données mieux réduites pouvant permettre une exploration conjointe d'un même jeu de données.

Néanmoins, je pense que le molecular mapping restera la méthode de détection privilégiée par rapport à une approche non supervisée, surtout avec l'émergence de nouvelles bibliothèques de modèles de spectres qui deviendront sûrement plus précis à mesure que des spectres à haute résolution seront collectés sur de vraies planètes.

L'obtention de ces spectres à haute résolution va devenir plus facile dans les années à venir avec notamment l'émergence de nouveaux instruments spécialement conçus pour ce cas scientifique. Dans le prochain et dernier chapitre de ce manuscrit, je décris mon implication et les résultats que j'ai obtenus sur la calibration et l'extraction de données d'un spectromètre à haute résolution spectrale optimisé pour la caractérisation d'exoplanètes.

Chapitre 6

High Dispersion Coronagraphy

Contents

6.1 Nouveaux designs de spectrographes : le VIPA	117
6.1.1 Principe et avantages de la Haute Dispersion Coronographique	117
6.1.2 Fonctionnement et expérimentations du VIPA	121
6.2 Mise en fonctionnement du VIPA	125
6.2.1 Optimisation de l'injection de la lumière dans le composant VIPA	125
6.2.2 Étalonnage du VIPA	125
6.2.3 Premiers résultats et validations de l'instrument en laboratoire	129
6.3 Test sur ciel à l'observatoire du Mont Palomar	132
6.3.1 Intérêt des observations au Mont Palomar	132
6.4 Leçons retenues et perspectives	137

6.1 Nouveaux designs de spectrographes : le VIPA

6.1.1 Principe et avantages de la Haute Dispersion Coronographique

Nous avons vu dans les chapitres précédents que la diversité spectrale permettait de s'affranchir du bruit de speckle et ainsi de potentiellement permettre d'optimiser les détections à plus courtes séparations. Malgré cela, les IFS doivent faire des compromis entre la résolution spectrale, le champ de vue et la largeur de la bande spectrale à imager à cause de la ressource limitée de pixels. La spectroscopie à haute résolution est donc délicate à mettre en place sur un IFS, pourtant, il y a des intérêts astrophysiques forts de caractérisation qui motivent la haute résolution spectrale. Dans cette optique, des démonstrations de caractérisation à haute résolution spectrale d'exoplanètes ont été faites dans le cas où la planète n'est pas résolue (ou presque non résolue à cause de la qualité d'image médiocre) (Snellen et al., 2014). Cette méthode a ses limites à cause du bruit de photon de l'étoile trop important. Un spectromètre bénéficierait alors d'être couplée avec un instrument à haut-contraste pour résoudre angulairement la planète de son étoile et donc de limiter énormément le bruit de photon stellaire. Dans ce cas, les images produites par le haut-contraste sont limitées par la diffraction et cela engendre donc naturellement la possibilité d'avoir des spectromètres alimentés par des fibres monomodes. En contrepartie, une bonne optique adaptative est requise pour que l'injection de la lumière planétaire soit efficace. Le couplage de ce type de spectromètre à haute résolution spectrale et d'imagerie haut-contraste est appelé Haute Dispersion Coronographique (HDC).

Dans ce cadre, le projet HiRISE au VLT (Vigan et al., 2022) a pour principe de relier CRIRES+ (Follert et al., 2014) et SPHERE pour caractériser des compagnons à une résolution $R \simeq 100000$. Ainsi, une fibre optique monomode sera placée dans le plan focal de SPHERE pour alimenter le spectromètre

CRIRES+. Du côté américain, un projet HDC est déjà sur ciel. Il s'agit du projet KPIC (Keck Planet Imager and Characterizer) (Wang et al., 2021) qui est entré en phase 2 récemment après avoir couplé le spectromètre Keck/NIRSPEC ($R \simeq 35000$) (McLean et al., 1998; Martin et al., 2018) au système d'OA de Keck II amélioré d'un senseur de front d'onde pyramide dans le proche infrarouge. Dans les deux cas, la position de la fibre est précisément contrôlée par un module d'injection (El Morsy, M. et al., 2022; Finnerty et al., 2022) pour correspondre à l'emplacement de l'exoplanète et ainsi efficacement injecter sa lumière dans le spectromètre. Le fonctionnement du module d'injection est similaire pour les deux instruments. Le principe fondateur est d'utiliser une fibre rétro-éclairée avec une source de calibration pour pouvoir relever la position actuelle de la fibre sur une caméra de tracking (Figure 6.1). Cette injection de la lumière planétaire dans la fibre peut être plus ou moins efficace. En effet, l'injection de la fibre peut être vue comme un filtrage spatial résultant du produit entre le champ électrique de la lumière de la planète (i.e. la PSF) dans le plan focal et le mode gaussien de la fibre monomode (Otten, G. P. P. L. et al., 2021; Jovanovic, N. et al., 2017) (equation 6.1).

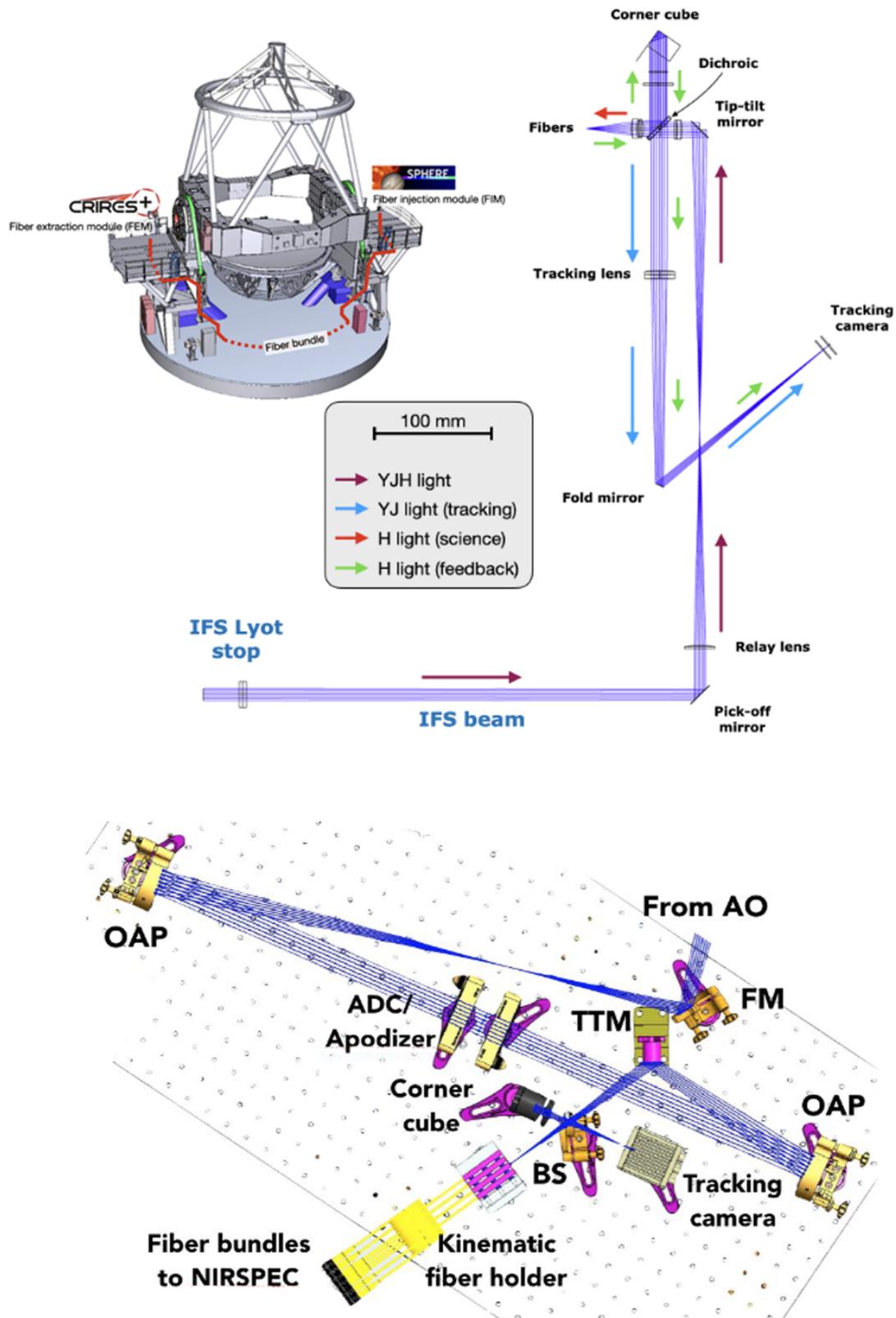


FIGURE 6.1 – (Haut) Schéma du module d’injection de fibre pour HiRISE. Le faisceau issu de SPHERE est envoyé sur un tip-tilt mirror qui réfléchit la lumière vers le séparateur de faisceau. Le faisceau correspondant à la bande H est envoyé vers la fibre science et la lumière des bandes YJ est envoyée à la caméra de tracking. De la lumière provenant d’une fibre est également envoyée vers la caméra de tracking par rétro-éclairage. Figure issue de El Morsy, M. et al. (2022). (Bas) Schéma du module d’injection de fibre de KPIC. Figure issue de Mawet et al. (2016)

$$\eta = \frac{|\int E_{SMF}^* \cdot E_{PSF} dS|^2}{\int |E_{SMF}^*|^2 dS \cdot \int |E_{PSF}|^2 dS} \quad (6.1)$$

Ainsi, si la PSF était gaussienne, l'injection dans la fibre serait parfaite et il n'y aurait pas de perte de lumière. Cependant, dans le cas d'une correction parfaite sur une pupille circulaire uniforme, la PSF est une tâche d'Airy et n'a pas un profil gaussien, mais s'y apparente avec une efficacité de couplage proche de 80 %. Dans le cas d'une pupille de télescope avec une obstruction centrale, cette efficacité est encore moins bonne. Une technique pour augmenter ce taux de couplage est de placer un apodiseur (Jovanovic, N. et al., 2017; Calvin et al., 2021), mais il y a un compromis à faire entre l'efficacité de couplage et de la transmission ce dernier. À noter qu'en plus de cette efficacité de couplage, il y a également un facteur multiplicatif de transmission de l'ordre du Strehl puisque l'on injecte uniquement la lumière contenue dans le cœur de la PSF. La qualité de la correction d'OA va être ici cruciale pour se rapprocher de cette efficacité maximale. De plus, la PSF coronagraphique peut également dégrader l'efficacité d'injection (Figure 6.2).

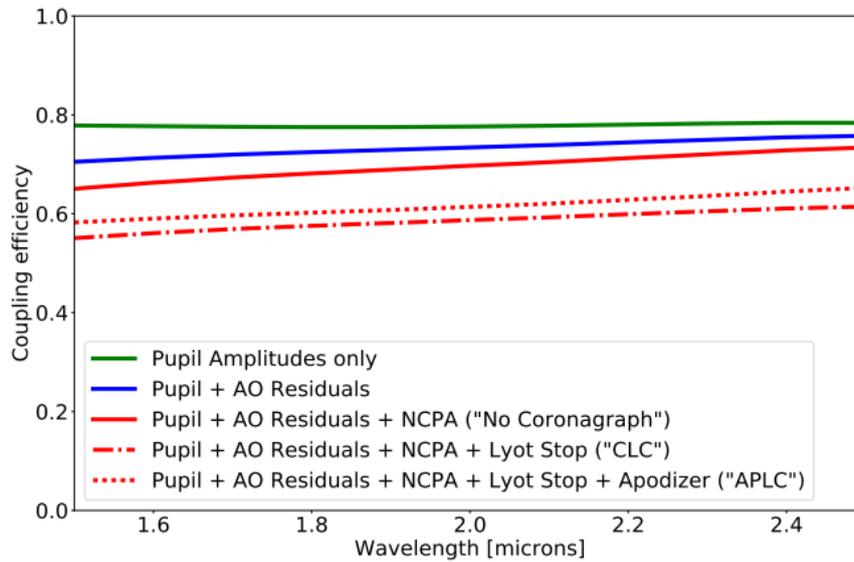


FIGURE 6.2 – Figure issue de Otten, G. P. P. L. et al. (2021) estimant l'efficacité de couplage dans le cas d'HiRISE avec le cas où la PSF est parfaite (en vert), le cas d'une PSF avec des résidus d'OA typiques de SPHERE (en bleu), les cas d'une PSF coronagraphique avec résidus d'OA (en rouge) pour plusieurs cas de coronagraphes considérés.

Le centrage de la fibre par rapport à la position de la planète est également critique pour une bonne efficacité de couplage. La Figure 6.3 montre l'efficacité de couplage en fonction de la précision du centrage de la fibre. Cette figure prouve qu'un centrage précis à $0.1 \lambda/D$ provoque une perte de transmission d'environ 2.5 % contre environ 10 % pour une précision à $0.2 \lambda/D$

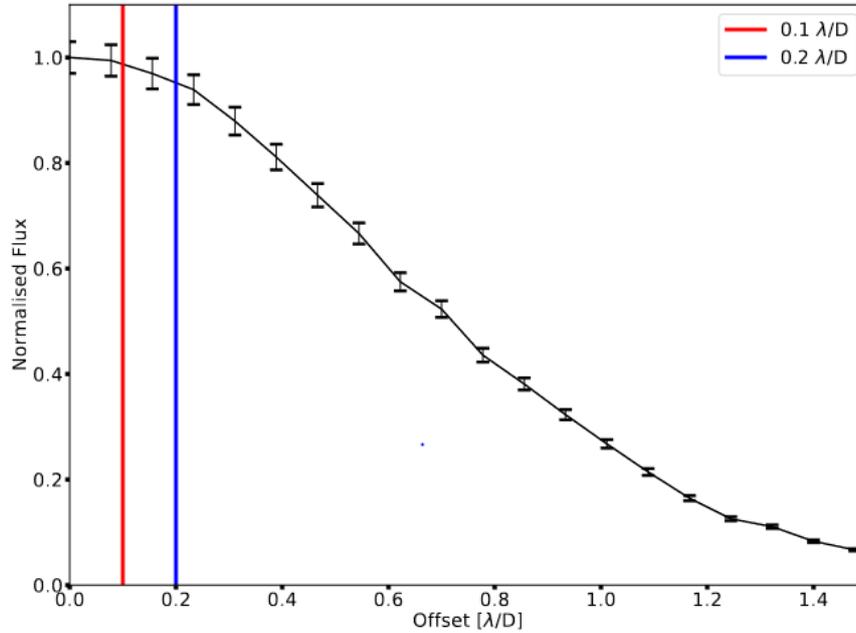


FIGURE 6.3 – Figure issue de El Morsy, M. et al. (2022) estimant l’efficacité de couplage en fonction de la précision du centrage du module d’injection de fibre. L’efficacité est normalisée par rapport au maximum atteint pour un centrage parfait.

Si, à première vue, ce filtrage spatial semble très contraignant, il possède néanmoins l’avantage de filtrer les speckles et donc réduire le bruit de photons stellaires. En effet, les speckles, même s’ils possèdent une taille caractéristique s’approchant de celle de la FWHM de la PSF, vont se déplacer spatialement et l’injection moyenne des speckles dans la fibre au niveau de l’emplacement de la planète va être faible.

Cette recherche de précision et d’optimisation de l’injection d’une source dans la fibre est un sujet complexe d’un point de vue ingénierie et est un axe de recherche à part entière. Des travaux ont également débuté avec des contrôles spécifiques de l’OA pour réduire le flux stellaire injecté dans la fibre, par exemple en faisant du speckle nulling (Mawet et al., 2017) ou par des techniques itératives de couplage du champ électrique (Sayson, 2019; Llop-Sayson et al., 2022). Une piste de travail est également envisagée à l’IPAG avec le banc CIDRE pour tester des apodisations différentes. Des recherches s’orientent également vers la possibilité d’intégrer plusieurs fibres en entrée de spectromètre. Cela pourrait être utile soit pour faire des mesures différentielles pour éliminer encore plus la contamination stellaire, soit pour finalement couvrir un très faible champ de vue, par exemple pour explorer entièrement une région située à 1 ou 2 λ/D . Ce dernier cas est envisagé pour RISTRETTO avec 7 fibres en entrée (Lovis et al., 2022).

En parallèle des optimisations critiques d’efficacité de couplage, de stabilité d’injection et de minimisation du flux stellaire, l’optimisation d’un spectromètre est également majeur. Dans ce domaine de recherche, mon travail s’oriente sur l’utilisation et le design d’un spectromètre conçu spécialement pour l’observation de sources ponctuelles avec une motivation forte pour augmenter la transmission.

6.1.2 Fonctionnement et expérimentations du VIPA

Motivation pour la conception de spectromètres fibrés

Bien que les spectromètres actuels comme VLT/CRIFRES+ ou Keck/NIRSPEC peuvent être couplés avec des instruments haut-contraste, ces spectromètres ont été conçus pour accommoder une injection limitée par le seeing. Un spectromètre dédié à l’observation de sources non étendues limitées par la diffraction serait alors bénéfique. En effet, le fait d’avoir une petite étendue optique en entrée de spectromètre est profitable au design qui peut être plus compact qu’un spectromètre habituel tout en gardant la même résolution spectrale et limite le bruit de background. De plus, le spectromètre serait

indépendant du télescope et de l'instrument sur lequel il serait couplé. Cette technologie très prometteuse nous a motivé à concevoir un démonstrateur technologique. Ce projet a été pensé et porté à l'IPAG avec la conception d'un spectromètre VIPA, mais le projet rassemble, dans une motivation commune, beaucoup de collaborateurs internationaux, tous intéressés par la perspective d'explorer des voies alternatives de spectromètre à haute résolution efficace dans l'infrarouge. Des spectromètres sont d'ailleurs en cours de développement pour plusieurs projets notamment à Caltech avec HISPEC (Mawet et al., 2022). Ce spectromètre a pour but de remplacer NIRSPEC au sein de KPIC, et également de servir de démonstrateur pour le design du futur instrument de caractérisation MODHIS qui équipera le Thirty Meter Telescope (TMT). Notre développement a favorisé des échanges avec ces acteurs, notamment avec Caltech et Montréal, aboutissant à des partages d'informations et de matériels.

Principe d'un spectromètre VIPA

Le spectromètre VIPA développé à l'IPAG sur lequel j'ai travaillé se base alors sur ce principe (Bourdarot et al., 2018). Outre la possibilité de compacité et de versatilité, ce nouveau spectromètre remplace l'habituel réseau échelle par un autre composant très transmissif : le VIPA (Virtually Imaged Phase Array). Le VIPA est fondamentalement une cavité de Fabry-Pérot inclinée (voir Figure 6.4). Il est donc constitué d'une paire de miroirs en vis-à-vis. Ici, l'un des miroirs est totalement réfléchissant et l'autre possède un coefficient de réflexion R inférieur à 1. Ainsi, une partie de la lumière entrante dans la cavité est réfléchiée et l'autre est transmise. Cela permet d'introduire des différences de marches entre les réflexions successives. Schématiquement, cette différence de marche est représentée par les sources virtuelles qui sont décalées les unes par rapport aux autres de $\delta = 2nt\cos(\theta_i)$ de la Figure 6.4. Les p sources virtuelles interfèrent ainsi entre elles et forment un motif de diffraction qui peut être décrit par la formule suivante :

$$I(\lambda, x) = I_0(\lambda) \cdot \exp\left(-2\left(\frac{x}{W_{env}}\right)^2\right) \cdot \frac{1}{1 + \left(\frac{2}{\pi}F\right)\sin^2\left(\frac{2\pi}{\lambda}nt\cos(\theta_i)\right)} \quad (6.2)$$

Avec x la coordonnée verticale, F la finesse du Fabry-Pérot défini par l'équation 6.3 et W_{env} est une gaussienne. Celle-ci est définie par la largeur du faisceau gaussien dans la fibre, W_0 multipliée par le rapport des focales de la lentille de focalisation sur le détecteur et de la lentille cylindrique permettant la focalisation dans le composant VIPA : $W_{env} = W_0 \times f_{cam}/f_{cyl}$.

$$F \approx \frac{\pi R^{1/4}}{1 - R^{1/2}} \quad (6.3)$$

La finesse dépend du facteur de réflexion R du second miroir. Plus celui-ci se rapproche de 1, plus la finesse est grande. Ce coefficient quantifie la finesse des pics du motif de diffraction du Fabry-Pérot.

Le premier facteur de l'équation 6.2, I_0 , est un terme de normalisation par rapport à l'intensité en amont du VIPA, le second terme correspond à une enveloppe gaussienne qui module le motif de diffraction de l'interféromètre de Fabry-Pérot décrit dans le troisième terme. Notons que ce motif de diffraction est une fonction lorentzienne. L'enveloppe gaussienne est due à la ré-imagerie de la sortie de fibre monomode qui a une distribution d'intensité gaussienne.

La résolution spectrale en sortie de l'interféromètre de Fabry-Pérot est donnée par la relation :

$$R = p \times F \quad (6.4)$$

où p est un nombre entier qui correspond au numéro du pic observé. Ce nombre est donné par la relation :

$$p = \frac{2nt\cos(\theta_i)}{\lambda} \quad (6.5)$$

Il est facile d'atteindre des très hautes résolutions spectrales ($R \simeq 10^6$) avec un VIPA en jouant sur

la finesse de l'instrument (qui dépend de la qualité du revêtement du miroir 6.3) et/ou sur l'indice et la largeur de la cavité.

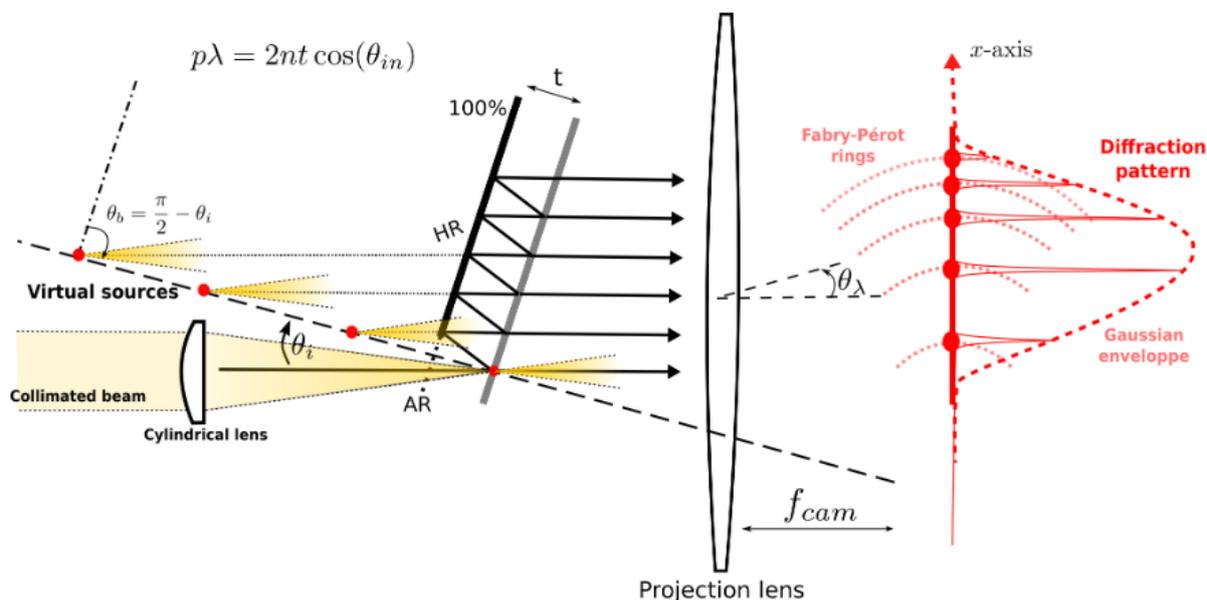


FIGURE 6.4 – Schéma de fonctionnement du composant VIPA. Figure issue de Bourdarot et al. (2018).

Ce composant va ainsi permettre une première dispersion selon l'axe vertical du détecteur. Le composant VIPA est très transmissif (presque 100 % en bande H pour celui utilisé dans le design actuel et 80 % pour celui en bande K) et peu polarisé, ce qui est un gros avantage par rapport aux concepts habituels constitués de réseaux échelles. Un réseau échelle est tout de même utilisé pour permettre une seconde dispersion croisée de la lumière sur l'axe horizontal du détecteur. Le bilan de transmission du design du spectromètre VIPA est résumé en Figure 6.5. La transmission totale de l'instrument est donc d'environ 40 % en bande H, soit environ 2 fois plus transmissif qu'un spectromètre comme CRIRES+.

Item	H band	K band
5 m Fiber	100%	84%
Relay Optics	80%	80%
VIPA	100%	80%
Grating	70%	80%
Spectro itself, incl. fibers	56%	43%
H2RG QE	70%	
Total, incl. QE	40%	30%

FIGURE 6.5 – Bilan de transmission du VIPA dans son design actuel. Figure issue de Bourdarot et al. (2018).

Le concept et la faisabilité d'un spectromètre VIPA avaient déjà été démontrés à l'IPAG dans le visible à très haute résolution ($R \simeq 200000$) par Bourdarot et al. (2017). Nous avons la volonté de pousser cette démonstration en laboratoire dans le proche infrarouge pour s'approcher de notre but scientifique de caractérisation d'exoplanète. Une nouvelle preuve de concept d'un spectromètre VIPA a donc été mis en place (Figure 6.6). Le composant VIPA a été choisi de manière à ce que la résolution spectrale effective du spectromètre soit d'environ $R \simeq 80000$ en bande H (Bourdarot et al., 2018) avec

une bande spectrale s'étalant sur 120 nm entre 1.58 et 1.7 μm . Le spectromètre pourra alors bénéficier d'une comparaison directe avec les spectromètres à très haute résolution actuels comme CRIFRES+. Le spectromètre possède également deux entrées de fibres permettant de caractériser simultanément deux sources limitées par la diffraction. Cela peut servir à capturer le spectre de l'étoile en même temps que celui de l'exoplanète pour une future soustraction et/ou une estimation des absorptions telluriques. La deuxième voie peut aussi être sur une source interne pour prendre en compte les instabilités potentielles de l'instrument.

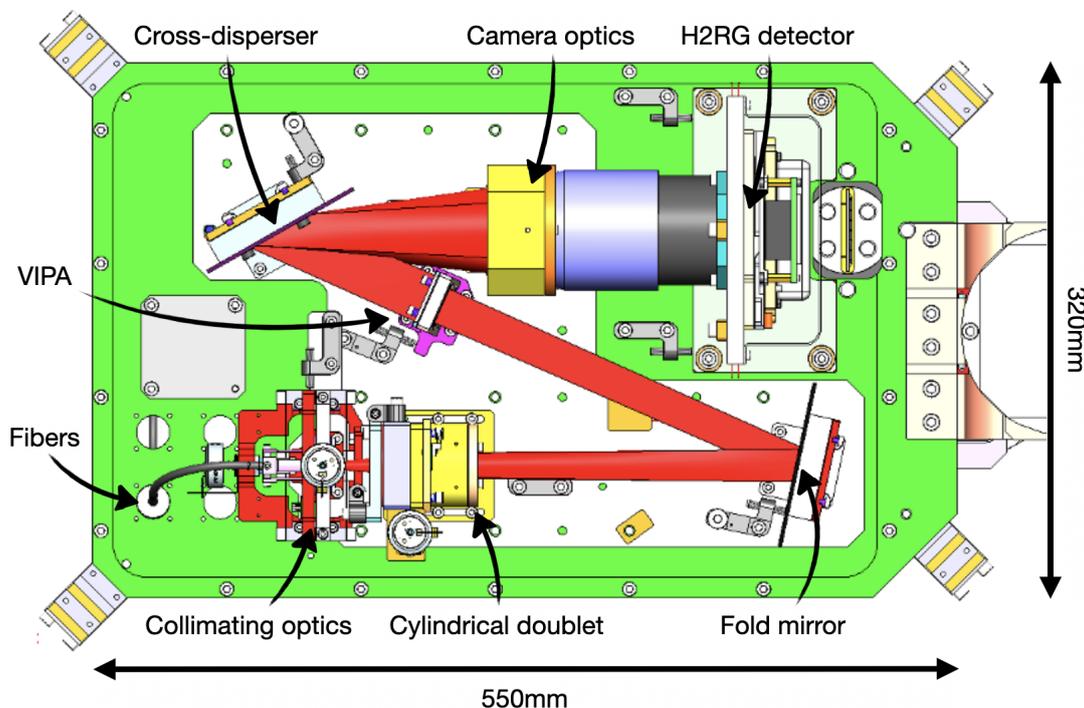


FIGURE 6.6 – Vue de dessus du banc H actuel du spectromètre VIPA. La lumière est injectée par les fibres monomodes, le faisceau collimaté rentre dans le composant VIPA. La lumière sort dispersée selon l'axe vertical et est ensuite dispersée selon l'axe horizontal grâce au cross-disperser. La lentille convergente permet d'observer les ordres de diffraction sur le détecteur. Figure issue de Carlotti et al. (2022)

La Figure 6.7 montre les ordres de diffraction (pour une seule entrée de fibre) obtenus avec le spectromètre VIPA.

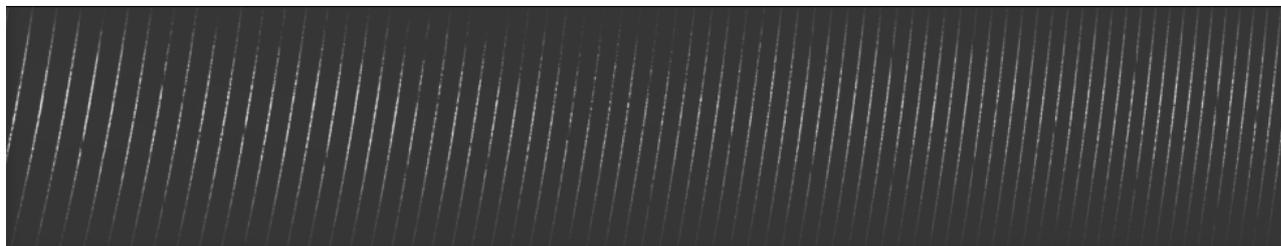


FIGURE 6.7 – Ordres de diffraction du VIPA.

Au début de ma thèse, les pièces opto-mécaniques constituant le banc venaient d'être assemblées et intégrées dans l'enceinte cryogénique dédiée, mais il restait encore la majorité des calibrations et des validations en laboratoire à faire. En effet, la validation des spécifications de l'instrument (transmission, résolution effective), la mise en place d'une routine de calibration et l'extraction des spectres à partir des données brutes restaient à être mises en place. Je me suis donc investi sur ces trois aspects dans l'optique de pouvoir bien préparer l'instrument en amont d'observations sur ciel.

6.2 Mise en fonctionnement du VIPA

6.2.1 Optimisation de l'injection de la lumière dans le composant VIPA

Le spectromètre a plusieurs points critiques d'injection à contrôler pour s'assurer du bon fonctionnement de l'instrument. Ces points critiques sont situés au niveau de l'injection du faisceau focalisé en sortie de lentille cylindrique (Figure 6.4). En effet, la lentille cylindrique a pour but de focaliser la lumière non pas en un point, mais sur un axe horizontal. Cet axe horizontal doit correspondre à la fente du composant VIPA permettant à la lumière de pénétrer dans la cavité. La hauteur, la rotation et la focalisation de l'axe doivent être ajustées et l'idée initiale était de faire des itérations sur des réglages à chaud jusqu'à ce que le réglage optimal soit trouvé (Figure 6.8). Cependant, nous avons rapidement abandonné cette idée, car d'une part, il était difficile de quantifier la qualité d'injection uniquement à partir d'une image brut pour des petits déplacements, et d'autre part, le refroidissement et la mise à vide du spectromètre provoquent une dilatation du banc qui pouvait faire varier trop facilement les réglages. Trois piézos ont donc été ajoutés au banc pour que chacun puisse contrôler un axe lorsque l'instrument est à froid et sous vide.

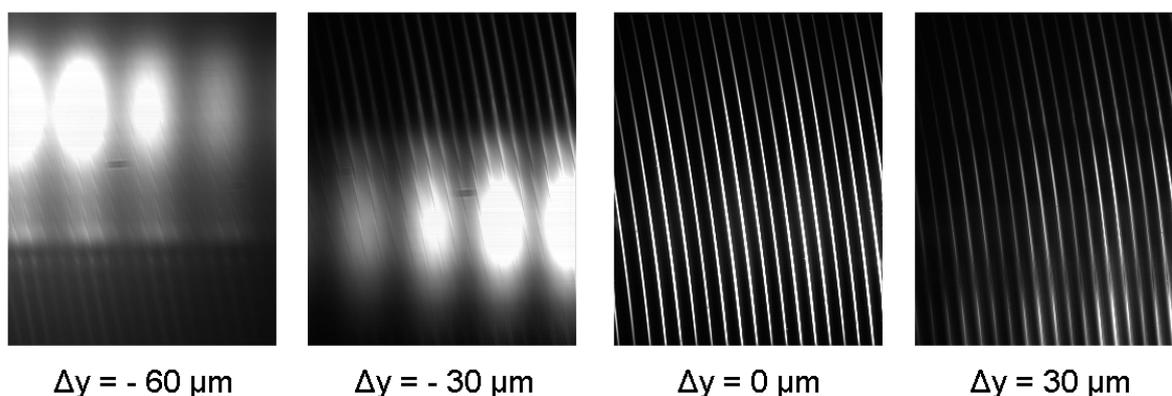


FIGURE 6.8 – Images brutes obtenues avec une caméra C-RED lors d'un alignement à chaud visant à optimiser l'injection de la lumière dans la fente du VIPA.

J'ai mis en place une procédure automatique pour contrôler l'injection dans le VIPA. Celle-ci consiste à contrôler d'abord la hauteur qui s'avère être le paramètre le plus critique. Des commandes sont envoyées au piézo pour déplacer au fur et à mesure le composant VIPA sur l'axe vertical afin d'effectuer un balayage. Une mesure du flux total projeté sur le détecteur est enregistrée pour chaque déplacement. Le balayage permet de mettre en évidence un optimal de transmission qui correspond au déplacement à effectuer pour injecter le faisceau lumineux dans la fente du VIPA. La procédure identifie le déplacement correspondant à ce maximum de transmission et envoie la commande au piézo de revenir légèrement en amont de ce déplacement pour prendre en compte l'hystérésis du piézo. Le piézo effectue alors un petit balayage jusqu'à atteindre à nouveau la transmission maximale. La procédure passe ensuite aux deux autres axes de la même manière.

6.2.2 Étalonnage du VIPA

Identification des mauvais pixels

Les calibrations ont été rendues délicates à cause de la qualité du détecteur H2RG utilisé noté "engineering grade" prêté par l'équipe de Montréal. La Figure 6.9 montre la carte de mauvais pixels sur la zone utilisée du détecteur. La population de mauvais pixels est ici découpée en plusieurs groupes définis de la manière suivante :

- les pixels chauds définis comme les pixels saturés (14 % des pixels du détecteur).
- les pixels déficients sont définis comme ceux qui ont une variance supérieure à 3 fois celui bruit de détecteur (23 % des pixels du détecteur).
- les pixels à réponses non-linéaires. Le régime de linéarité du H2RG est situé entre 0 et 20000 ADU. Les pixels qui sont supérieurs à cette valeur de 20000 ADU et qui n'appartiennent pas aux deux catégories précédentes sont également identifiés (9 % des pixels du détecteur)

Ce sont donc plus de 45 % des pixels qui ne sont pas utilisables pour la science.

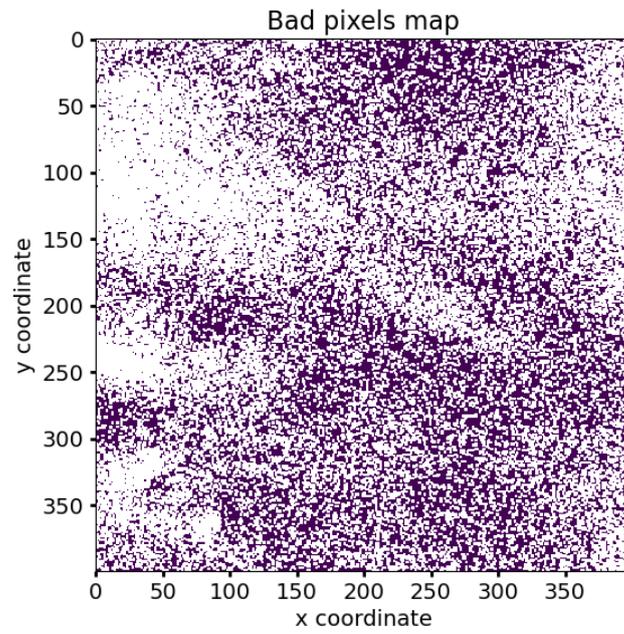


FIGURE 6.9 – Carte de mauvais pixels sur la partie la moins dégradée du détecteur H2RG. Les mauvais pixels sont en blanc.

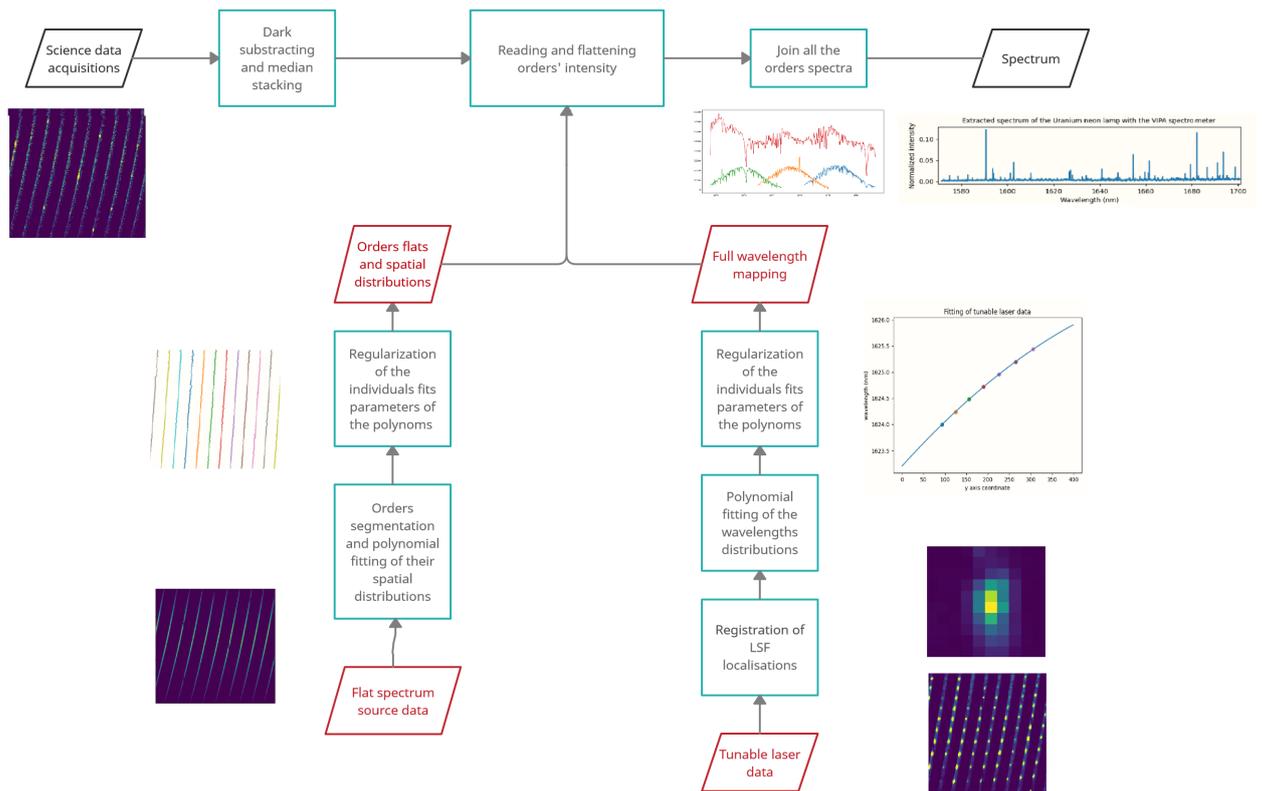


FIGURE 6.10 – Diagramme de l'extraction de données du VIPA

Procédure de calibration pour la réduction de données

À l'heure actuelle, deux fichiers de calibration (pour chaque entrée de fibre) sont nécessaires à la réduction de données :

- Des données prises à partir de source blanche qui permettent l'identification des ordres de diffraction.
- Des données du laser accordable qui permettent la construction d'une solution en longueur d'onde $\lambda(y, n)$ (y est la coordonnée verticale du détecteur et n est le numéro de l'ordre de diffraction).

Identification des ordres

Les données source blanche sont acquises avec une lampe Tungstène. Outre la possibilité de réaliser un flat, ces données-là sont utiles pour segmenter spatialement les ordres de diffraction du VIPA. Ainsi, après soustraction du dark et identification des mauvais pixels, le profil d'intensité de chaque ligne (utile) du détecteur est analysé pour repérer le pic de chaque ordre. Des polynômes d'ordre 4 sont alors ajustés pour décrire et modéliser la courbure (i.e. la répartition spatiale) de chaque ordre sur le détecteur (Figure 6.11). Cela permet de segmenter l'image et de pouvoir analyser chaque ordre séparément par la suite. La présence omniprésente de mauvais pixels a poussé à régulariser les coefficients de ces polynômes entre eux pour affiner les résultats. Dans le design actuel, on décompte 74 ordres de diffraction pour chaque entrée de fibre.

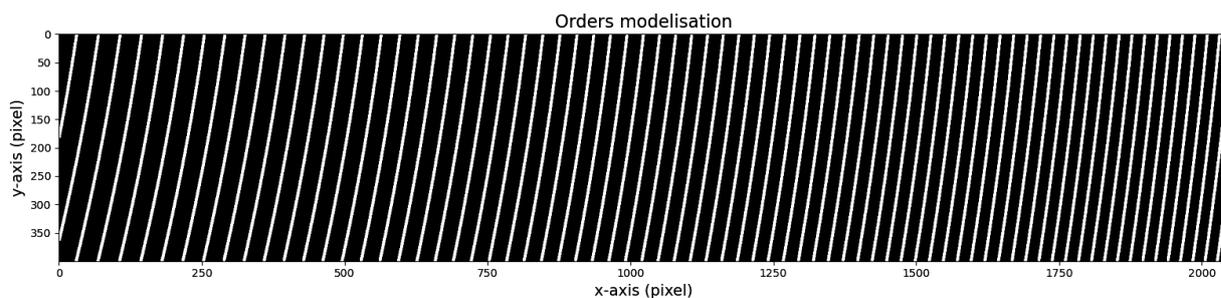


FIGURE 6.11 – Identification de la courbure des ordres du VIPA.

Création de la solution en longueur d'onde

Les données du laser accordable sont utiles pour créer la solution en longueur d'onde pour chaque ordre. Le laser accordable utilisé permet de choisir une longueur d'onde entre 1560 nm et 1680 nm avec un pas de 0.015 nm. Un ordre représente environ une largeur spectrale de 2 nm. Nous avons décidé de balayer finement les ordres avec une dizaine de points lasers par ordre pour s'assurer d'une bonne qualité d'ajustement par polynômes de la solution en longueur d'onde (Figure 6.12). Un interféromètre de Fabry-Pérot avec un laser référence λ_0 est aussi envisagé pour réaliser et accélérer cette calibration. L'avantage du laser accordable était double. Il permet de contrôler précisément sa puissance de sortie pour estimer la transmission locale au sein d'un ordre. Le deuxième est que pour une seule et même longueur d'onde, il peut y avoir jusqu'à 3 LSF (Line Spread Function). Il serait donc impossible d'identifier les doublons avec un Fabry-Pérot en ne connaissant uniquement la fréquence d'échantillonnage de l'interféromètre et une seule référence λ_0 .

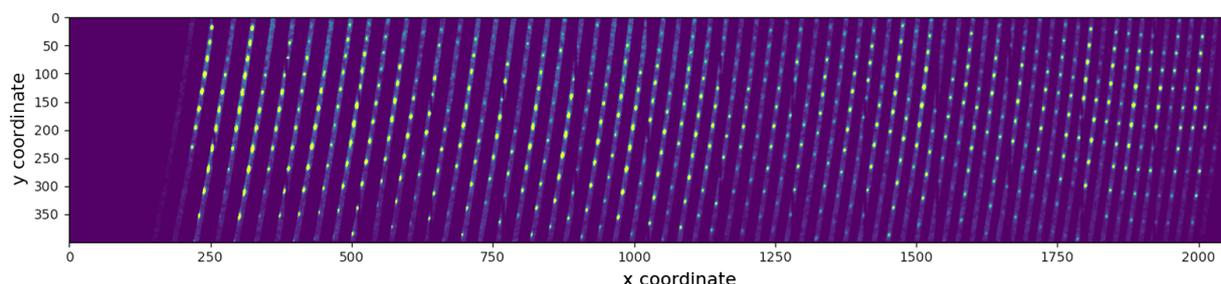


FIGURE 6.12 – Données de calibration avec le laser accordable. Image composite de 500 longueurs d'ondes balayées.

Recollement des ordres du VIPA

Après la création de la solution en longueur d'onde, les données sciences peuvent être analysées. Après soustraction du dark, les acquisitions en rampe sont réduites et empilées pour former une seule image par acquisition. Chaque ordre de diffraction est ensuite balayé verticalement pour l'estimation du flux associé à une longueur d'onde. L'estimation se fait par l'ajustement d'une Gaussienne sur le profil horizontal de l'ordre. Les morceaux de spectres correspondant à chaque ordre sont ainsi obtenus puis interpolés sur une grille de longueur d'onde avec un pas constant (Figure 6.13). L'enjeu suivant était de reconstituer un spectre continu sans dégrader la résolution spectrale lors de la recombinaison de flux (d'une même longueur d'onde) répartis sur des ordres distincts. Ce spectre est ensuite corrigé par le flat de la calibration de source blanche.

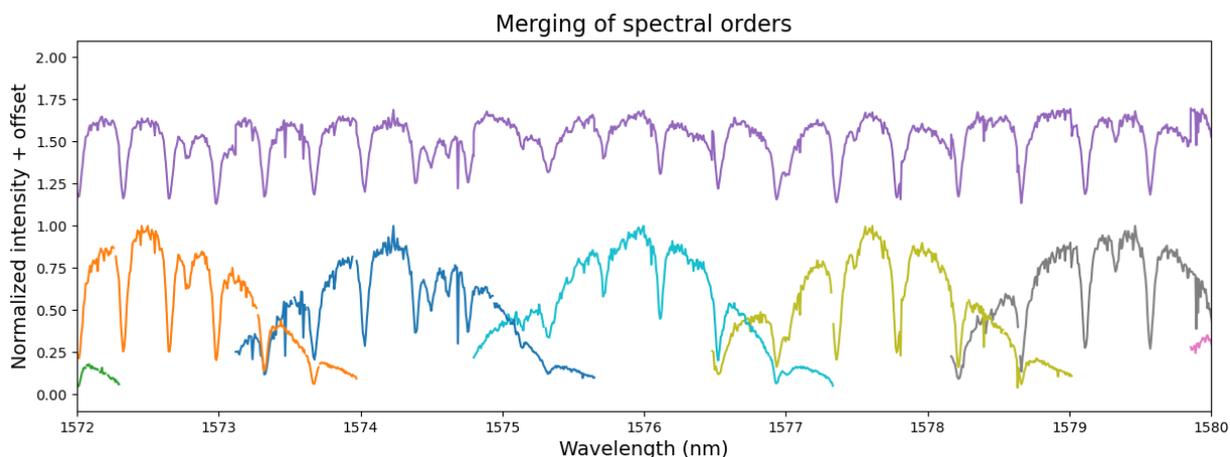


FIGURE 6.13 – Recollement des ordres spectraux individuels. Le spectre violet correspond au spectre total reconstitué à partir des ordres individuels (représentés avec les autres couleurs). Chacun d’eux est projeté sur le détecteur dans une enveloppe gaussienne avec un recouvrement : le flux correspondant à une même longueur d’onde peut se retrouver sur 2 ordres distincts.

6.2.3 Premiers résultats et validations de l’instrument en laboratoire

Estimation de la transmission

L’idée était de faire une première mesure de la transmission grâce au laser accordable dont la puissance d’entrée est très stable. La mesure a l’avantage d’estimer pour chaque longueur d’onde une transmission. Une première mesure avait été effectuée antérieurement à mon implication dans le projet avec cette méthode (Figure 6.14). À noter que le domaine de longueur n’était pas le même que celui actuellement parce que nous avons un ancien laser accordable qui était limité au début de la bande H. Depuis, nous avons orienté différemment le réseau échelle pour centrer la bande spectrale autour des raies d’absorption du méthane. En reprenant les mesures de transmission, nous avons d’abord constaté une grande variabilité de ces mesures, mais également une forte dégradation par rapport à avant. En cherchant à expliquer les origines de cette dégradation, nous avons remarqué que la mesure était sensible à la polarisation de la source. Une inspection visuelle avec un balayage du laser accordable et une puissance fixe en entrée a montré des variations d’intensité très brusques au sein des ordres (Figure 6.15), contrairement à ce qui est obtenu avec l’injection de lumière provenant d’une source blanche non polarisée.

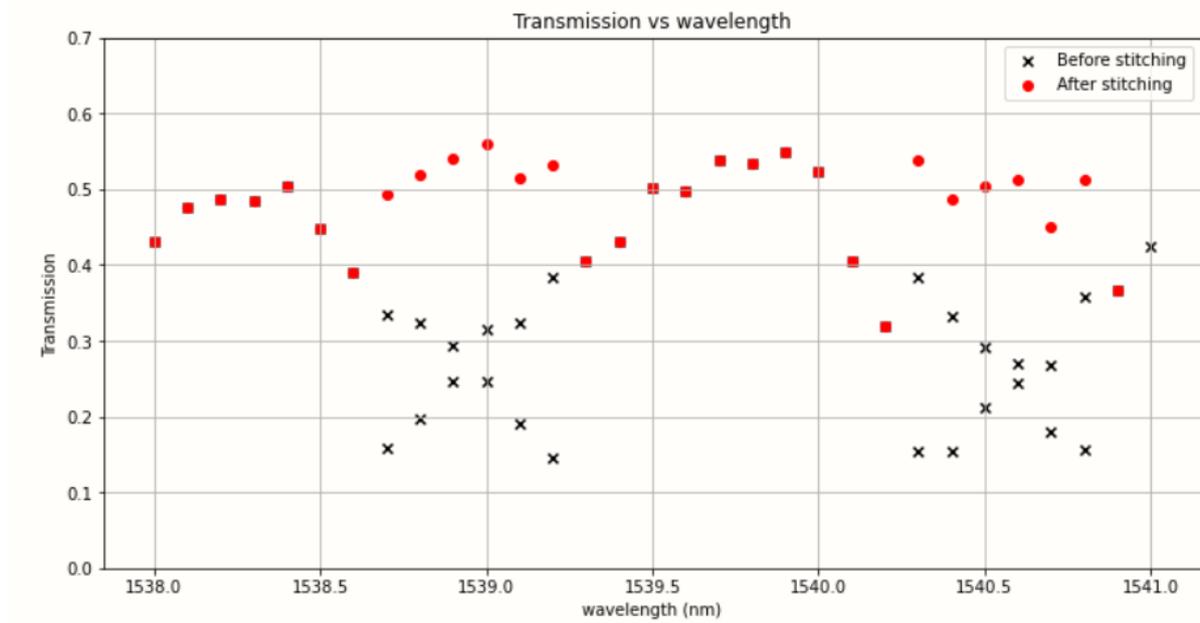


FIGURE 6.14 – Transmission estimée du VIPA pour plusieurs longueurs d’ondes grâce au laser accordable. Les croix noirs correspondent à la transmission de chaque LSF d’une longueur d’onde, tandis que les points rouges correspondent à la transmission totale pour une longueur d’onde après avoir additionné les LSF.

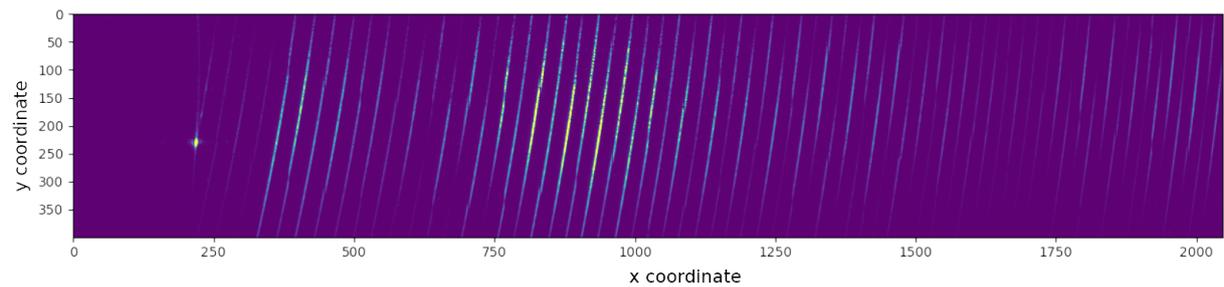


FIGURE 6.15 – Balayage en longueur d’onde réalisé avec un laser accordable avec une puissance constante en entrée.

L’origine de cette polarisation soudaine peut être expliquée par une dégradation de la surface du réseau échelle. Des mesures de la transmission ont été réalisées pièce par pièce, estimant à 20 % la transmission totale de l’instrument avant les observations à Palomar.

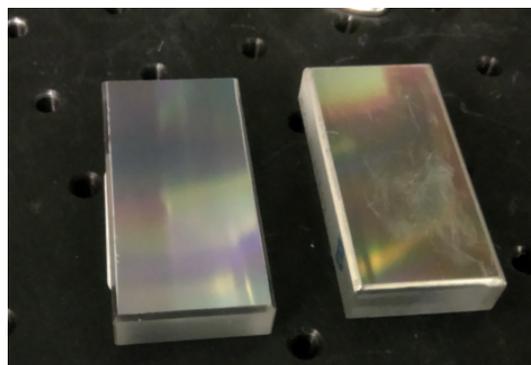


FIGURE 6.16 – Comparaison des deux réseaux avec à gauche le nouveau et à droite le réseau dégradé. Le revêtement de ce dernier est plus jaune et des défauts sont visibles sur sa surface.

Nous avons ainsi, à la fin 2021, un instrument à la transmission maîtrisée et raisonnable pour

	Mesures avant les observations Palomar	Mesures avec le nouveau cross-disperser
Transmission du passage à vide	84 %	77 %
Transmission du banc à l'intérieur du cryostat	23 %	48 %
Bilan	19 %	38 %

TABLE 6.1 – Bilan de transmission avant les observations au Mont-Palomar et après l'intégration du nouveau réseau échelle.

poursuivre la campagne de tests à Palomar, mais dégradé d'un facteur 2 à cause de la surface du réseau 6.16. Le problème a été quasiment résolu à la suite des observations vers la mi-2022 avec l'intégration d'un nouveau réseau. Cependant, il y a une encore perte de transmission de l'ordre de 20 % au niveau de l'entrée des fibres au niveau du passage à vide encore mal comprise. Si cette perte arrive à être corrigée, la transmission de l'instrument sera donc de 48 % se rapprochant de la transmission attendue (voir Table 6.1).

Première extraction spectrale

Un premier test d'extraction de spectre a été réalisé sur une séquence d'acquisition solaire. Un montage simple visant à positionner une fibre mise en série avec des atténuateurs légèrement après le plan focal d'une lentille convergente a rendu possible cette acquisition sans saturer le détecteur. La routine que j'ai développée a permis d'extraire le spectre solaire de la Figure 6.17. Celui-ci montre une bonne similarité avec les pics d'absorptions du spectre de la base de données BASS2000¹. À noter que le spectre BASS2000 a été normalisé par le continuum, expliquant les différences entre les continuums. La Figure 6.18 montre le spectre extrait sur les deux voies. Ce résultat validait la fonctionnalité du spectromètre. Il confirmait également l'efficacité de la procédure de calibration et de la routine d'extraction, avec une bonne fidélité en λ , malgré le contexte difficile d'un instrument entièrement nouveau pour lequel j'ai conçu la calibration et l'extraction à partir de zéro. De plus, il est essentiel de souligner que ces réussites ont été obtenues dans un contexte extrêmement difficile, caractérisé par un détecteur comportant un très grand nombre de mauvais pixels. Les différences peuvent avoir de multiples causes, à commencer par l'importance des absorptions atmosphériques du spectre acquis à Grenoble, et enfin des résidus du traitement des mauvais pixels. En effet, bien que l'approche d'estimation du signal se fasse en ignorant les mauvais pixels dans l'ajustement de gaussiennes cherchant ainsi à rester robuste, il n'est pas en mesure de s'en départir totalement. La combinaison de ces effets rend difficile une analyse quantitative beaucoup plus avancée, mais ce travail valide la capacité de collection de spectre après injection fibrée, des estimations de transmission, de calibration spectrale et au final l'objectif de comparaison opérationnelle à d'autres instruments.

1. https://bass2000.obspm.fr/solar_spect.php

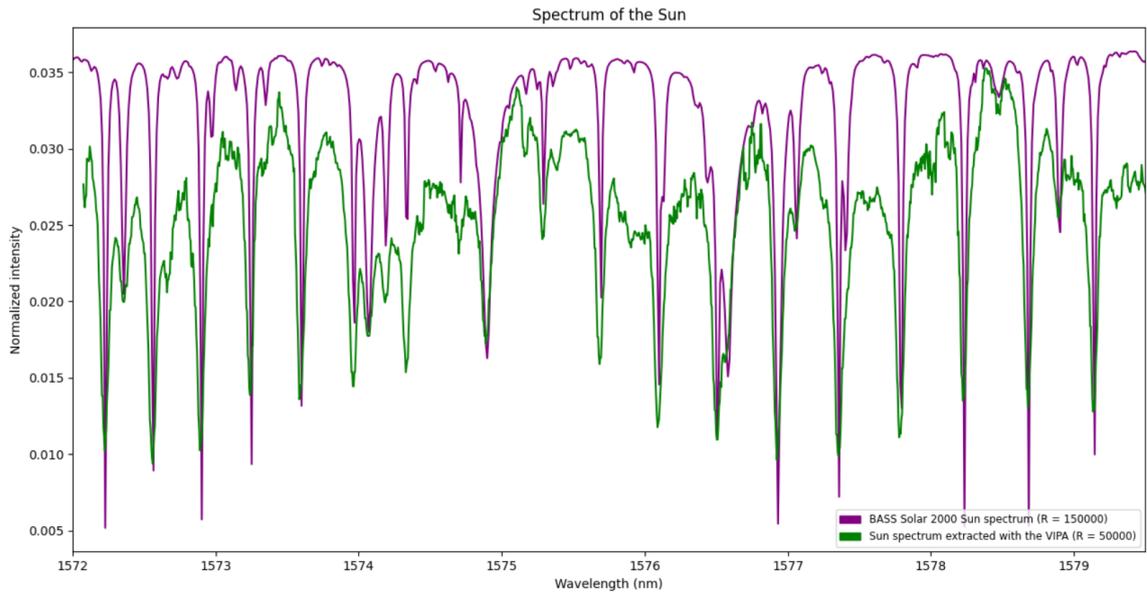


FIGURE 6.17 – Spectre solaire obtenu avec le VIPA (en vert) comparé à celui de la base de données BASS2000 (en violet).

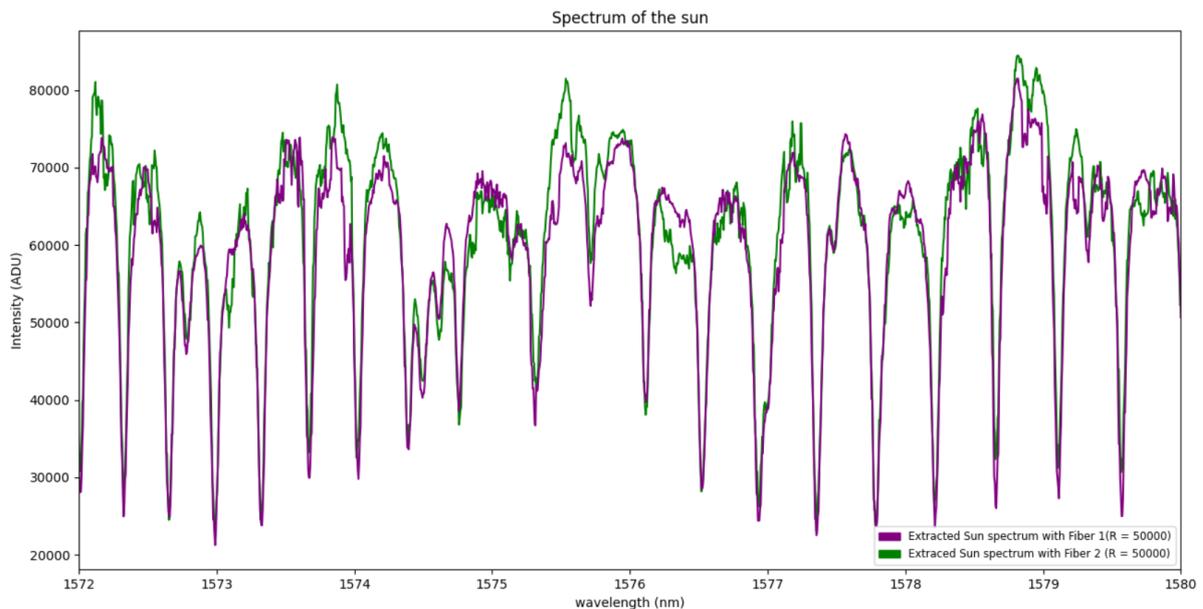


FIGURE 6.18 – Comparaison des spectres solaires obtenus avec les deux entrées de fibres.

6.3 Test sur ciel à l'observatoire du Mont Palomar

6.3.1 Intérêt des observations au Mont Palomar

Le but des tests sur ciel à l'observatoire du Mont Palomar était de coupler le VIPA à un module d'injection de fibre déjà existant et de tester les performances de l'instrument en conditions réelles et opérationnelles sur télescope. Le choix des cibles avait des intérêts variés explicités plus tard. Le choix des télescopes possibles pour la démonstration était limité, car il devait à la fois être muni d'une OA et d'un module d'injection de fibre. L'observatoire du Mont Palomar et son télescope de 5m présentait cette possibilité, avec une meilleure accessibilité que sur VLT/SPHERE ou Keck et offrait des échanges collaboratifs directs avec Caltech. Malgré une sensibilité moins grande due à la surface

collectrice plus modeste et à la qualité d'image moindre, cela nous permettait tout à fait la validation de l'instrument en conditions opérationnelles. Le télescope Hale du Mont Palomar nous permettait également d'utiliser en simultanée leur spectromètre proche infrarouge à haute résolution ($R \simeq 100000$), PARVI (Palomar Radial Velocity Instrument), qui est également alimenté par des fibres monomodes en entrée. L'alimentation du spectromètre par des fibres monomodes a été pensée ici, non seulement, pour la compacité de l'instrument et sa portabilité sur des plus grands télescopes, mais également pour être plus stable qu'une injection multimodale. Cela constitue un avantage important pour PARVI qui est destiné à mesurer précisément les vitesses radiales ayant pour but ultime une sensibilité de 30 cm/s. Cette sensibilité est nécessaire pour caractériser les planètes de masse terrestre dans la zone habitable des étoiles plus froides de type M. L'instrument est en commissioning depuis avril 2021. À l'heure actuelle, PARVI extrait des spectres avec une très bonne fidélité à la résolution attendue avec une précision de 3 à 10 m/s (Gibson et al., 2022). Un module d'injection de fibres relié au système d'OA du télescope, PALM-3000 (Dekany et al., 2013), a été développé spécialement pour coupler le télescope et le spectromètre. Nous avons donc la possibilité de greffer notre spectromètre VIPA sur le module d'injection et également d'observer en simultanée avec PARVI grâce à un séparateur de faisceau en Y. Un autre intérêt de PARVI est qu'il possède un Laser Frequency Comb (LFC) qui offre des points lasers espacés de manière régulière et précise, nous laissant la possibilité d'utiliser une fibre avec ce LFC en entrée pour une calibration pendant les observations.

Les principaux enjeux qui nous motivaient, nous et nos collaborateurs de Caltech et Montréal, pour ces 3 nuits d'observations au mont Palomar étaient de :

- Démontrer la facilité et la rapidité d'installation du VIPA.
- Avoir une première lumière sur une étoile brillante et comparer la fidélité spectrale et la transmission avec PARVI.
- Vérifier la stabilité de l'instrument au cours des 3 nuits.
- Observer des cibles d'intérêt pour une potentielle caractérisation (étoile double, transit)

Pour cette campagne d'observation, il n'était d'emblée pas prévu d'observer directement des exoplanètes. Il y avait effectivement de multiples raisons à cela : la taille modeste du télescope ($D=5\text{m}$), les performances limitées de l'OA pour les étoiles faibles (limite de magnitude atteinte pour $\text{mag H} = 11$) et le module d'injection ne permettait pas de faire du hors-axe (c'est-à-dire de déplacer la fibre à une séparation donnée par rapport à l'étoile). De plus, il aurait été très complexe, voire impossible d'extraire un spectre sur un objet aussi faible avec les défaillances du détecteur actuel.

Mise en place du VIPA

En amont des observations, j'ai participé à la réinstallation du VIPA dans le montage (Figure 6.19), ce qui m'a permis, à titre personnel, d'avoir une vue d'ensemble de l'organisation des aspects logistiques, techniques et collaboratifs. Mais mon rôle était surtout de réaligner au mieux l'instrument après sa mise à froid, alignement qui a été réalisé comme décrit ci-dessus dans le paragraphe 6.2.1. Les étapes de calibration ont été réalisées afin d'exploiter des données prises avec le LFC en entrée du spectromètre. Le but était de valider l'extraction du signal en observant les pics du LFC à intervalles réguliers dépendants de λ , permettant ainsi de quantifier la précision de la solution en longueur d'onde. En effet, le LFC de PARVI fonctionne à une fréquence de 10 GHz ce qui signifie que l'écart entre deux pics est donné par la relation :

$$\Delta\lambda = f \cdot \frac{\lambda^2}{c} \quad (6.6)$$



FIGURE 6.19 – Installation du VIPA dans la salle de PARVI (visible en arrière-plan) à l’observatoire du Mont Palomar

Le spectre LFC est montré en Figure 6.20 et est superposé avec la détection des pics.

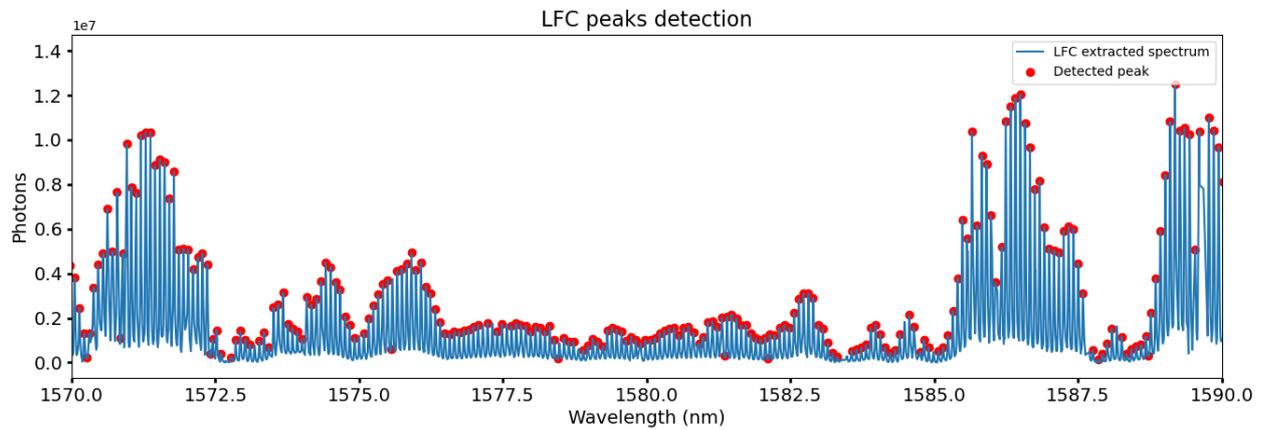


FIGURE 6.20 – Spectre extrait du LFC et détection des pics d’émission

La comparaison entre la position et l’espacement des pics théoriques et ceux mesurés est présentée en Figure 6.21. J’estime que la précision de la solution en longueur d’onde est de 0.005 nm (soit une précision d’un tiers d’un élément de résolution).

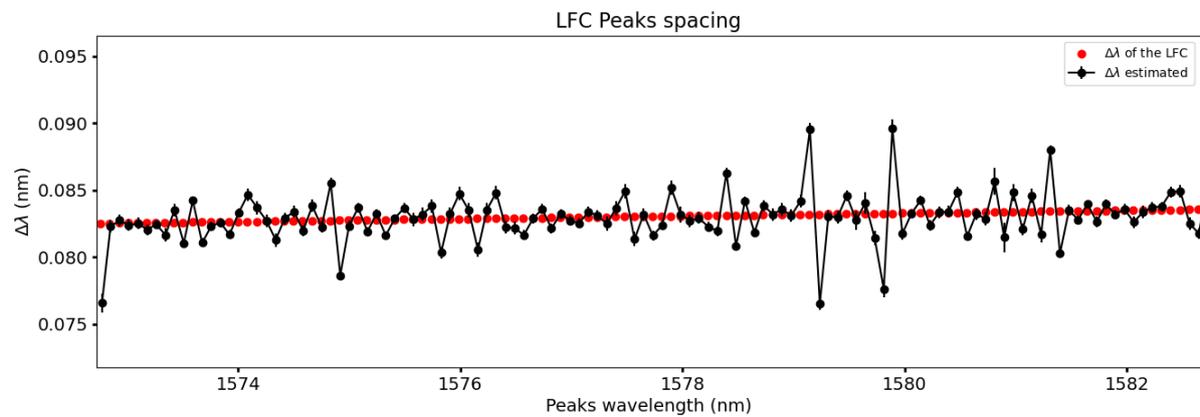


FIGURE 6.21 – Estimation de la position des pics du LFC et de l’espacement entre deux pics consécutifs.

J’ai également profité de cette calibration avec le LFC pour estimer la résolution spectrale du VIPA après extraction du spectre. Chaque profil pic a ainsi été ajusté par un profil lorentzien pour estimer la FWHM et donc la résolution (voir Figure 6.22).

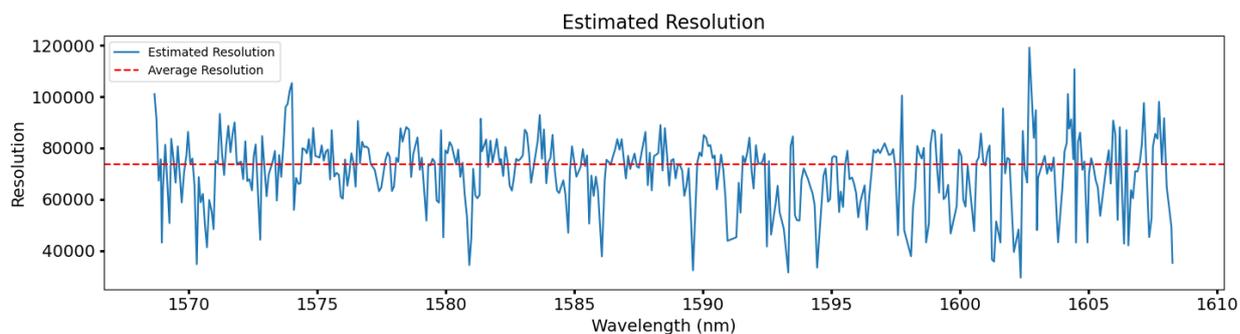


FIGURE 6.22 – Estimation de la résolution spectrale du VIPA.

Les observations ont permis également d'évaluer la stabilité de l'instrument pour la première fois sur une période s'étalant sur plusieurs jours. Des variations de la position des points lasers sur le détecteur entraînent pour l'instant des incertitudes de l'ordre de 700 m/s sur le spectre mesuré. Cela peut être dû à des variations de températures observées au sein du cryostat. En effet, une mesure de la température du détecteur montre une lente oscillation autour d'une température de consigne de 81.1 K avec une variation totale de 40 mK sur cette plage de 10 heures (voir Figure 6.23). Ce problème était connu avant les tests au Mont Palomar, mais il n'était pas crucial d'améliorer les performances du contrôle dans le cadre spécifique de ces tests. En effet, le but premier du spectromètre n'était pas d'effectuer des mesures très précises de vitesses radiales comme c'est le cas pour PARVI notamment. Néanmoins, ces fluctuations sont actuellement en phase d'être corrigées avec une meilleure boucle fermée.

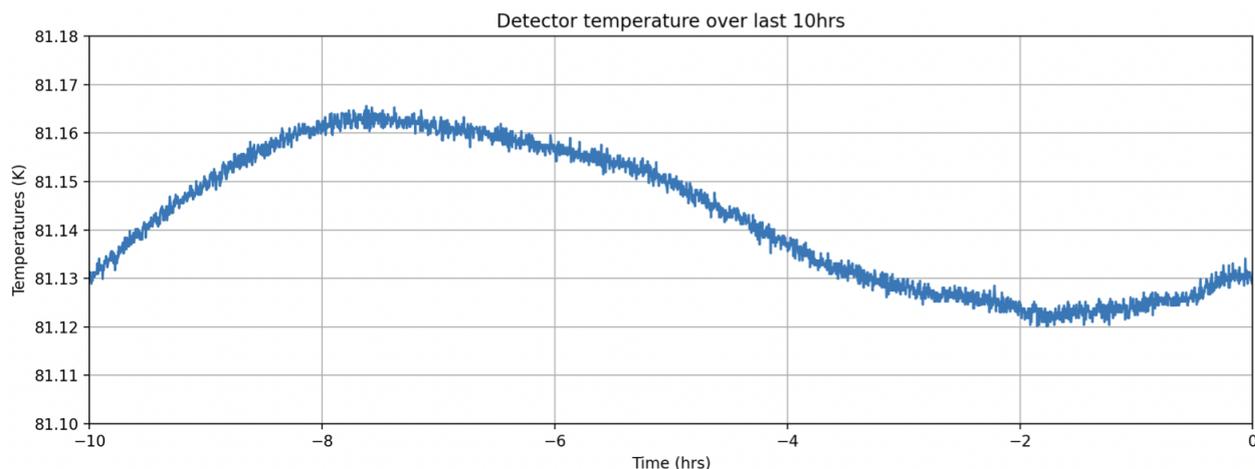


FIGURE 6.23 – Variations de la température au sein du cryostat sur une période de 10 heures.

Cibles observées et enjeux

Les cibles stellaires observées sont résumées dans la Table 6.3.1. Nous avons conçu le plan de prises de données sur ciel au fur et à mesure des nuits d'observations. Ce fut difficile pour nous de prédire à l'avance les performances de l'instrument sur ciel, en particulier parce que les valeurs standards d'efficacité de couplage atteinte à Palomar sur PARVI n'étaient pas bien connues et l'état de notre détecteur pouvait compliquer la prise de données. Nous avons cependant bien en tête quels étaient nos critères de sélection de cibles. Ainsi, V440 Aur aura été notre première lumière sur ciel, l'étoile a été observée pour sa brillance et ses nombreuses raies propres au type spectral M. GJ 388 constituait une bonne cible, car c'est une étoile standard du spectromètre SPIRou permettant une possible comparaison directe. Nous avons également observé cette cible en simultanément avec PARVI pour comparer les deux spectres extraits. GJ 436 est une étoile connue pour avoir un compagnon de type Neptune chaud observable en transit. L'idée était donc d'observer l'étoile pendant un transit pour essayer de détecter des raies d'absorption

Object of interest	H mag	Nramp	NDIT	Reference star	H mag
V440 Aur	1.5	20	64	HR 2540	3.2
GJ 388	4.8	22	128	HR 3975	3.5
GJ 436	6.1	30	128	HR 3975	4.8
Phi Boo	3.2	21	64	HD 143806	6.5
HR 3522	4.1	20	64	HR 3348	6.3
HD 97813	7.1	20	128	HD 99966	7.5
ST Her	0.8	250	8	NA	NA
V440 Aur	1.5	30	64	NA	NA
GJ436	6.3	40	128	HR 4789	4.8
HR 4789 A	4.8	10	128	NA	NA
HR 4789 B	4.8	10	128	NA	NA
26 Dra A	4.2	5	128	NA	NA
26 Dra B	6.4	15	128	NA	NA

TABLE 6.2 – Étoiles observées durant les 3 nuits d’observation au Mont Palomar. Figure issue de (Carlotti et al., 2022).

propres à la planète. Des étoiles binaires ont aussi été observées (HR 4789 A et B, 26 Dra A et B) dans le but d’extraire et de séparer distinctement les deux spectres.

Les conditions d’observations n’étaient pas très favorables avec un brusque changement de température entraînant un fort seeing de dôme. Le seeing moyen pendant les observations était de 1.33" (estimation donnée par le header des observations en simultané avec PARVI). Malheureusement, la capacité d’extraction du signal a été fortement réduite par ce seeing entraînant une très faible transmission. En calculant la transmission totale à partir du nombre de photons reçus sur le détecteur pour V440 Aur, cible lumineuse la plus observée, j’estime celle-ci aux alentours de 0.05 %. Cette transmission prend en compte les mauvais pixels du détecteur, donc celle-ci aurait pu être aux alentours de 0.1 % avec un bon détecteur. En moyennant toutes les 50 rampes acquises sur V440 Aur, nous avons un SNR moyen de 1500 par canal spectral. La partie du spectre la plus exploitable est comparée avec un modèle d’étoile PHOENIX (Husser, T.-O. et al., 2013) et d’un modèle SkyCalc (Noll, S. et al., 2012; Jones, A. et al., 2013) pour les absorptions telluriques (Figure 6.24). D’autres données telles que le transit de GJ 436 b ou alors celles de GJ 388 n’ont pas été observées suffisamment longtemps pour obtenir une extraction du spectre fidèle. En effet, même si le SNR est théoriquement bon, les cosmétiques du détecteur nuisent malheureusement fortement à l’extraction du signal. Une première comparaison de la transmission des spectromètres a été faite pendant les observations de GJ 388 en relevant à la main le nombre de photons moyen par canal spectral. Ces transmissions étaient bien du même ordre de grandeur, validant les mesures faites avant la mission. Cette comparaison reste à être quantifiée et a été retardée à cause de rapatriement compliqué du côté des données de PARVI.

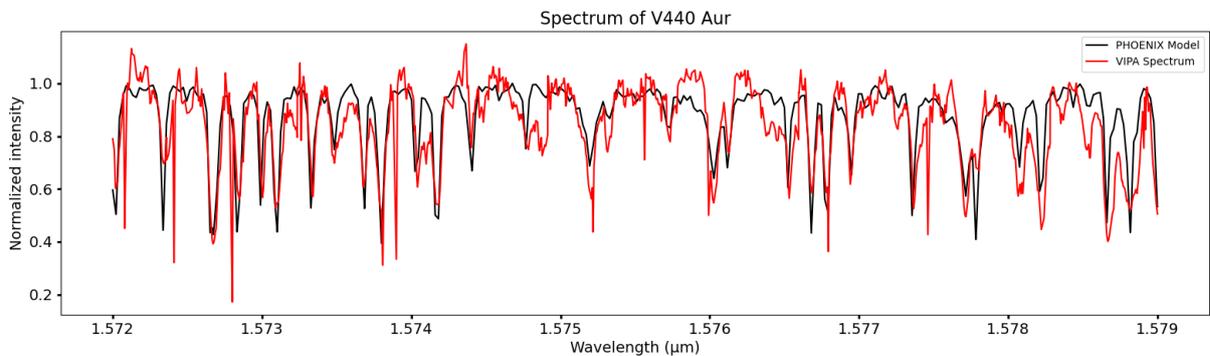


FIGURE 6.24 – Spectre de l’étoile V440 Aur extrait des données acquises à Palomar (en rouge) et modèle PHOENIX d’une étoile M ($T_{\text{eff}}=3500$ K) avec modélisation des absorptions telluriques avec un modèle SkyCalc (en noir).

6.4 Leçons retenues et perspectives

Les résultats de la mission Palomar ont permis de démontrer et complètement valider l’opérationnalité de l’instrument en conditions réelles. C’est une étape majeure qui a été franchie, marquant l’aboutissement des mesures en laboratoires et des nombreuses itérations et ajustements de l’instrument. La démonstration sur ciel valide ainsi l’ensemble des procédures d’installation, d’alignement optique et de calibration de l’instrument. Ces résultats sont aussi une référence clé pour souligner la fiabilité de l’instrument auprès d’autres partenaires. Ces échanges pourront aboutir à des futures collaborations et des applications plus complètes avec des enjeux scientifiques majeurs.

Malgré le peu de données sciences exploitables qui ont nourri certaines frustrations chez moi, la campagne d’observation au Mont Palomar aura permis de démontrer la portabilité de l’instrument et sa facilité d’installation. Il reste encore à valider définitivement la comparaison des transmissions de VIPA et de PARVI lors de l’observation simultanée. Nous avons toutes les données acquises pour ce faire, avec en particulier des observations simultanées, que ce soit sur source interne ou sur ciel, et avec les propriétés du coupleur qualifiées. Pour conclure avec des nombres précis, il nous manque toutefois l’étape simple, mais nécessaire, de la correspondance détecteur – longueur d’onde des données PARVI. Elle nous sera fournie par nos collègues de PARVI mais ont simplement été retardées pour raisons externes (dont en particulier la finalisation de thèse de R. Gibson). Ces mesures pourront compléter l’ensemble des informations de bilan de cette mission motivant une publication.

Au-delà de cette étape, d’autres validations plus approfondies portant sur la qualité et la fidélité de l’extraction spectrale restent à être quantifiées, mais elles demanderont l’utilisation du nouveau détecteur. Ce dernier a été reçu en mars 2022 au laboratoire (pendant que nous étions au Mont Palomar). L’intégration du détecteur prend plus de temps que prévu, notamment à cause d’optimisation de certaines pièces mécaniques dont la production a été retardée. Le planning pointe vers Octobre 2023 pour l’intégration du détecteur et les premiers tests à froid. Par ailleurs, le nouveau réseau échelle a lui déjà été intégré en remplaçant l’ancien dégradé permettant à l’instrument d’avoir une transmission de l’ordre de 40 %, comme attendu. Un autre réseau est en commande pour permettre d’imager une bande spectrale deux fois plus grande (240 nm) et ainsi couvrir toute la bande H, pour une efficacité totale d’observation encore accrue. Nous avons fait le choix d’imager une bande plus petite pour favoriser l’espace entre les ordres et faciliter l’extraction du signal (qui était déjà assez compliquée avec l’ancien détecteur). Cette nouvelle configuration demandera également d’être testée rigoureusement.

Ces résultats prometteurs et les prochaines améliorations de l’instrument motivent de nouvelles missions sur ciel. Deux options s’offrent à nous avec, premièrement, une collaboration avec le LAM et l’ONERA offrant la possibilité de coupler le VIPA au banc d’OA PAPHYRUS (Chambouleyron et al., 2022) opérant sur le télescope de 1.52 m à l’Observatoire de Haute-Provence. Un module d’injection de fibre est en cours de conception en tirant profit des retours d’expériences sur KPIC et HiRISE. Le diamètre étant très modeste, le but du VIPA ne serait pas de caractériser des exoplanètes puisque la résolution angulaire sera trop faible. Cependant, l’observation de binaires avec un fort contraste pourra démontrer la capacité du VIPA à observer des exoplanètes sur un gros télescope. L’intérêt d’un tel couplage serait double. D’une part, nous pourrions finaliser la validation des aspects de validations de fidélité et de qualité d’extraction du spectre. Et d’autre part, nous pourrions envisager une approche plus de type R&D par exemple pouvoir pour tester et démontrer les performances de contrôle du front d’onde pour creuser un darkhole à l’endroit d’injection dans la fibre monomode (Llop-Sayson et al., 2020). Des tests d’apodisations pour améliorer le couplage dans la fibre pourraient également être envisagés. Enfin, l’avantage d’avoir une plateforme comme PAPHYRUS permettant de tels tests a aussi été identifié dans la perspective de capacité de comparaison entre différents concepts de spectromètres monomodes (dont AWG, SWIFTS) et fait partie du projet ciblé sur les ”spectromètres compacts” du PEPR Origines.

Une deuxième application avec le design actuel pourrait être de remplacer CRIRES+ pour le projet HiRISE dans le but d’augmenter la transmission totale d’un facteur 2 et cette fois-ci caractériser des

exoplanètes. Une dernière perspective est envisagée en testant un design similaire translaté en bande K. La bande K permettra de caractériser d'autres espèces moléculaires comme le *CO* par exemple. L'instrument aurait alors un intérêt certain à être utilisé sur KPIC à Keck pour, comme dans le cas d'HiRISE, augmenter la transmission de l'instrument.

À demeure, l'instrument pourrait devenir un instrument visiteur ou bien servir de base pour le développement futur avec potentiellement une volonté de le transformer en IFS.

Chapitre 7

Perspectives et conclusion

J'ai présenté dans ce manuscrit de thèse mes principaux axes de réflexions et de recherches sur l'émergence d'instruments haut-contraste de nouvelle génération misant sur la dimension spectrale à moyenne ou haute résolution. Mes principaux apports ont été mes travaux sur le molecular mapping en tant que méthode de détection. Les questions de dépendance et de compromis instrumentaux pour l'application du molecular mapping ont longtemps été mises en avant et identifiées comme un besoin par la communauté. Des éléments de réponses avaient pu être fournis par des simulations end-to-end qui ne permettaient pas d'explorer facilement tous les paramètres et degrés de liberté influençant les performances du molecular mapping. Les perspectives d'application et d'adaptation de mon code FastCurves sont encore nombreuses (Keck/OSIRIS, JWST/NIRSPEC, ELT/METIS, etc), il sera aussi très intéressant d'utiliser ce code comme j'ai pu le faire pour SPHERE+/MedRES sur un instrument dont le design n'est pas figé et où le nombre de degrés de liberté d'exploration serait encore plus grands (possiblement pour des instruments comme ELT/PCS ou encore ELT/ANDES). Mon approche sur les données ciel a permis également d'apporter des éléments de réponses sur les questions de limites réelles et limitations instrumentales. J'ai entre autre quantifié la non-concordance des modèles qui dégradent d'un facteur 2 voir 4 l'efficacité du molecular mapping sur les données étudiées. Un point d'étonnement personnel a été de découvrir que tous les IFS conçus que j'ai considérés dans mes travaux sont sous-échantillonnés spatialement et/ou spectralement, ce qui est (ou qui risque d'être) un facteur très limitant pour le molecular mapping. Outre le besoin d'être échantillonné correctement, les travaux des personnes travaillant sur le molecular mapping mettent en lumière le besoin d'une extraction fine. Les faibles défauts d'extraction ont souvent peu d'impact dans de nombreux cas scientifiques, mais sont critiques dans le cas du molecular mapping. La remarque peut paraître naïve et évidente, mais cela peut amener des réflexions d'optimisation des spectrographes de champ, et à discuter de potentielles technologies remplaçant les slicers habituels. Les spectromètres comme VIPA et PARVI alimentés par fibres monomodes peuvent être très stables et on pourrait imaginer un VIPA imageur qui comme RISTRETTO explorerait des régions à très courtes séparations censées être propices à l'application du molecular mapping. Il pourrait ainsi y avoir une co-conception entre l'extraction du signal et l'instrument.

À la fin de mon étude sur le molecular mapping, des interrogations persistent. Le molecular mapping peut-il être le fondement ou non du principe de détection et de caractérisation des instruments futurs ? Quelles sont les perspectives d'application du molecular mapping ? Il semble assez évident que sur des missions spatiales très ambitieuses telles que HWO, le molecular mapping ne soit pas le moyen de détection privilégié. D'une part, le prix à payer du molecular mapping avec sa fraction de signal utile de la planète est trop fort, et d'autre part, nous pouvons nous attendre à ce que la PSF soit tellement stable que le RDI pourra efficacement supprimer les speckles résiduels. Cependant, au sol, avec les niveaux de stabilité actuels, il est quasiment certain que le molecular mapping aura du sens pour s'affranchir des speckles pendant encore des années, même si le molecular mapping comme nous l'avons vu risque d'être aveugle pour un certain nombre de cas scientifiques intéressants : par exemple les planètes en orbite

autour d'une étoile M, les planètes jeunes en formation "éteintes" à cause de la poussière des disques, ou en lumière réfléchie si la résolution spectrale de l'instrument n'est pas assez importante. Dans ce dernier cas, l'accès à la haute résolution spectrale pourrait néanmoins se démocratiser avec le développement des technologies de détecteurs tels que le prototype SAPHIRA 2k x 2k.

Bibliographie

- Agrawal, S., Ruffio, J.-B., Konopacky, Q. M., et al. 2023, *The Astronomical Journal*, 166, 15
- Alibert, Y., Carron, F., Fortier, A., et al. 2013, , 558, A109
- Allard, F. 2014, *Proceedings of the International Astronomical Union*, 8, 271
- Amara, A. & Quanz, S. P. 2012, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 427, 948
- Angerhausen, D. & Quanz, S. 2021, in *European Planetary Science Congress, EPSC2021–284*
- Argyriou, Ioannis, Wells, Martyn, Glasse, Alistair, et al. 2020, *A&A*, 641, A150
- Baglin, A., Auvergne, M., Barge, P., et al. 2006, in *ESA Special Publication, Vol. 1306, The CoRoT Mission Pre-Launch Status - Stellar Seismology and Planet Finding*, ed. M. Fridlund, A. Baglin, J. Lochard, & L. Conroy, 33
- Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 1998, , 337, 403
- Baudoz, P., Boccaletti, A., Baudrand, J., & Rouan, D. 2005, *Proceedings of the International Astronomical Union*, 1, 553–558
- Baudoz, P., Mas, M., Galicher, R., & Rousset, G. 2010, in *Adaptive Optics Systems II*, ed. B. L. Ellerbroek, M. Hart, N. Hubin, & P. L. Wizinowich, Vol. 7736, *International Society for Optics and Photonics (SPIE)*, 77365S
- Boccaletti, A., Chauvin, G., Wildi, F., et al. 2022, in *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy IX*, ed. C. J. Evans, J. J. Bryant, & K. Motohara, Vol. 12184, *International Society for Optics and Photonics (SPIE)*, 121841S
- Bonfils, X., Bouchy, F., Delfosse, X., et al. 2013, in *European Physical Journal Web of Conferences*, Vol. 47, *European Physical Journal Web of Conferences*, 05004
- Borucki, W. J., Koch, D., & Kepler Science Team. 2010, in *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts*, Vol. 42, *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts #42*, 47.03
- Bourdarot, G., Coarer, E. L., Mouillet, D., et al. 2018, in *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy VII*, ed. C. J. Evans, L. Simard, & H. Takami, Vol. 10702, *International Society for Optics and Photonics (SPIE)*, 107025Y
- Bourdarot, G., Le Coarer, E., Bonfils, X., et al. 2017, *CEAS Space Journal*, 9, 411
- Bracewell, R. N. & MacPhie, R. H. 1979, , 38, 136
- Brandl, B., Bettonvil, F., van Boekel, R., et al. 2021, *The Messenger*, 182, 22
- Bryan, M. L., Knutson, H. A., Howard, A. W., et al. 2016, , 821, 89
- Calvin, B., Jovanovic, N., Ruane, G., et al. 2021, , 133, 024503

- Cameron, A. G. W., Kopal, Z., & Sonett, C. P. 1978, *Moon and Planets*, 18, 3
- Cantalloube, F., Christiaens, V., Cantero, C., et al. 2022, in *Adaptive Optics Systems VIII*, ed. D. Schmidt, L. Schreiber, & E. Vernet (SPIE)
- Cantalloube, F., Farley, O. J. D., Milli, J., et al. 2020, , 638, A98
- Cantalloube, F., Mouillet, D., Mugnier, L. M., et al. 2015, *Astronomy Astrophysics*, 582, A89
- Carlotti, A., Bidot, A., Mouillet, D., et al. 2022, in *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy IX*, ed. C. J. Evans, J. J. Bryant, & K. Motohara (SPIE)
- Carlotti, A., Hénault, F., Dohlen, K., et al. 2018, in *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy VII*, ed. C. J. Evans, L. Simard, & H. Takami, Vol. 10702, *International Society for Optics and Photonics (SPIE)*, 107029N
- Carter, A. L. 2022, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 54, 206.05
- Chambouleyron, V., Boudjema, I., Fétick, R., et al. 2022, in *Adaptive Optics Systems VIII*, ed. L. Schreiber, D. Schmidt, & E. Vernet, Vol. 12185, *International Society for Optics and Photonics (SPIE)*, 121856T
- Chauvin, G. 2018, *Two decades of Exoplanetary Science with Adaptive Optics*
- Chauvin, G. 2023, *Comptes Rendus. Physique*, online first
- Choquet, E., Soummer, R., Perrin, M., et al. 2018, in *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, Vol. 231, *American Astronomical Society Meeting Abstracts #231*, 147.12
- Claveau, C.-A., Bottom, M., Jacobson, S., et al. 2022, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 12191, *X-Ray, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy X*, ed. A. D. Holland & J. Beletic, 121910Z
- Cugno, G., Patapis, P., Stolker, T., et al. 2021, *A&A*, 653, A12
- Cumming, A., Butler, R. P., Marcy, G. W., et al. 2008, , 120, 531
- Currie, M. H., Meadows, V. S., & Rasmussen, K. C. 2023, , 4, 83
- d’Arcio, L., Karlsson, A., Bavdaz, M., & Jagemann, T. 2017, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 10567, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 105670H
- Davies, R., Absil, O., Agapito, G., et al. 2023, , 674, A207
- Dekany, R., Roberts, J., Burruss, R., et al. 2013, *The Astrophysical Journal*, 776, 130
- El Morsy, M., Vigan, A., Lopez, M., et al. 2022, *A&A*, 667, A171
- Feautrier, P., Gach, J.-L., Owton, D., et al. 2022, in *X-Ray, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy X*, ed. A. D. Holland & J. Beletic, Vol. 12191, *International Society for Optics and Photonics (SPIE)*, 121911R
- Finnerty, L., Schofield, T., Delorme, J.-R., et al. 2022, in *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy IX*, ed. C. J. Evans, J. J. Bryant, & K. Motohara, Vol. 12184, *International Society for Optics and Photonics (SPIE)*, 121844Y
- Fitzgerald, M. P., Sallum, S., Millar-Blanchaer, M. A., et al. 2022, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 12184, *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy IX*, ed. C. J. Evans, J. J. Bryant, & K. Motohara, 1218426

- Fitzsimmons, J., Agapito, G., Bonaglia, M., et al. 2020, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 11448, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 114486J
- Flasseur, Olivier, Denis, Loïc, Thiébaud, Éric, & Langlois, Maud. 2018, *A&A*, 618, A138
- Follert, R., Dorn, R. J., Oliva, E., et al. 2014, in Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy V, ed. S. K. Ramsay, I. S. McLean, & H. Takami, Vol. 9147, International Society for Optics and Photonics (SPIE), 914719
- Forni, O., Poulet, F., Bibring, J. P., et al. 2005, in 36th Annual Lunar and Planetary Science Conference, ed. S. Mackwell & E. Stansbery, Lunar and Planetary Science Conference, 1623
- Gaidos, E., Hirano, T., Kraus, A. L., et al. 2021, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 512, 583
- Galicher, R. & Mazoyer, J. 2023, *Comptes Rendus. Physique*, online first
- Geers, V. C., Klaassen, P. D., Beard, S., & European Consortium, M. 2019, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 523, Astronomical Data Analysis Software and Systems XXVII, ed. P. J. Teuben, M. W. Pound, B. A. Thomas, & E. M. Warner, 641
- Gibson, R. K., Oppenheimer, R., Nilsson, R., Beichman, C., & Vasisht, G. 2022, *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 8, 038006
- Gonsalves, R. A. 1982, *Optical Engineering*, 21, 215829
- Gratton, R., Keller, C., Diolaiti, E., et al. 2022, in Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy IX, ed. C. J. Evans, J. J. Bryant, & K. Motohara, Vol. 12184, International Society for Optics and Photonics (SPIE), 121844F
- GRAVITY+ Collaboration, :, Abuter, R., et al. 2023, arXiv e-prints, arXiv :2301.08071
- GRAVITY Collaboration, Nowak, M., Lacour, S., et al. 2020a, , 633, A110
- GRAVITY Collaboration, Nowak, M., Lacour, S., et al. 2020b, , 633, A110
- Greene, T. P., Bell, T. J., Ducrot, E., et al. 2023, *Nature*, 618, 39
- Guyon, O., Lozi, J., Vievard, S., et al. 2020, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 11448, Adaptive Optics Systems VII, ed. L. Schreiber, D. Schmidt, & E. Vernet, 114481Z
- Haffert, S. Y., Bohn, A. J., de Boer, J., et al. 2019, *Nature Astronomy*, 3, 749
- Hartung, M., Macintosh, B., Langlois, P., et al. 2014, in SPIE Proceedings, ed. E. Marchetti, L. M. Close, & J.-P. Véran (SPIE)
- Hayano, Y., Takami, H., Oya, S., et al. 2010, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7736, Adaptive Optics Systems II, ed. B. L. Ellerbroek, M. Hart, N. Hubin, & P. L. Wizinowich, 77360N
- Hinkley, S., Bowler, B. P., Vigan, A., et al. 2015, , 805, L10
- Hoeijmakers, H. J., Schwarz, H., Snellen, I. A. G., et al. 2018, *A&A*, 617, A144
- Houllé, M., Vigan, A., Carlotti, A., et al. 2021, *A&A*, 652, A67
- Hours, A., Carlotti, A., Mouillet, D., et al. 2022, in Adaptive Optics Systems VIII, ed. L. Schreiber, D. Schmidt, & E. Vernet, Vol. 12185, International Society for Optics and Photonics (SPIE), 121852E

- Hunziker, S., Schmid, H. M., Mouillet, D., et al. 2020, , 634, A69
- Husser, T.-O., Wende-von Berg, S., Dreizler, S., et al. 2013, *A&A*, 553, A6
- Ida, S. & Lin, D. N. C. 2004, , 616, 567
- Ida, S. & Lin, D. N. C. 2008, , 685, 584
- Ida, S. & Lin, D. N. C. 2010, , 719, 810
- Jocou, L., Rabou, P., Moulin, T., et al. 2022, in *Adaptive Optics Systems VIII*, ed. L. Schreiber, D. Schmidt, & E. Vernet, Vol. 12185, International Society for Optics and Photonics (SPIE), 121854K
- Jolissaint, L. 2010, *Journal of the European Optical Society - Rapid publications*, 5
- Jones, A., Noll, S., Kausch, W., Szyszka, C., & Kimeswenger, S. 2013, *A&A*, 560, A91
- Jovanovic, N., Schwab, C., Guyon, O., et al. 2017, *A&A*, 604, A122
- Kammerer, J., Cooper, R. A., Vandal, T., et al. 2023, , 135, 014502
- Kammerer, J., Girard, J., Carter, A. L., et al. 2022, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 12180, *Space Telescopes and Instrumentation 2022 : Optical, Infrared, and Millimeter Wave*, ed. L. E. Coyle, S. Matsuura, & M. D. Perrin, 121803N
- Kasper, M., Cerpa Urrea, N., Pathak, P., et al. 2021, *The Messenger*, 182, 38
- Kirkpatrick, J. D. 2005, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 43, 195
- Klaassen, P. D., Geers, V. C., Beard, S. M., et al. 2020, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 500, 2813
- Kobayashi, N., Tokunaga, A. T., Terada, H., et al. 2000, in *Optical and IR Telescope Instrumentation and Detectors*, ed. M. Iye & A. F. M. Moorwood, Vol. 4008, International Society for Optics and Photonics (SPIE), 1056 – 1066
- Konopacky, Q. M., Barman, T. S., Macintosh, B. A., & Marois, C. 2013, *Science*, 339, 1398
- Kuhn, J. R., Potter, D., & Parise, B. 2001, , 553, L189
- Labiano, A., Argyriou, I., Álvarez-Márquez, J., et al. 2021, *A&A*, 656, A57
- Lacour, S., Wang, J. J., Nowak, M., et al. 2020, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 11446, *Optical and Infrared Interferometry and Imaging VII*, ed. P. G. Tuthill, A. Mérand, & S. Sallum, 114460O
- Lacour, S., Wang, J. J., Nowak, M., et al. 2020, in *Optical and Infrared Interferometry and Imaging VII*, ed. P. G. Tuthill, A. Mérand, & S. Sallum, Vol. 11446, International Society for Optics and Photonics (SPIE), 114460O
- Lafrenière, D., Marois, C., Doyon, R., Nadeau, D., & Étienne Artigau. 2007, *The Astrophysical Journal*, 660, 770
- Lagrange, A. M., Gratadour, D., Chauvin, G., et al. 2009, , 493, L21
- Lagrange, A.-M., Meunier, N., Rubini, P., et al. 2019, *Nature Astronomy*, 3, 1135
- Landman, R., Snellen, I., Keller, C., et al. 2023, *Trade-offs in high-contrast integral field spectroscopy for exoplanet detection and characterisation : Young gas giants in emission*
- Laugier, R., Defrère, D., Woillez, J., et al. 2023, , 671, A110

- Law, D. D., Morrison, J. E., Argyriou, I., et al. 2023, *The Astronomical Journal*, 166, 45
- Lichtenberg, T. & Quanz, S. P. 2023, in *EGU General Assembly Conference Abstracts*, EGU General Assembly Conference Abstracts, EGU-13634
- Liu, J., Luo, B., Douté, S., & Chanussot, J. 2018, *Remote Sensing*, 10
- Liu, X., Morris, T., Saunter, C., et al. 2020, , 496, 456
- Llop-Sayson, J., Coker, C. T., Jovanovic, N., et al. 2022, *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 8, 029001
- Llop-Sayson, J., Jovanovic, N., Morrissey, G., Echeverri, D., & Mawet, D. 2020, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 11443, *Space Telescopes and Instrumentation 2020 : Optical, Infrared, and Millimeter Wave*, ed. M. Lystrup & M. D. Perrin, 114432Q
- Lovis, C., Blind, N., Chazelas, B., et al. 2022, in *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy IX*, ed. C. J. Evans, J. J. Bryant, & K. Motohara, Vol. 12184, *International Society for Optics and Photonics (SPIE)*, 121841Q
- Lovis, C., Snellen, I., Mouillet, D., et al. 2017, , 599, A16
- Liyot, B. 1932, , 5, 73
- Males, J. R., Close, L. M., Haffert, S. Y., et al. 2022, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 12185, *Adaptive Optics Systems VIII*, ed. L. Schreiber, D. Schmidt, & E. Vernet, 121854J
- Males, J. R. & Guyon, O. 2018, *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 4, 019001
- Málin, M., Boccaletti, A., Charnay, B., Kiefer, F., & Bézard, B. 2023, , 671, A109
- Marois, C., Doyon, R., Racine, R., & Nadeau, D. 2000, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 112, 91
- Marois, C., Lafreniere, D., Doyon, R., Macintosh, B., & Nadeau, D. 2006, *The Astrophysical Journal*, 641, 556
- Marois, C., Lardière, O., Thompson, W., et al. 2022, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 12185, *Adaptive Optics Systems VIII*, ed. L. Schreiber, D. Schmidt, & E. Vernet, 121851Y
- Marois, C., Macintosh, B., Barman, T., et al. 2008, *Science*, 322, 1348
- Marois, C., Zuckerman, B., Konopacky, Q. M., Macintosh, B., & Barman, T. 2010, , 468, 1080
- Martin, E. C., Fitzgerald, M. P., McLean, I. S., et al. 2018, *An overview of the NIRSPEC upgrade for the Keck II telescope*
- Martin, S., Ksendzov, A., Lay, O., Peters, R. D., & Scharf, D. P. 2011, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 8151, *Techniques and Instrumentation for Detection of Exoplanets V*, ed. S. Shaklan, 81510D
- Martinache, F. 2013, , 125, 422
- Mawet, D., Fitzgerald, M. P., Konopacky, Q., et al. 2022, in *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy IX*, ed. C. J. Evans, J. J. Bryant, & K. Motohara, Vol. 12184, *International Society for Optics and Photonics (SPIE)*, 121841R

- Mawet, D., Pueyo, L., Lawson, P., et al. 2012, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 8442, Space Telescopes and Instrumentation 2012 : Optical, Infrared, and Millimeter Wave, ed. M. C. Clampin, G. G. Fazio, H. A. MacEwen, & J. Oschmann, Jacobus M., 844204
- Mawet, D., Ruane, G., Xuan, W., et al. 2017, *The Astrophysical Journal*, 838, 92
- Mawet, D., Serabyn, G., Trauger, J., et al. 2010, in *In the Spirit of Lyot 2010*, 73
- Mawet, D., Wizinowich, P., Dekany, R., et al. 2016, in *Adaptive Optics Systems V*, ed. E. Marchetti, L. M. Close, & J.-P. Véran, Vol. 9909, International Society for Optics and Photonics (SPIE), 99090D
- Mayer, L., Quinn, T., Wadsley, J., & Stadel, J. 2002, *Science*, 298, 1756
- Mayor, M., Marmier, M., Lovis, C., et al. 2011, arXiv e-prints, arXiv :1109.2497
- Mayor, M. & Queloz, D. 1995, *Nature*, 378, 355
- McLean, I. S., Becklin, E. E., Bendiksen, O., et al. 1998, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 3354, Infrared Astronomical Instrumentation, ed. A. M. Fowler, 566–578
- Meunier, N. & Lagrange, A. M. 2020, , 638, A54
- Milli, J., Mouillet, D., Lagrange, A. M., et al. 2012, , 545, A111
- Mollière, P., Stolker, T., Lacour, S., et al. 2020, , 640, A131
- Mordasini, C. 2018, in *Handbook of Exoplanets*, ed. H. J. Deeg & J. A. Belmonte, 143
- Morrissey, P., Harding, L., Bush, N., et al. 2023, *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 9, 016003
- Mouillet, D., Milli, J., Sauvage, J. F., et al. 2018, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 10703, Adaptive Optics Systems VI, ed. L. M. Close, L. Schreiber, & D. Schmidt, 107031Q
- Mugnier, L. M., Blanc, A., & Idier, J. 2006, in (Elsevier), 1–76
- Mugnier, L. M., Cornia, A., Sauvage, J.-F., et al. 2009, *J. Opt. Soc. Am. A*, 26, 1326
- N'Diaye, M., Dohlen, K., Caillat, A., et al. 2014, in *Adaptive Optics Systems IV*, ed. E. Marchetti, L. M. Close, & J.-P. Véran, Vol. 9148, International Society for Optics and Photonics (SPIE), 91485H
- Noll, S., Kausch, W., Barden, M., et al. 2012, *A&A*, 543, A92
- Nowak, M. 2019, PhD thesis, thèse de doctorat dirigée par Lacour, Sylvestre *Astronomie et Astrophysique Paris Sciences et Lettres (ComUE) 2019*
- Nowak, M., Lacour, S., Lagrange, A.-M., et al. 2020, *A&A*, 642, L2
- Öberg, K. I., Murray-Clay, R., & Bergin, E. A. 2011, , 743, L16
- Olofsson, J., Milli, J., Thébault, P., et al. 2019, , 630, A142
- Oppenheimer, B. R. & Hinkley, S. 2009, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 47, 253
- Otten, G. P. P. L., Vigan, A., Muslimov, E., et al. 2021, *A&A*, 646, A150
- Patapis, P., Nasedkin, E., Cugno, G., et al. 2022, , 658, A72

- Patru, F., Millour, F., Lai, O., et al. 2020, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 11448, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 1144871
- Paul, B., Sauvage, J. F., Mugnier, L. M., et al. 2012, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 8446, Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy IV, ed. I. S. McLean, S. K. Ramsay, & H. Takami, 84468B
- Perrot, C., Boccaletti, A., Pantin, E., et al. 2016, , 590, L7
- Petit dit de la Roche, D. J. M., Hoeijmakers, H. J., & Snellen, I. A. G. 2018, , 616, A146
- Petrus, S., Bonnefoy, M., Chauvin, G., et al. 2020, , 633, A124
- Petrus, S., Bonnefoy, M., Chauvin, G., et al. 2021, A&A, 648, A59
- Pollack, J. B., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., et al. 1996, , 124, 62
- Pourré, N., Bouquin, J.-B. L., Woillez, J., et al. 2022, in Optical and Infrared Interferometry and Imaging VIII, ed. A. Mérand, S. Sallum, & J. Sanchez-Bermudez, Vol. 12183, International Society for Optics and Photonics (SPIE), 121830V
- Racine, R., Walker, G. A. H., Nadeau, D., Doyon, R., & Marois, C. 1999, , 111, 587
- Rameau, J., Chanussot, J., Carlotti, A., Bonnefoy, M., & Delorme, P. 2021, A&A, 649, A143
- Reffert, S., Bergmann, C., Quirrenbach, A., Trifonov, T., & Künstler, A. 2015, , 574, A116
- Rouan, D., Riaud, P., Boccaletti, A., Clénet, Y., & Labeyrie, A. 2000, , 112, 1479
- Rousset, G., Fontanella, J.-C., Kern, P. Y., et al. 1990, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 1237, Amplitude and Intensity Spatial Interferometry, ed. J. B. Breckinridge, 336–344
- Ruffio, J.-B., Konopacky, Q. M., Barman, T., et al. 2021, The Astronomical Journal, 162, 290
- Ruffio, J.-B., Macintosh, B., Konopacky, Q. M., et al. 2019, The Astronomical Journal, 158, 200
- Rustamkulov, Z., Sing, D., Mukherjee, S., et al. 2023, Bulletin of the AAS, 55, <https://baas.aas.org/pub/2023n2i124p01>
- Sarkar, S., Pascale, E., Papageorgiou, A., Johnson, L. J., & Waldmann, I. 2021, Experimental Astronomy, 51, 287
- Sayson, J. L. 2019, Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems, 5, 1
- Seager, S. & Deming, D. 2010, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 48, 631
- Sivaramakrishnan, A., Tuthill, P., Lloyd, J. P., et al. 2023, , 135, 015003
- Snellen, I., Brandl, B., Kok, R., et al. 2014, Nature, 509, 63
- Snellen, I., de Kok, R., Birkby, J. L., et al. 2015, , 576, A59
- Snellen, I. A. G., Brandl, B. R., de Kok, R. J., et al. 2014, , 509, 63
- Snellen, I. A. G., de Kok, R. J., le Poole, R., Brogi, M., & Birkby, J. 2013, The Astrophysical Journal, 764, 182
- Soummer, R. 2005, , 618, L161

- Soummer, R., Pueyo, L., & Larkin, J. 2012, *The Astrophysical Journal Letters*, 755, L28
- Sparks, W. B. & Ford, H. C. 2002, , 578, 543
- Swanson, R., Lamb, M., Correia, C. M., Sivanandam, S., & Kutulakos, K. 2021, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 503, 2944
- Thatte, N., Abuter, R., Tecza, M., et al. 2007, , 378, 1229
- Thatte, N., Tecza, M., Schnetler, H., et al. 2021, Published in *The Messenger* vol. 182, pp. 7-12, March 2021.
- Themelis, K., Schmidt, F., Sykioti, O., et al. 2011, *Planetary and Space Science*, 68
- Vievard, S., Huby, E., Lacour, S., et al. 2023, arXiv e-prints, arXiv :2307.09746
- Vigan, A., Bonnefoy, M., Ginski, C., et al. 2016, , 587, A55
- Vigan, A., Lopez, M., Morsy, M. E., et al. 2022, in *Adaptive Optics Systems VIII*, ed. L. Schreiber, D. Schmidt, & E. Vernet, Vol. 12185, International Society for Optics and Photonics (SPIE), 121850S
- Vigan, A., N'Diaye, M., Dohlen, K., et al. 2018, in *Adaptive Optics Systems VI*, ed. L. M. Close, L. Schreiber, & D. Schmidt, Vol. 10703, International Society for Optics and Photonics (SPIE), 107035O
- Wang, J. J., Delorme, J.-R., Ruffio, J.-B., et al. 2021, in *Techniques and Instrumentation for Detection of Exoplanets X*, ed. S. B. Shaklan & G. J. Ruane, Vol. 11823, International Society for Optics and Photonics (SPIE), 1182302
- Wells, M., Pel, J.-W., Glasse, A., et al. 2015, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 127, 646
- Xie, C., Choquet, E., Vigan, A., et al. 2022, , 666, A32
- Xie, C., Haffert, S. Y., de Boer, J., et al. 2020, , 644, A149
- Ygouf, M., Pueyo, L., Zimmerman, N. T., et al. 2016, in *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, Vol. 227, American Astronomical Society Meeting Abstracts #227, 147.18
- Zieba, S., Kreidberg, L., Ducrot, E., et al. 2023, arXiv e-prints, arXiv :2306.10150

Liste des publications

Publications en premier auteur :

- Bidot et al. 2023a (révision soumise) A&A "Exoplanets detection limits using spectral cross-correlation with spectro-imaging : An analytical model applied to the case of ELT-HARMONI " (voir section 2.2).
- Bidot et al. 2023b (in prep) : "Molecular mapping performances with ERIS/SPIFFIER" (voir Chapitre 4).

Contributions :

- Pourré et al. 2023 (in prep) A&A : Contribution sur la comparaison des performances du mode d'observation ExoGRAVITY par rapport à la propagation des bruits fondamentaux (voir section 3.3).
- Carlotti et al. 2022 SPIE : "On-sky demonstration at Palomar Observatory of the near-IR, high-resolution VIPA spectrometer". Contribution centrale à l'article au niveau de l'extraction et analyse des données, présenté par A.Carlotti au SPIE (voir Chapitre 6).
- Vaughan et al. 2023 MNRAS : "Chasing rainbows and ocean glints : Inner working angle constraints for the Habitable Worlds Observatory". Contribution dans le cadre du colloque "Optimal Exoplanet Imager" 2023. <http://arxiv.org/abs/2307.15137>

Présentations en colloque :

- Poster EAS 2021 virtual meeting (28 Juin – 2 Juillet 2021) : "High-Resolution spectra of exoplanets with the VIPA spectrometer : Calibration tests in preparation for Mt.Palomar observations".
- Poster à Spirit of Lyot 2022 à Leiden (27 Juin – 01 Juillet 2022) : "High-Contrast Imaging with ELT-HARMONI : contrast limitation with molecular mapping".
- Présentation EXO-ELT - Atelier sur l'Etude de la Formation Planétaire et des Exoplanètes avec l'ELT à Fréjus (8 - 10 Novembre 2022) : "Understanding molecular mapping performances : Application to ELT/HARMONI".
- Présentation NYRIA 2022 à Sarcedo (7 - 11 Novembre 2022) : "High-Contrast Imaging with ELT-HARMONI : Contrast limitation with molecular mapping".

Contribution à une présentation en colloque :

- Gratton et al., Présentation à l'ESO Garching : Disk and Planets at ESO : "An integral field medium resolution spectrograph for SPHERE exploiting low noise detectors "

Annexe A

Annexe : Article VIPA

On-sky demonstration at Palomar Observatory of the near-IR, high-resolution VIPA spectrometer

Alexis Carlotti^a, Alexis Bidot^a, David Mouillet^a, Jean-Jacques Correia^a, Laurent Jocou^a, Stéphane Curaba^a, Alain Delboulbé^a, Etienne Le Coarer^a, Patrick Rabou^a, Guillaume Bourdarot^b, Thierry Forveille^a, Xavier Bonfils^a, Gautam Vasisht^{c,d}, Dimitri Mawet^{c,d}, Rick S. Burruss^{c,d}, Rebecca Oppenheimer^e, René Doyon^{f,g}, Etienne Artigau^{f,g}, and Philippe Vallée^{f,g}

^aUniv. Grenoble Alpes, CNRS, IPAG, 38000 Grenoble, France

^bMax Planck Institute for extraterrestrial Physics, 85748 Garching, Deutschland

^cDepartment of Astronomy, California Institute of Technology, Pasadena, CA, USA

^dJet Propulsion Laboratory, Pasadena, CA, USA

^eAstrophysics Department, American Museum of Natural History, New York, NY 10024, USA

^fUniversité de Montréal, Département de Physique, IREX, Montréal, QC H3C 3J7, Canada

^gObservatoire du Mont-Mégantic, Université de Montréal, Montréal, QC H3C 3J7, Canada

ABSTRACT

A near-IR high-resolution, $R \approx 80000$ spectrometer has been developed at IPAG to directly characterize the atmosphere of exoplanets using adaptive optics (AO) assisted telescopes, and a single-mode fiber-injection unit. A first technical test with the 200' Hale telescope at Palomar Observatory occurred in March 2022 using the PALM3000 AO system offered by this telescope. Observations have also been made at the same time with the PARVI spectrometer so that a direct comparison can be made between the two instruments.

This spectrometer uses a virtually imaged phased array (VIPA) instead of an echelle grating, resulting in a very compact optical layout that fits in a 0.25m^3 cryostat. Using a quarter of an H2RG detector, the spectrometer analyses the middle part of the H-band, from 1.57 to 1.7 microns for 2 sources whose light is transferred from the telescope to the spectrometer using single-mode fibers. By design, the transmission of the spectrometer is expected to be 40-50%, which is 2-3 times higher than the transmission of current high-resolution spectrometers such as CRIRES+ and NIRSPEC. A damaged cross-disperser limited it to 21%, however. A replacement grating with a correct, twice as high efficiency has been procured after the on-sky demonstration.

In addition to recalling the main specifications of the VIPA spectrometer, this paper presents the control software, the calibration process, and the reduction pipeline that have been developed for the instrument. It also presents the results of the on-sky technical test with the Hale telescope, as well as measurements of the effective resolution and transmission, along with a comparison of a spectrum of the sun obtained with the spectrometer with the BASS2000 reference spectrum. Planned modifications are also discussed. That includes the integration of a new dedicated H2RG detector, and of K-band optics.

Keywords: Spectrometry, High Spectral Resolution, Exoplanets

1. INTRODUCTION

Spectrally characterizing exoplanets atmosphere will be necessary to answer some of the most pressing questions we have about them:

- how do planets form? two main mechanisms have been proposed, namely core accretion and gravitational instability. The carbon to oxygen ratio may help determining which one is the most likely to explain the properties of planets,

Further author information: (Send correspondence to Alexis Carlotti)
A.C.: E-mail: alexis.carlotti@univ-grenoble-alpes.fr

Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy IX, edited by Christopher J. Evans,
Julia J. Bryant, Kentaro Motohara, Proc. of SPIE Vol. 12184, 121841I
© 2022 SPIE · 0277-786X · doi: 10.1117/12.2628937

Proc. of SPIE Vol. 12184 121841I-1

- how habitable are planets? without the right atmosphere (in terms of physical properties and composition), planets in the so-called habitable zone may not be habitable at all,
- is there a biological activity on other planets?

In all three cases, a sufficiently high resolution will be required. A resolving power $R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$ of a few thousands is enough to detect the presence of some molecules such as H_2O , CH_4 , and CO , but a few tens of thousands is necessary to resolve the molecular lines, from which molecular abundances can be derived. The planet velocity can also be measured by analyzing the broadening of the absorption lines.

The presence of the host star is an obvious obstacle to the characterization of the planet. Spatially resolving the planet, i.e., imaging it, lessens this issue by greatly decreasing the photon noise of the star. The larger the telescope, and the better the adaptive optics system, the lower the photon noise from unwanted stellar light.

The current high-contrast imaging instruments (VLT-SPHERE,¹ GPI,² SCExAO,³ MAGAO-X⁴) only have low-resolution capabilities, however, with $R = 50 - 70$ in the near-IR.

Three projects so far aim at injecting the light of a planet (observed using an extreme adaptive optics system) into a single-mode fiber, and feeding a high-resolution spectrometer with it:

- the Keck Planet Imager and Characterizer (KPIC⁵), an extreme adaptive optics system that sends light to NIRSPEC⁶ ($R=37000$, 0.72" slit width)
- HiRISE,^{7,8} a fiber-injection unit for VLT-SPHERE, that plans to use CRIRES+⁹ ($R=50000-100000$, 0.4-0.2" slit width)
- REACH,¹⁰ a fiber-injection unit connecting Subaru-SCExAO with the Infrared Doppler (IRD) instrument¹¹ ($R=100000$)

In all cases, the total transmission is very low. HiRISE expects an average transmission of 3.6% (from the telescope entrance to the detector of CRIRES+), and KPIC demonstrated a transmission close to 5%. Multiple attenuation factors exist. Most have already been minimized, for instance by using highly transmissive or reflective optics. One, however, is both problematically low, and can still be significantly increased: the spectrometer's efficiency.

The NIRSPEC and CRIRES+ high-resolution spectrometers have been designed to look at seeing limited sources, and not diffraction limited sources. This limits their transmission. It is for instance 17-22% for CRIRES+ in the H-band, and an additional loss of 8% is induced when coupling the fiber coming from SPHERE/HiRISE to CRIRES+.

It also limits the minimum size of the spectrometers, since the resolution of an échelle spectrograph designed for seeing-limited sources is inversely proportional to the telescope diameter. An instrument like CRIRES+ is already 2m across. This is a potential issue with the 30 to 40m upcoming extremely large telescopes (ELT).

Designing spectrometers for diffraction-limited sources has several advantages.¹² From an astrophysics point-of-view, it can in particular remove the modal noise that spectrometers fed with multimode fibers suffer from, which is critical for the detection of planets by radial velocity instruments. From a technological point-of-view, it leads to instrument whose size is not set by the telescope diameter, and are intrinsically quite compact, and thus less expensive than their seeing-limited counterparts.

The VIPA spectrometer that has been developed at IPAG since 2017¹³ is designed to look at diffraction-limited sources. It operates with a λ^2 elementary optical étendue, which allows it to reach a very high resolution ($R=80000$) with a very compact instrument ($\ll 1m^3$). Moreover, its design grants it a high transmission of 40-50%, which is a significant advantage for characterizing exoplanets, among other objects of interest.

After the laboratory demonstration in the visible, a near-IR version of the spectrometer has been designed.¹⁴ Following laboratory works on the alignment and calibration procedure of this spectrometer, observing time for an on-sky demonstration of its capabilities has been obtained at Palomar Observatory, and observations occurred on March 14th to 16th, 2022.

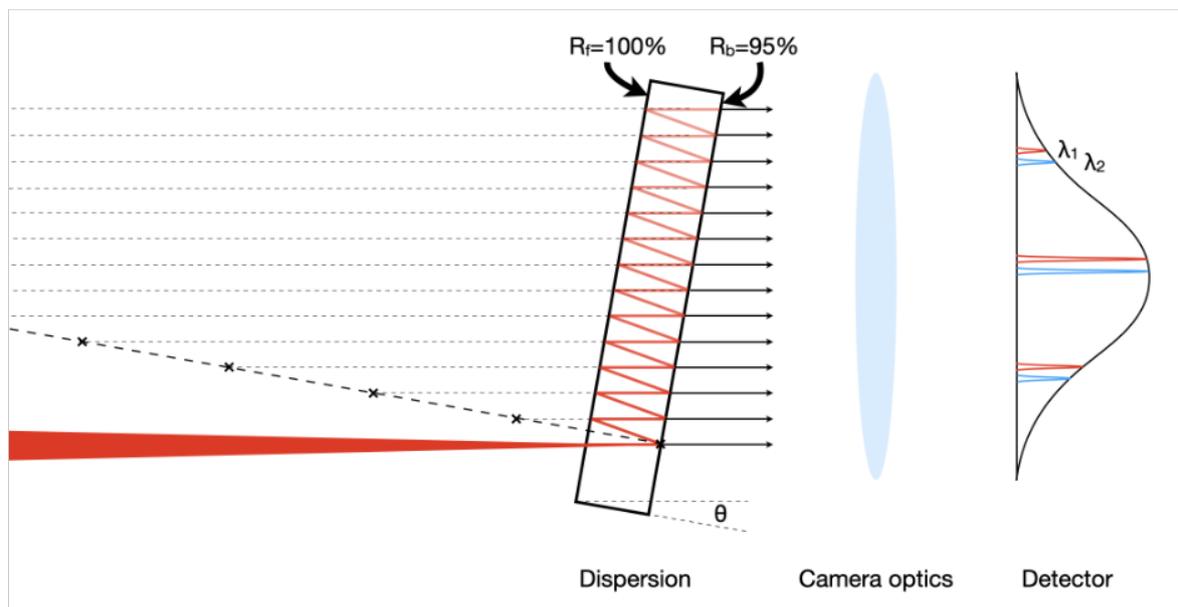


Figure 1: Schematic view of the physics of the VIPA component. A beam is focused at its base, and light reflects between the front surface, which is entirely reflective, and the back surface, which is 95% reflective. The beams emerging from the VIPA can be seen as if they were coming from reflections on a flat virtual grating, here represented as a dashed black line. These beams, after going through camera optics, induce a series of fringes on a detector, that shift vertically with the wavelength. An Gaussian envelope modulates the intensity of these fringes.

This paper first presents in sec.2 the updated design of the VIPA spectrometer, as well as its specifications as measured in the laboratory. It then discusses in sec.3 the data reduction pipeline that was developed to extract a spectrum from the raw data. The installation of the spectrometer at the Palomar observatory, and the observations that were conducted are presented in sec.4. Future developments are discussed in sec.5, and a conclusion is given in sec.6.

2. SPECTROMETER DESIGN, SPECIFICATIONS, AND INTERFACES

We briefly recall in this section the original design¹⁴ of the spectrometer, and we highlight the small differences with the current one. We also list its specifications, and interfaces, and detail the resolution and transmission of the spectrometer that were measured in the laboratory.

2.1 Design

A classical échelle spectrograph uses an échelle grating and a cross disperser to project a spectrum over the surface of a detector in two dimensions through a series of orders that each cover a small part of the full bandwidth.

In the VIPA spectrometer the échelle grating is replaced with a virtually imaged phased array (VIPA¹⁵), which gives it its name. A VIPA is a Fabry-Pérot interferometer used as an angular disperser. The physics of the VIPA is illustrated in fig.1. A beam is focused at the entrance of the VIPA, in a thin, $200\mu\text{m}$ slit located at its base. Light bounces back and forth between the front and back surfaces, that have respectively a 100% and 95% reflectivity. Each time the beam hits the back surface, a small fraction exits the VIPA. Downstream of the VIPA, light is seen as if it was emerging from an échelle grating, and in this respect, a VIPA can be seen as a virtual échelle grating.

In fig.1, a projecting optics is shown to illustrate how the light would be projected on a detector if it was located right after the VIPA. In practice, a cross-disperser is located between the VIPA and the projecting optics, but it is useful to understand the vertical dispersion induced by the VIPA. The same wavelength is projected on

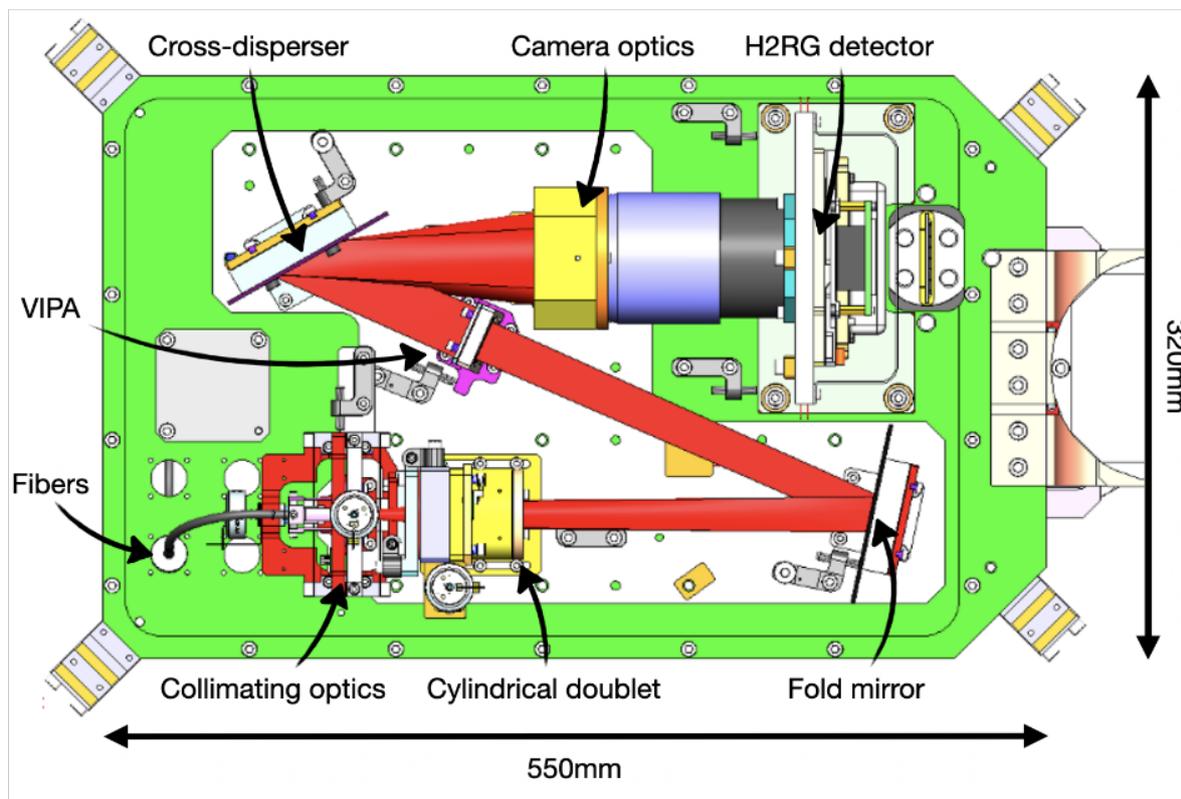


Figure 2: Top-view of the optomechanical design of the VIPA spectrometer, minus the cryostat in which the optics are located. Two fibers carry the light of the targets to be characterized. Light exits the fibers, and is collimated, before being focused with a cylindrical doublet, and folded. The focus is located at the entrance slit of the VIPA, which disperses the light vertically. Light then propagates towards the cross-disperser, and is dispersed horizontally. It is then projected through camera optics onto an H2RG detector.

the detector at multiple locations, i.e., in several orders. The intensity of each order is modulated by an envelope with a Gaussian profile whose waist W_{env} is set by the waist W_0 of the incident Gaussian beam, and the ratio of the focal length f_{cyl} of the cylindrical lens that focuses light on the VIPA, and the focal length f_{cam} of the optics that projects light on the detector: $W_{env} = W_0 \times f_{cam}/f_{cyl}$.

A VIPA has three main advantages over an échelle grating: (1) its efficiency is close to 100%, (2) it is very small ($\approx 1''$ sq.), and (3) it is easy to obtain a high dispersion with it. Being very small, it further decreases the size of the instrument, and it is easier to manufacture than an échelle grating, making it relatively inexpensive, in spite of a high optical quality (20nm P2V).

Note that a VIPA can only be used with a very small optical étendue. It has a limited, but fairly large, 20% bandwidth. Perhaps the only drawback of this component is its sensitivity to alignment: light must be focused on a very thin slit (200 μ m) located near the base of the VIPA. A misalignment results in a sharp transmission loss, which defeats its key advantage.

The rest of the design is illustrated in fig.2. Two single-mode fibers can be connected to the spectrometer, so that the light they carry can be analyzed at the same time. Light is transmitted inside a vacuum vessel through fiber feedthroughs, which are connected to two other single-mode fibers inside. The light of these fibers is collimated using a doublet, and focused at the base of the VIPA using a cylindrical lens (and folded with a mirror). Exiting the VIPA, light hits the blazed-grating cross-disperser, before being reimaged onto the surface of an H2RG detector.

Optics are mounted on a 260x400mm breadboard, which is itself mounted on a larger, 320x550mm breadboard

that sits about 100mm above the floor of the cryostat. This two-breadboard design was chosen so that the H-band optics could be easily switched with the K-band optics.

The VIPA spectrometer is currently designed to work in the H band. K-band observations are also planned. It uses an H2RG detector, i.e., a low-noise, near-IR detector with 2Kx2K pixels, with the spectrum of a source being projected onto a quarter of the detector (2Kx0.5K). Working at these wavelengths, with this type of detector requires a T=80K cryogenic temperature, which we obtain by placing our spectrometer in a cooled cryostat.

A primary pump, located next to the instrument, and a secondary pump, attached beneath the cryostat, create a vacuum. A pulse-tube cools down the optics bench inside the cryostat. Its head is attached above the cryostat, and the compressor is located next to the instrument.

Operating at a cryogenic temperature makes the alignment of the optics a bit difficult since the structure deforms with the sharp decrease in temperature. Our initial plan was to use a thermo-mechanical model to predict these deformations, and to apply corrections after aligning the optics at ambient temperature. This proved impractical and we have thus added three cryo-compatible piezo-electric actuators to the original design of the spectrometer

These piezo-electric actuators from JPE are used to adjust three degrees of freedom with a nanometric precision: the height and clocking angle of the cylindrical doublet (and therefore, the height of the beam that hits the VIPA, and the angle between the entrance slit, and the beam), and the distance between the fiber and the collimating doublet. These actuators can be operated both at ambient temperature, and at cryogenic temperature with a vacuum. They can be seen, along with the rest of the optomechanical structure in a photography given in fig.3.

2.2 Specifications

In its current design, the VIPA spectrometer observes in a 130nm bandwidth from 1.57 μ m to 1.70 μ m. This bandwidth is limited by the specifications of the blazed grating cross-disperser, which were chosen to accommodate the spectra of two sources at the same time on an H2RG detector. When observing two sources, the two sets of orders that are interlaced are separated enough from each other to avoid any cross talk. In practice this separation is overly conservative, given the amount of cross talk, and a third set of orders could be accommodated, or alternatively the bandwidth could be doubled, to around 250nm.

The VIPA spectrometer is designed to achieve a mean resolving power R=80000. It is expected to change along each order, from around R=60000 to R=100000, as well as across orders, from an average resolution of R=75000 to R=85000. The spectrum is sampled through about 80 orders, each covering a 2-3nm range, with a slight overlap between orders, and the same wavelength is sampled once or twice depending on its value.

The total transmission of the spectrometer is expected to be close to 40%. It is defined as the ratio between the light that exits the fiber that is connected to the feedthrough mounted on the cryostat, and the one that is detected by the H2RG. A detailed decomposition of the transmission budget is given in 1. It describes the transmission of several sub-elements of the spectrometer, both according to the design, as measured in the laboratory, and expected once some corrections will have been made.

A 21% transmission from the input fiber to the detector plane *without including the detector QE* was measured in the laboratory using a photometer. This value is much lower than the one expected from the design, and we identified three causes for that:

- the efficiency of the cross-disperser was separately measured to be only 41%, instead of about 80% according to the manufacturer. The surface of the cross-disperser appears to have sustained damage after it was initially installed. The cause for this damage has not been identified,
- the measurement was performed with a wide H-band filter with a mean 90% transmission that was not part of the original design.

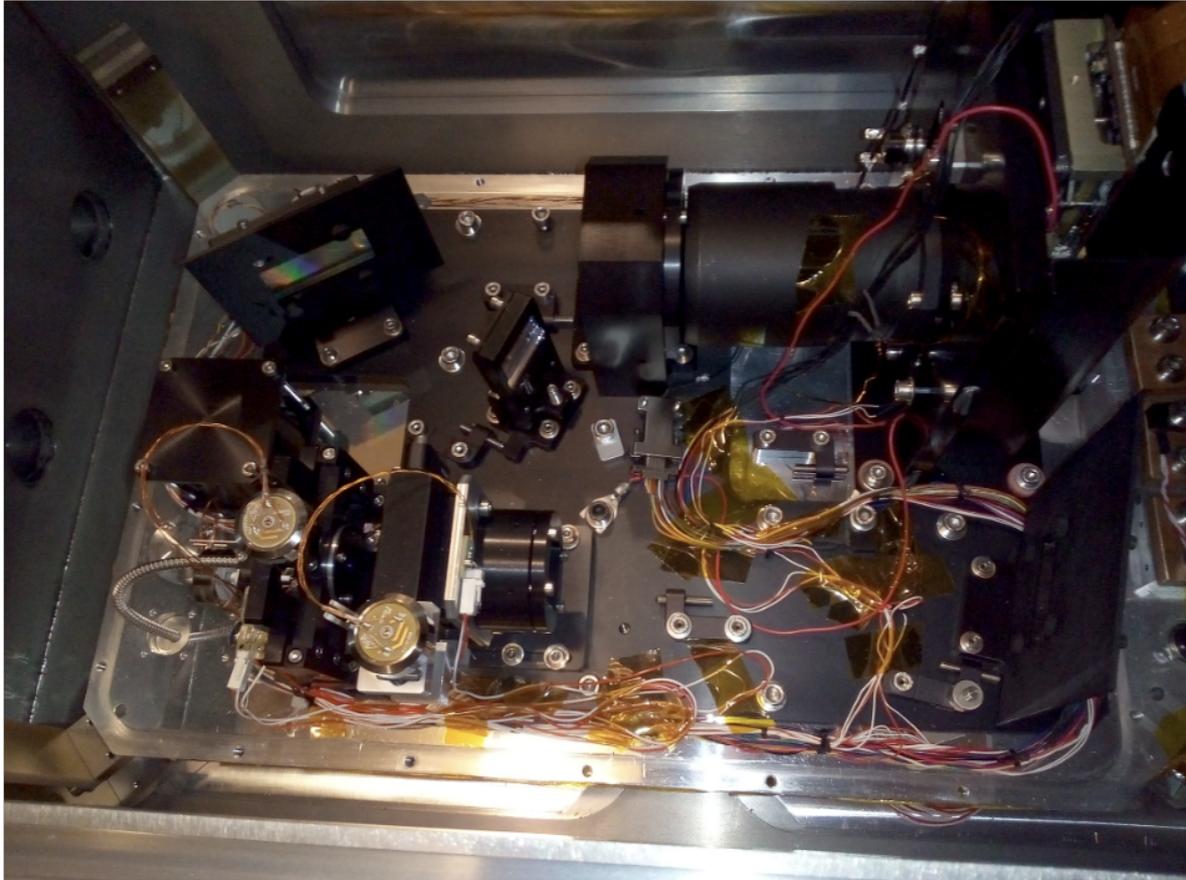


Figure 3: Top-view photograph of the optomechanical structure of the VIPA spectrometer. The cryostat that contains it can be seen as well. The orientation of the photography is similar to the drawing in fig.2. Most of the many wires that can be seen are connected to the temperature sensors, and a few of them are connected to the piezo-electric actuators mounted on the collimating and focusing optics in the bottom left corner.

Component	T_{Design}	$T_{Measured}$	$T_{Expected}$
Feedthrough	0.95	0.92 (A) — 0.97 (B)	0.95
Optics	0.8	N.A.	0.69
VIPA component	0.95	N.A.	0.90
Cross-disperser	0.7	0.41 — 0.79	0.79
Total spectrometer	0.5	0.21	0.47

Table 1: Transmission budget. In addition to the transmission that was assumed from the design, measured transmissions are provided when available. An expected transmission of the spectrometer based on these measurements is given as well. It assumes the replacement of the old grating with the new one, and the removal of the H-band filter.

- the transmission of the feedthrough that was used was measured to be 92% instead of 95%. It could be due to some dust, or to a misalignment of the feedthrough's fiber connector. The other feedthrough's transmission, which has been less used, was measured to be 97%.

These causes are not enough to explain the totality of the low, 21% transmission. Taking into account the three causes described above, the combined transmission of the optics and of the VIPA in this test must have been 62%, instead of 76% according to the design. There is no clear reason why the transmission of the VIPA component should be the cause for this difference. A careful alignment of the beam with respect to the VIPA

Type	Nature	Details
Optical	single-mode fiber	FC-APC, SMF28, NA=0.13, 9 μ m core
Mechanical	Volume (L,W,H)	1x0.8x1m ³
Thermal	Cooling lines	Water or glycol/water mix, T \geq 27deg C
Electrical	Several high power devices	15kW total (incl. 5kW pulse-tube compressor)
Network	LAN	IP address (static if possible)

Table 2: Interfaces of the VIPA spectrometer. The table provides for each type of interface its exact nature, and technical details related to it.

was performed, and such an injection loss in the VIPA appears unlikely. The collimating optics may vignette the beam, however, and may thus explain this difference. This will be investigated in the future, and changes to the collimating optics may be made to avoid this.

A replacement grating was obtained from the manufacturer, but too late for the observations at Palomar Observatory, unfortunately. The transmission of this new grating was measured close to 78% in broadband, unpolarized light. This value is very close to the one indicated by the manufacturer.

Switching the old grating with the new one, the total transmission of the spectrometer is expected to be 47%.

This does not include the detector quantum efficiency (QE). A 70% value was assumed in the original design, but this value corresponds to the minimum QE of an H2RG detector, as provided by its manufacturer. In practice a much higher value of about 90% has been measured with the detectors of other instruments such as VLT-SPHERE. Such a QE would make the total transmission of the instrument 42%, which is close to what was expected when designing the instrument.

The H2RG detector that was used for the laboratory tests as well as the on-sky tests at Palomar Observatory is an engineering grade model owned by the University of Montreal. The cosmetics of this detector prevent using but a quarter of the detector, and the orders are projected onto the 512x2048 section located next to the lower edge of the H2RG. This is enough to sample the spectrum with at least two pixels per spectral resolution element, satisfying the Shannon-Nyquist criterion.

Even so, a significant fraction of this area is affected by ‘bad pixels’ that return non-usable counts, either because they are systematically too low or too high no matter the signal, or because the variance of the noise is not consistent over time.

Fig.4 provides a view on a 400 pixels large square region of the detector. It shows both the signal acquired with the VIPA with a broadband source, and the many bad pixels affecting it. This section of the detector is actually one of the less affected.

Another minor issue was encountered with the detector: for some observations, but not all of them, data was lost for 32 columns regularly located on the detector (with a 64 pixels interval). This is likely due to a malfunction of the electronics.

In spite of these limitations, this detector enabled the on-sky tests of the spectrometer, i.e., the demonstration of its capability to provide a spectrum over the desired spectral range, and it allowed for a measurement of its effective resolution, and transmission.

2.3 Interfaces

The specifications of the interfaces of the VIPA spectrometer are listed in tab.2. The different parts of the spectrometer, and their interfaces with the observatory are illustrated in 5.

The cryostat volume is only 0.8x0.5x0.5m³, and it is smaller than the volume indicated in 2. The latter also takes into account the volume of the secondary pump that is attached beneath the cryostat, as well as legs onto which the cryostat stands.

The numerical aperture (NA) that is assumed for the fibers is $NA = 0.13$. The fibers that are used to feed PARVI have the same NA.

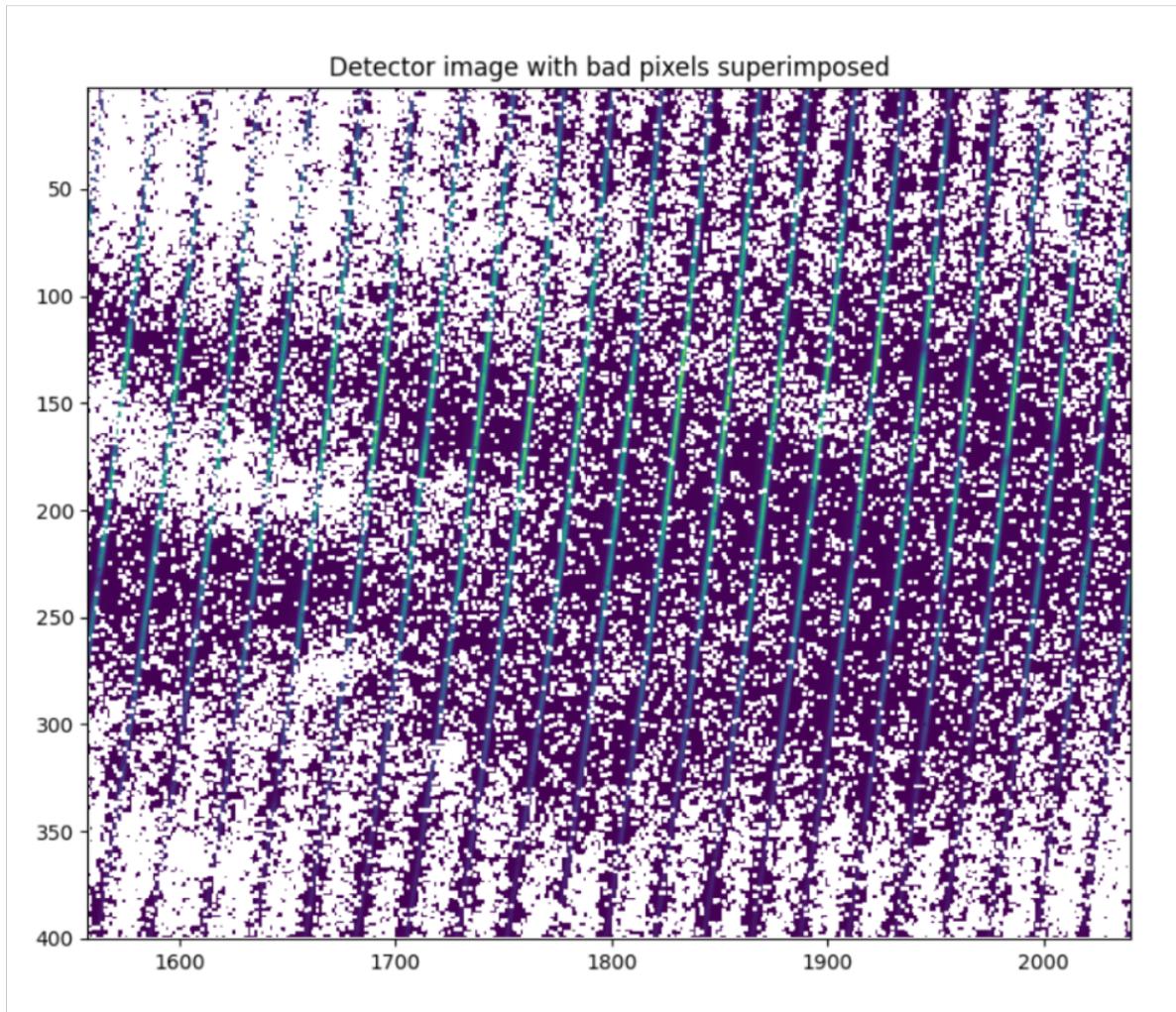


Figure 4: 400 pixel square region of the engineering grade detector that was used for the laboratory and on-sky tests. Bad pixels appear in white. The signal is visible too, and is composed of a series of orders that have a 5deg angle with the vertical.

The staff at Palomar Observatory greatly helped in the interfacing process. For instance, electric sockets using the European 220V convention were installed specifically for these tests.

3. DATA REDUCTION PIPELINE

The reduction of the raw data is similar to that of other échelle spectrographs. After subtracting the dark, the spectrum is extracted from the images by measuring the intensity along the orders. This process uses three prior calibrations:

- a dark, which must be acquired in the same condition as the science exposures, and which can be used to identify the bad pixels in the image.
- the orders flat, i.e., a spectrum obtained with a broadband, feature-less, and calibrated source, to determine the flux variation along the orders. It was used both to later normalize the spectrum, and to build a quadratic model of the location of the orders in the 2D space of the detector. An order flat is displayed in fig.6.

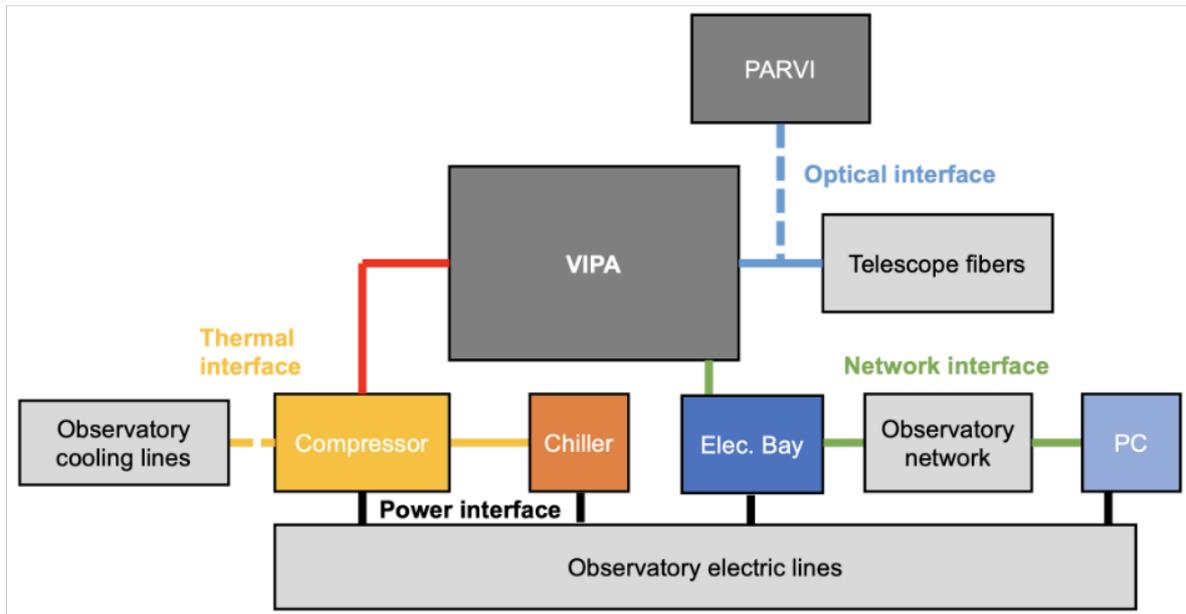


Figure 5: Schematic view of the components of the VIPA spectrometer, and its interfaces with the observatory. Dark grey is used for the VIPA and PARVI instruments, and light grey is used for the observatory.

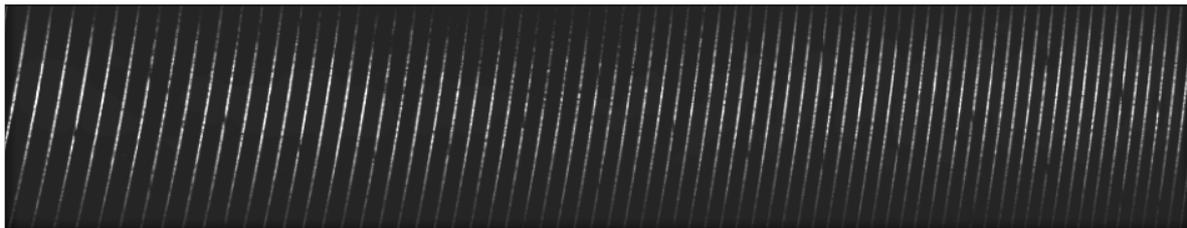


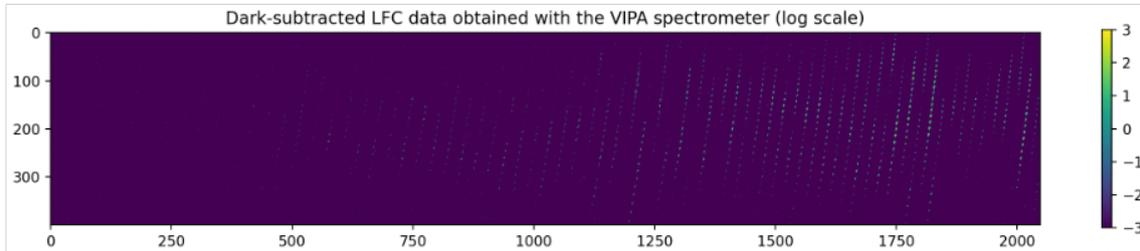
Figure 6: Dark-subtracted order flat image. The dark spots that appear regularly are induced by the electronics read issue discussed in subsec. 2.2.

- the pixel map, i.e., a file describing the location of the wavelengths on the detector. It was first obtained using a tunable H-band laser with a picometer precision that we used to scan the system with a 0.1nm resolution, resulting in about 20 points along each order. A quadratic model was built to associate for each order the wavelength with the vertical coordinate of the detector space. The laser frequency comb (LFC) at Palomar observatory was later used to obtain a second pixel map. The LFC samples the J & H bands at a 10GHz frequency. It has two advantages: (1) it provides this calibration in a single exposure, and (2) it enables a precise monitoring of the stability of a spectrometer. Fig.7a shows an example of data acquired with the LFC coupled into the VIPA spectrometer, and fig.7b and fig.7c show the extracted spectrum in the full spectral range, and in a 4nm range, respectively.

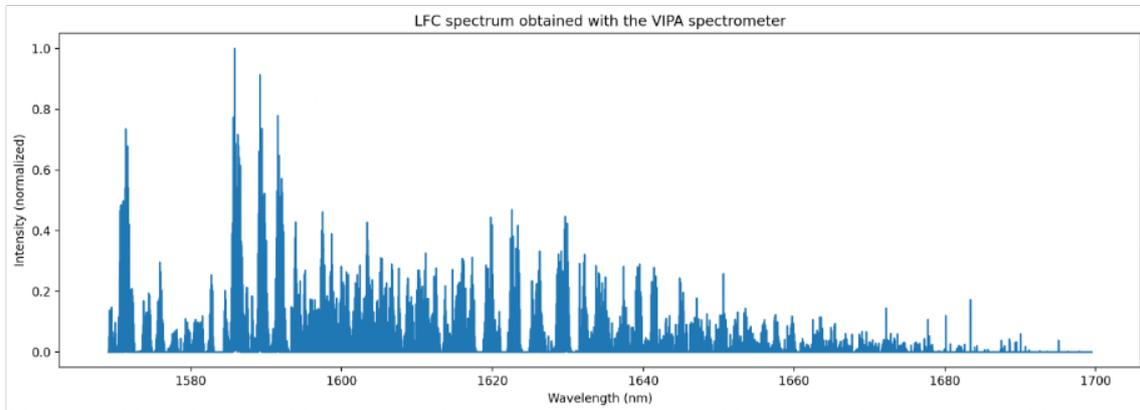
The intensity is estimated using this calibration data at each vertical coordinate (and thus for a specific wavelength) along each order, by fitting a small Gaussian on the data, taking into account the presence of bad pixels. Based on this first processing, a spectrum is derived for a chosen sampling, which is by definition similar or slightly degraded with respect to the resolution of the spectrometer itself.

Observations of the Sun were conducted from Grenoble. The reduction pipeline was used to extract its spectrum, and the result is shown in fig.8a, together with a reference IR spectrum obtained from the Bass2000 online database^{16*}. A very good agreement can be observed between the strong absorption features. A low-order modulation of the amplitude of the spectrum obtained with VIPA can be seen as well. It may be related to

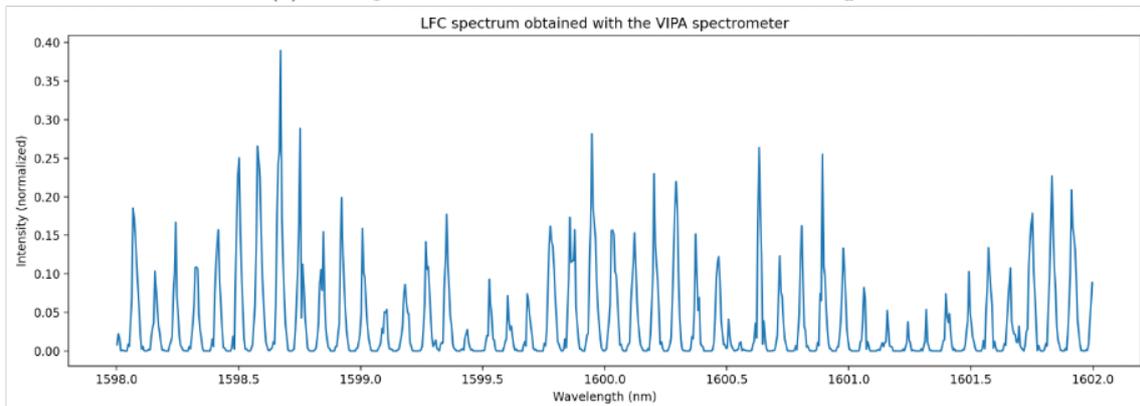
*<https://bass2000.obspm.fr/home.php>



(a) Dark-subtracted order flat image. The dark spots that appear regularly are induced by the electronics read issue discussed in subsec. 2.2.

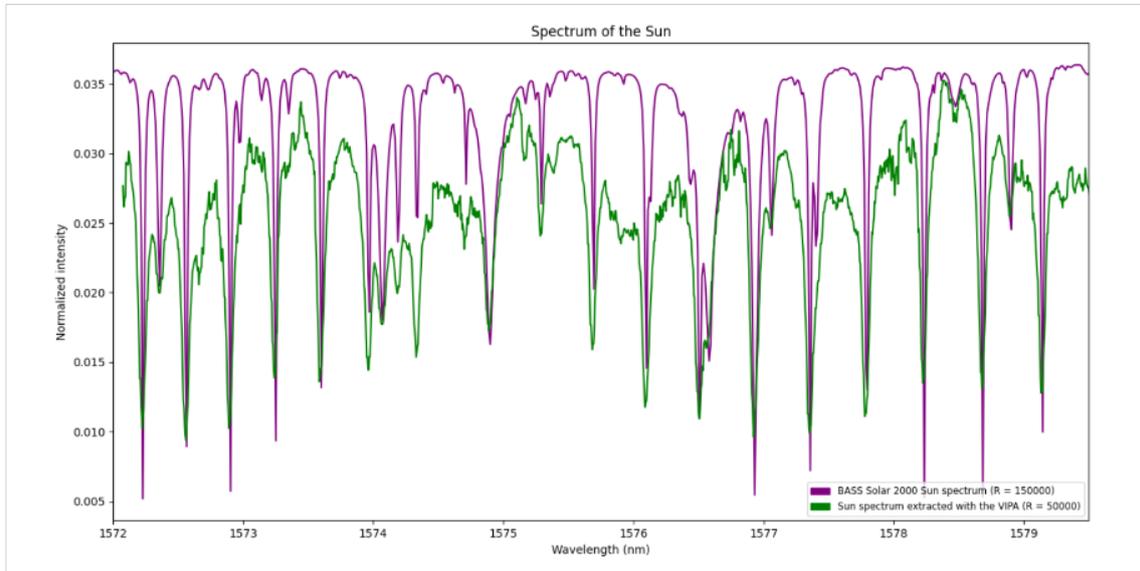


(b) LFC spectrum extracted from the data shown in fig.7a

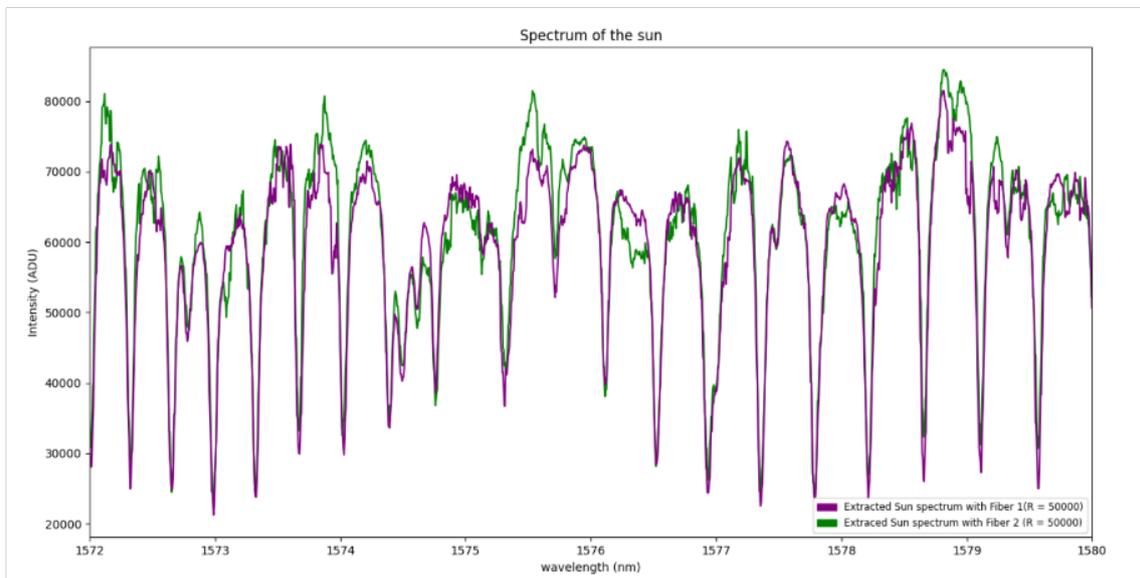


(c) Close-up version of the LFC spectrum shown in fig.7b

Figure 7: LFC spectrum acquired at Palomar observatory with the VIPA spectrometer.



(a) Solar spectrum obtained with the VIPA spectrometer, and compared with the reference solar spectrum from the BASS2000 online database.



(b) Solar spectra obtained in both channels.

Figure 8: Solar spectra obtained with the VIPA spectrometer.

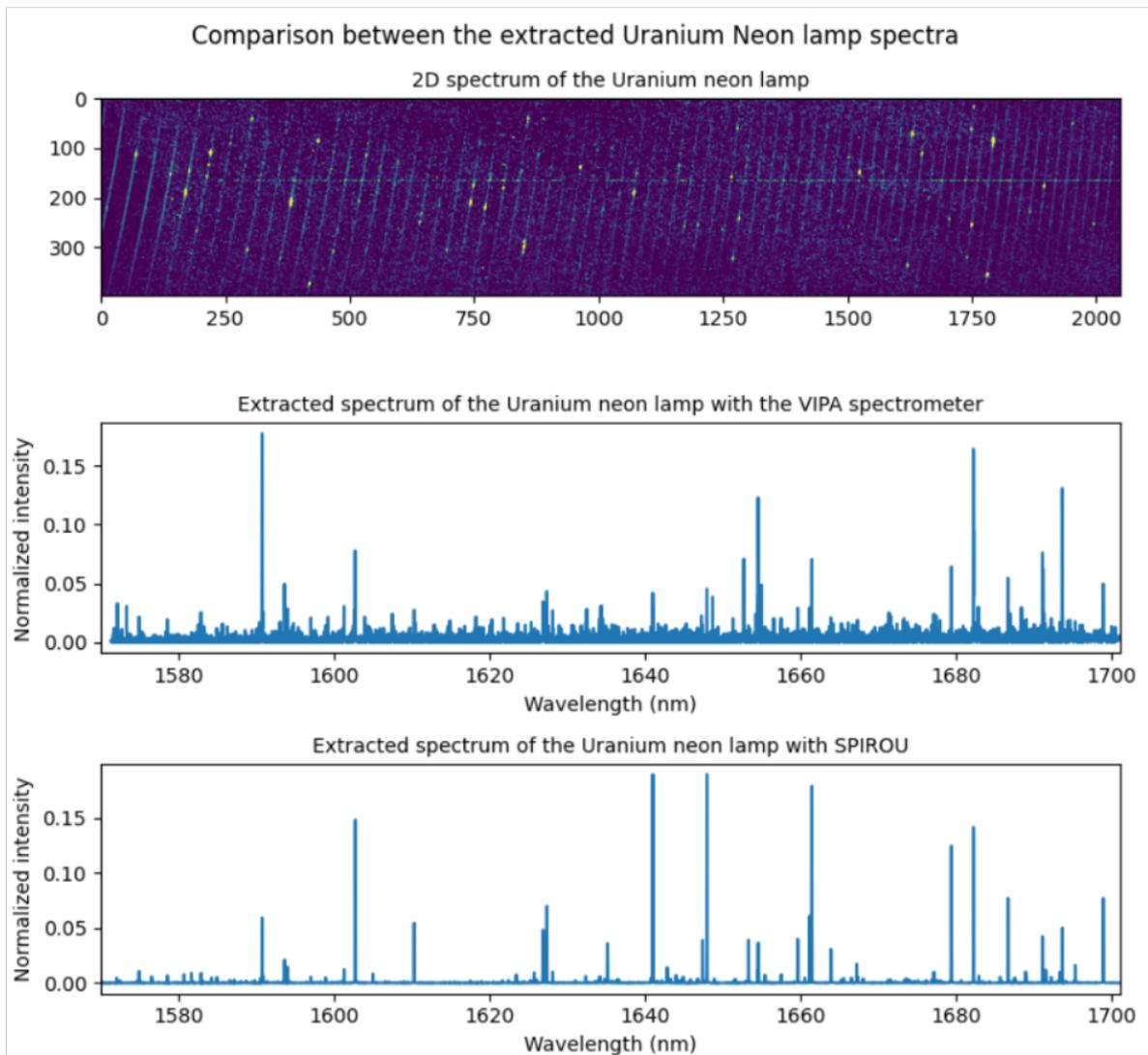


Figure 9: Spectra of Uranium-Neon sources obtained with VIPA and SPIROU. Top: VIPA detector image. Middle: spectrum extracted from the VIPA detector image. Bottom: spectrum extracted for a similar source with SPIROU.

the atmospheric conditions and composition, in particular a higher water vapour column density at the 200m altitude of Grenoble.

Fig.8b also shows the spectra obtained with both channels of the VIPA spectrometer, one at a time. Some small differences can be observed, such as the overall higher transmission of channel B with respect to channel A. Other differences may be due to small changes in the atmospheric conditions, and to the cosmetics of the detector, which complicate the data extraction.

Fig.9 shows the spectra of two Uranium-Neon sources obtained with VIPA, and with SPIROU, respectively. The same major emission lines can be observed in both cases. Their intensity is quite different, which can be expected since these measurements were obtained with different sources in slightly different conditions of temperature.

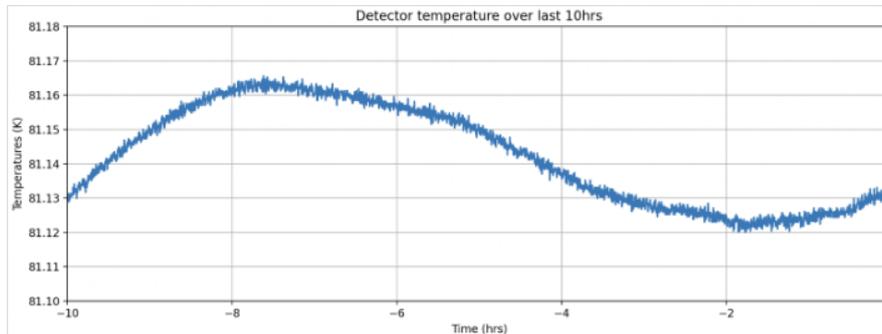


Figure 10: Temperature measured next to the H2RG detector over 10 hours.

4. INSTALLATION AND OBSERVATIONS

Three observation nights with the 5m Hale telescope at Palomar Observatory were allocated for the on-sky test of the VIPA spectrometer on March 14th, 15th, and 16th, 2022.

The PALM300¹⁷ adaptive optics system was essential to this demonstration, as well as the fiber injection unit developed for PARVI, and installed in the Cassegrain cage of the telescope.

The instrument and all of the necessary tools to proceed with its operation, alignment and calibration were shipped from the University of Grenoble-Alpes at the end of January. The H2RG detector was shipped from the University of Montréal in the middle of February.

4.1 Installation

The instrument was installed between February 25, and March 9, 2022. A day was necessary to unpack the crates, and move their content to a cleanroom. It took two days to install the H2RG detector in the cryostat, and perform a first alignment of the optics. This alignment was performed at ambient temperature using a C-RED2 SWIR camera. Optics were then moved to their cryo position, known from model, and adjusted from previous laboratory tests.

The instrument was then transported to a different room, next to PARVI, and interfaced with the observatory. A first cool down was initiated on March 1st, but was stopped following the failure of one of the observatory's transformer. The JADE2 card used to communicate with the H2RG detector was unfortunately damaged in the process. Fortunately, a spare card was shipped from the University of Montréal on March 3rd, and received a day later. In the meantime, the observatory staff solved the electrical issue. A second cool down was initiated on March 4th. The next day, once the detector reached a stable 80K temperature, images were taken using the light of a broadband source connected to the A channel of the instrument. Light was already going through the VIPA's entrance slit, and a slight adjustment was made to maximize the instrument throughput. Though much less critical, the position of the collimating optics was also slightly adjusted. New images were then obtained with the broadband source. They revealed that the detector had to be lowered by a few millimeters to avoid an area too rich in bad pixels. This adjustment cannot be done without opening the instrument. It was performed the next day, following a warm up of the cryostat. A third cool down of the instrument was then initiated on March 7th.

A flat of the orders was performed on March 8th using the same broadband source that was used for the optics alignment. It was performed for both channels. The wavelength solution of the instrument (the pixel map) was derived from a series of images acquired while feeding channels A and B successively with the light of the tunable laser mentioned in 3. Another series of images was acquired on the same day using the laser frequency comb (LFC) that is installed next to PARVI.

The temperature of the detector was monitored over a few hours to check its stability without a closed-loop temperature control. The result is illustrated in fig.10. A total variation of 40mK occurs over 10 hours, with a maximum change of 20mK over 1 hour. Note that the VIPA spectrometer was not designed for thermal stability like radial velocity instruments are.

Object of interest	H mag	Nramp	NDIT	Reference star	H mag
V440 Aur	1.5	20	64	HR 2540	3.2
GJ 388	4.8	22	128	HR 3975	3.5
GJ 436	6.1	30	128	HR 3975	4.8
Phi Boo	3.2	21	64	HD 143806	6.5
HR 3522	4.1	20	64	HR 3348	6.3
HD 97813	7.1	20	128	HD 99966	7.5
ST Her	0.8	250	8	NA	NA
V440 Aur	1.5	30	64	NA	NA
GJ436	6.3	40	128	HR 4789	4.8
HR 4789 A	4.8	10	128	NA	NA
HR 4789 B	4.8	10	128	NA	NA
26 Dra A	4.2	5	128	NA	NA
26 Dra B	6.4	15	128	NA	NA

Table 3: Stars observed during the nights of the 14th, 15th, and 16th of March, 2022. The H magnitude is listed, as well as the number of ramps and NDIT. When reference stars have been observed as well, their name and H magnitude is provided.

The cryostat was then warmed up, since observations would not occur before a few days. It is our experience that the alignment does not have to be modified after a series of cool down and warm up.

4.2 Observations

Table 3 provides the list of the stars that were observed over the allocated three nights, and key observation data.

Note that only stars were observed. Observing exoplanets was not possible because of PARVI's fiber injection unit, whose limiting magnitude is $H=11$. Even without that, the cosmetics of the detector, the telescope size, and the limited number of nights, would also have prevented this type of observation.

A total of 9 stars were observed, with H magnitudes ranging between 0.8 and 7.1. Brighter stars would have saturated our detector. The faintest stars required a total exposure time of about 1h to reach an SNR close to 100 per spectral resolution element.

A basic exposure time calculator (ETC) was developed prior to the observations, and was later adjusted to take into account the effective transmission of the telescope ($T_{tel} = 0.3$), of the fiber injection unit ($T_{FIU} = 0.3$), as well as the Strehl ratio that was obtained that night ($SR \approx 0.1$). The latter was limited by a strong dome seeing, and did not change much over the other two nights.

This ETC was successfully used to retrieve the average counts obtained with our spectrometer. This confirmation gives confidence when using this ETC to predict the SNR that could be obtained in other circumstances. For instance, given the same telescope and observing condition, observing an $H=8$ star would have required about 4h to reach $SNR=100$, which we deemed was a too long time for our technical tests.

For each star, a first, short observation was performed to check that light was correctly injected in VIPA, i.e., that we could receive a signal, and that the flux was in agreement with the expectation based on the ETC, and on the magnitude of the star. Once we had confirmation that the injection was correct, a longer series of exposures was started.

Two of the observed stars (GJ 388, ST Her) are part of the Infrared Telescope Facility (IRTF) spectral library.¹⁸ It will thus be possible to compare calibrated, medium resolution ($R=2000$) spectra, with the spectra acquired with the VIPA spectrometer.

GJ 388 was observed both with VIPA alone, and together with PARVI (see fig.11) using a 50:50 Y-splitter to feed both spectrometers at the same time. This star is also a SPIRou¹⁹ reference star. The VIPA data for this star will thus be compared to the data obtained with the medium-resolution infrared spectrograph, SpeX,²⁰ along with the PARVI and SPIRou data. PARVI is assumed to have an average transmission of about 20%.

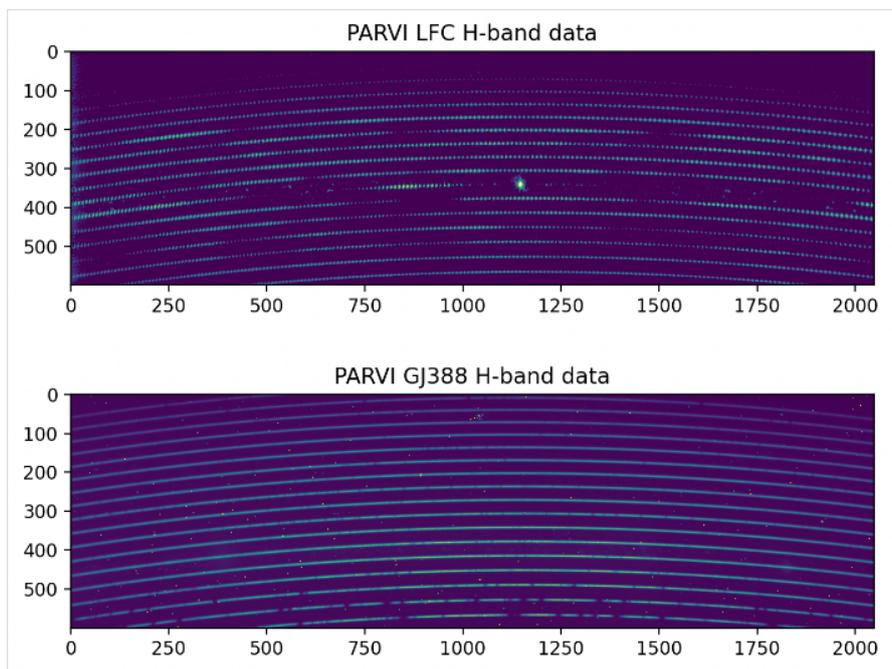


Figure 11: PARVI data: LFC (top, log scale) and GJ388 (bottom). This is an H-band subset of the J+H spectral range in which PARVI observes. The saturated spot in the LFC data is the 1559.9nm pump line.

GJ 436 has a Neptune-like transiting planet with a 2.6d period. It was observed on March 16th, before, during, and after transit. Transmission spectroscopy data may be extracted from this dataset.

HR 4789 is a binary star. The two components were observed one at a time. The observation of HR 4789 B was a bit difficult, and the injection efficiency in this case was likely worse than with HR 4789 A. This is due to the way the star is injected in the single-mode fiber: once the star is set on the fiber, the AO system keeps it at this position in a closed loop. In the case of binary stars that are too close to each other, and/or that present a flux ratio that is too high, the system cannot properly keep the faint companion in, and keeps jumping to the bright companion instead. This is the case with the binary star, for which HR 4789 B is about 2 magnitude fainter than HR 4789 A in the visible, and its angular separation is about $0.4''$. A manual offset of the fiber's position was used in order to inject the light of the HR 4789 B, and light was indeed observed on the detector.

26 Dra is another binary star. The separation between the two components of the binary is $0.6''$, and the differential H-band magnitude is 2.2. In this case - thanks to the larger separation - the system could automatically keep the fainter component injected in the fiber.

A 2nm large portion of the spectra of ST Her acquired on March 15th is presented in fig.12 as an example. Five broad absorption features can be observed. Many sharp features can also be observed, and are likely artefacts related to the cosmetics of the detector.

5. FUTURE DEVELOPMENTS

The spectrometer was disassembled immediately after the on-sky tests, and shipped back to IPAG to be modified. Indeed, a number of changes will be made to the instrument, both to improve its current performances, and to prepare for the characterization of exoplanets.

5.1 Modifications

A new science grade H2RG detector will replace the engineering grade detector that was used for these tests. It has already been manufactured, and delivered to IPAG. Its QE was measured by the manufacturer to be 88% in the near IR. This would make the total transmission of the spectrometer 41%. The installation of this new

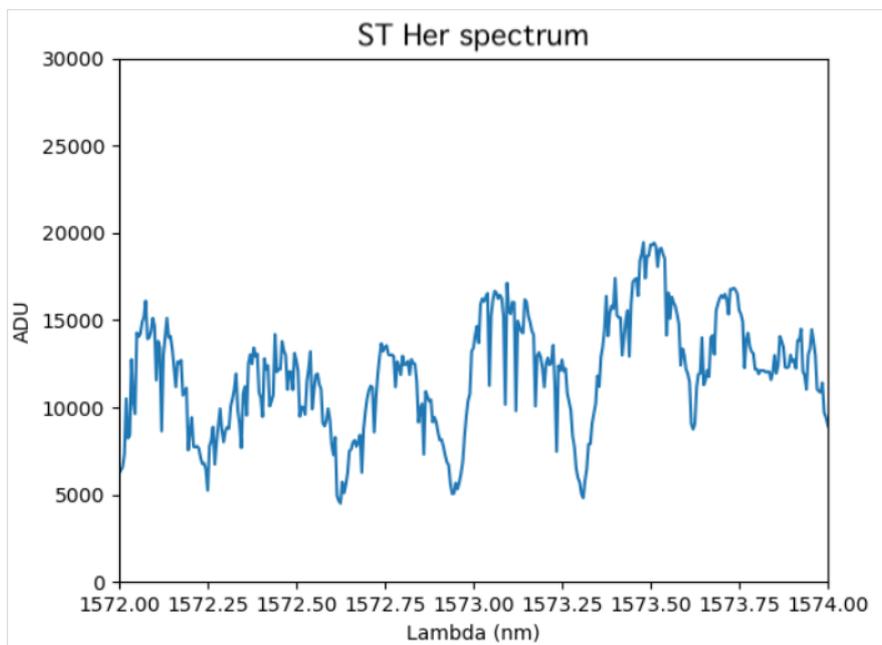


Figure 12: 2nm subset of the ST Her spectrum.

detector in the instrument will occur during fall 2022, and we plan on resuming laboratory tests at the beginning of 2023.

Another change to the instrument will be the replacement of the H-band cross-disperser. The new blazed grating will make it possible to cover a twice as large spectral range, i.e., about 250nm, while still allowing for two sources to be characterized at the same time. The original design assumed a large distance between the orders in order to minimize the difficulty of aligning the two fibers that feed the spectrometer. In practice this distance is larger than required, and we are confident that it can be safely lowered.

While there were good reasons to work in H-band for the first laboratory and on-sky tests (easier alignment process, and compatibility with PARVI's fiber injection unit), working in the K-band is more interesting from an astrophysics perspective. Indeed, the K-band concentrates more absorption lines than the H-band, especially of CH_4 , and CO . In addition, young planets such as β -Pictoris b display a high effective temperature ($T=1400K$ for this planet) such that their detection is more effective in the K-band. As a matter of fact, the KPIC instrument is specifically designed to characterize planets in K-band.

A K-band set of optics has already been acquired. Mechanical support for these optics will be modified so that piezo-electric actuators can be mounted in the same way they were on the mechanical support of the H-band optics. Piezo-electric actuators will be modified: absolute encoders will be added. At the moment, without these absolute encoders, and because of hysteresis, it is difficult to close a loop with them when maximizing the throughput of the instrument. The installation of the optomechanics for the K-band is scheduled for the beginning of 2023. The K-band calibration of the spectrometer will not be performed using a tunable laser, contrary to what has been done until now. Instead, fibered gas cells containing either CH_4 , CO_2 , or CO , will be used to obtain the wavelength solution of the spectrometer. A laser will be used to obtain an additional wavelength reference. The K-band VIPA spectrometer should be ready by summer 2023.

Another development is being investigated: the combined characterization of sources in the H and K bands at the same time. A VIPA component may not be manufacturable for such a large band, and the plan would be to use the two sets of optics at the same time. The current H- and K-band mechanical supports can fit together in the cryostat, albeit with a likely modified upper cover. Fold mirrors would be added to project both spectra onto the detector. A first version of the optical design is presented in Fig.13.

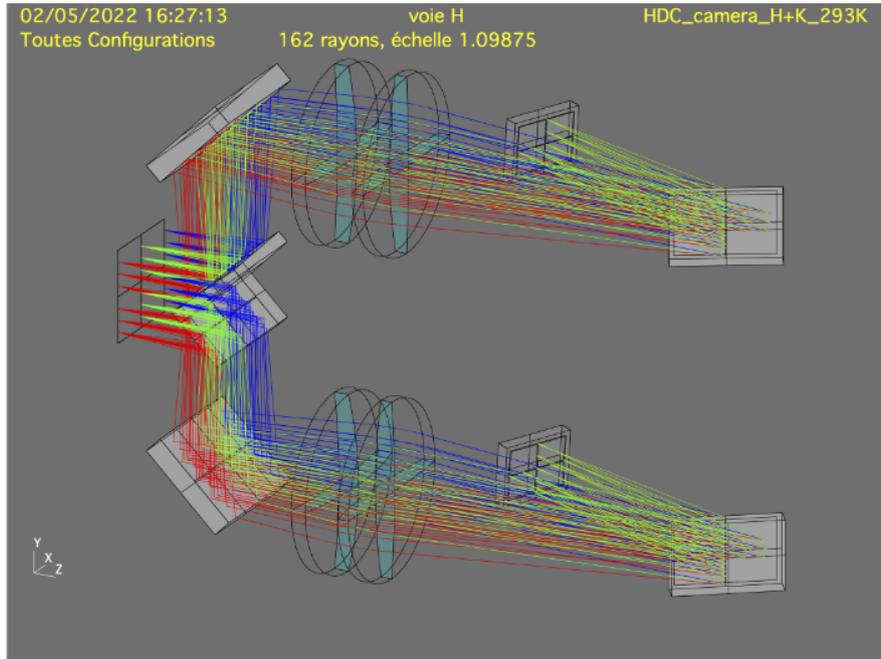


Figure 13: 3D view of the optical design of the combined H and K-band mode. Only the dispersive optics (VIPA and cross-disperser) and the camera optics are represented. Note that light is redirected onto the detector using a series of fold mirrors visible on the left side of the image.

The idea of using photonics components such as arrayed waveguide gratings (AWG) together with VIPA is also a promising one. An AWG can provide a medium to high resolution spectra in an extremely compact format.²¹ We will investigate the possibility of using a VIPA/AWG to replace the classical échelle grating/cross-disperser. We will also investigate the possibility of developing a photonics version of a VIPA component.

Finally, the temperature control of the cryostat will be improved to achieve lower temperature variations, in closed-loop, and thus a higher stability. Understanding what limits it may lead to design improvements that could enable an RV mode for this type of spectrometer.

5.2 Future observations

Given its high transmission, the VIPA spectrometer offers a significant advantage over the spectrometers that are used to characterize known exoplanets.

Observations may occur with VLT-SPHERE after the HiRISE fiber injection unit has been added to this instrument. The integration of HiRISE at VLT is scheduled for February 2023. The total transmission of HiRISE using with the VIPA spectrometer is expected to be about 8.5%, instead of 3.6%. This gain is due to a twice as high transmission for the spectrometer itself, and the absence of the fiber extraction module (FEM) that is planned to be used with CRIRES+, and that would become unnecessary when using VIPA. Using VIPA would more than double the transmission of HiRISE when using CRIRES+, thus granting one additional magnitude. Note that for the moment HiRISE is expected to only use the H band. The H-band collimating optics of the VIPA spectrometer would have to be modified to fit the numerical aperture of the fibers that HiRISE uses, however, otherwise a transmission loss is expected. This change may impact the choice of the new H-band cross-disperser if the fiber core diameter and cladding are different.

Observations may also occur with KPIC. The transmission of NIRSPEC being similar to that of CRIRES+, a similar gain is expected. Contrary to HiRISE, KPIC is already in operation. It only uses the K-band (although observations in the J- and H-bands may become possible). Connecting KPIC to VIPA could thus happen as early as 2023.

Our ETC predicts that with an ExAO instrument such as VLT-SPHERE (assuming an 85% Strehl ratio), and with a fiber injection unit with an 85% transmission (as expected with HiRISE), we could obtain an SNR of 10, per spectral resolution element, in about 5h with an H=18 target.

This model has two limits. First, HiRISE, as well as KPIC, would be used to look at planets next to a star, and the SNR would thus be also limited by the light of the host star. Second, the spectrum would likely be processed, for instance by cross-correlating it with templates (derived for instance from a BT-SETTL model). Doing so would greatly improve the SNR.²² This technique is being developed at IPAG in the context of another instrument, HARMONI,²³ the near-IR, first-light integral field spectrograph of the European ELT.

Observations may also be possible with SCEXAO since a fiber injection unit was developed for the high resolution REACH¹⁰ H-band spectrometer.

Finally, PAPHOS,²⁴ an ExAO system, has recently been installed at the 1.52m telescope at the Haute Provence Observatory in France. It would be much easier to perform future technical tests there. A dedicated fiber injection unit would have to be installed there as well, however.

6. CONCLUSION

The results of the laboratory tests performed at IPAG, and of the on-sky tests performed at the Palomar Observatory demonstrate that the VIPA spectrometer can characterize diffraction-limited sources at an R=80000 mean resolution in a 130nm spectral range in the H-band, with an efficiency close to 40%. Moreover, its optical design makes it a very compact, and relatively inexpensive instrument whose cost is driven by its detector.

Several hardware changes, including the installation of a dedicated science grade H2RG detector, will be made within one year to enable this spectrometer to be used to characterize planets and other diffraction-limited sources in H and K band. Instruments such as VLT-SPHERE, and KPIC could benefit from using the VIPA spectrometer, and observations may occur as soon as 2023.

ACKNOWLEDGMENTS

This work has been partially supported by the LabEx FOCUS ANR-11-LABX-0013, by a grant from Labex OSUG@2020 (Investissements d'avenir – ANR10 LABX56), and by the European Research Council (ERC) under the European Union's Horizon 2020 research and innovation programme (grant agreement n°866001 - EXACT).

The authors also thank the staff at Palomar Observatory for their efforts in preparing for these tests, and solving out last-minute issues that could have prevented them.

REFERENCES

- [1] Beuzit, J. L., Vigan, A., Mouillet, D., Dohlen, K., Gratton, R., Boccaletti, A., Sauvage, J. F., Schmid, H. M., Langlois, M., Petit, C., Baruffolo, A., Feldt, M., Milli, J., Wahhaj, Z., Abe, L., Anselmi, U., Antichi, J., Barette, R., Baudrand, J., Baudoz, P., Bazzon, A., Bernardi, P., Blanchard, P., Brast, R., Bruno, P., Buey, T., Carillet, M., Carle, M., Cascone, E., Chapron, F., Charton, J., Chauvin, G., Claudi, R., Costille, A., De Caprio, V., de Boer, J., Delboulbé, A., Desidera, S., Dominik, C., Downing, M., Dupuis, O., Fabron, C., Fantinel, D., Farisato, G., Feautrier, P., Fedrigo, E., Fusco, T., Gigan, P., Ginski, C., Girard, J., Giro, E., Gisler, D., Gluck, L., Gry, C., Henning, T., Hubin, N., Hugot, E., Incorvaia, S., Jaquet, M., Kasper, M., Lagadec, E., Lagrange, A. M., Le Coroller, H., Le Mignant, D., Le Ruyet, B., Lessio, G., Lizon, J. L., Llored, M., Lundin, L., Madec, F., Magnard, Y., Marteaud, M., Martinez, P., Maurel, D., Ménard, F., Mesa, D., M ller-Nilsson, O., Moulin, T., Moutou, C., Orign , A., Parisot, J., Pavlov, A., Perret, D., Pragt, J., Puget, P., Rabou, P., Ramos, J., Reess, J. M., Rigal, F., Rochat, S., Roelfsema, R., Rousset, G., Roux, A., Saisse, M., Salasnich, B., Santambrogio, E., Scuderi, S., Segransan, D., Sevin, A., Siebenmorgen, R., Soenke, C., Stadler, E., Suarez, M., Tiph ne, D., Turatto, M., Udry, S., Vakili, F., Waters, L. B. F. M., Weber, L., Wildi, F., Zins, G., and Zurlo, A., "SPHERE: the exoplanet imager for the Very Large Telescope," *Astronomy and Astrophysics* **631**, A155 (Nov. 2019).

- [2] Macintosh, B., Chilcote, J. K., Bailey, V. P., de Rosa, R., Nielsen, E., Norton, A., Poyneer, L., Wang, J., Ruffio, J. B., Graham, J. R., Marois, C., Savransky, D., and Veran, J.-P., “The Gemini Planet Imager: looking back over five years and forward to the future,” in [*Adaptive Optics Systems VI*], Close, L. M., Schreiber, L., and Schmidt, D., eds., *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* **10703**, 107030K (July 2018).
- [3] Ahn, K., Guyon, O., Lozi, J., Vievard, S., Deo, V., Skaf, N., Belikov, R., Bos, S. P., Bottom, M., Currie, T., Frazin, R., V. Gorkom, K., Groff, T. D., Haffert, S. Y., Jovanovic, N., Kawahara, H., Kotani, T., Males, J. R., Martinache, F., Mazin, B., Miller, K., Norris, B., Rodack, A., and Wong, A., “SCEXAO: a testbed for developing high-contrast imaging technologies for ELTs,” in [*Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*], *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* **11823**, 1182303 (Sept. 2021).
- [4] Males, J. R., Close, L. M., Miller, K., Schatz, L., Doelman, D., Lumbres, J., Snik, F., Rodack, A., Knight, J., Van Gorkom, K., Long, J. D., Hedglen, A., Kautz, M., Jovanovic, N., Morzinski, K., Guyon, O., Douglas, E., Follette, K. B., Lozi, J., Bohlman, C., Durney, O., Gasho, V., Hinz, P., Ireland, M., Jean, M., Keller, C., Kenworthy, M., Mazin, B., Noenickx, J., Alfred, D., Perez, K., Sanchez, A., Sauve, C., Weinberger, A., and Conrad, A., “MagAO-X: project status and first laboratory results,” in [*Adaptive Optics Systems VI*], Close, L. M., Schreiber, L., and Schmidt, D., eds., *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* **10703**, 1070309 (July 2018).
- [5] Mawet, D., Bond, C. Z., Delorme, J. R., Jovanovic, N., Cetre, S., Chun, M., Echeverri, D., Hall, D., Lilley, S., Wallace, J. K., and Wizinowich, P., “Keck Planet Imager and Characterizer: status update,” in [*Adaptive Optics Systems VI*], Close, L. M., Schreiber, L., and Schmidt, D., eds., *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* **10703**, 1070306 (July 2018).
- [6] McLean, I. S., Becklin, E. E., Bendiksen, O., Brims, G., Canfield, J., Figer, D. F., Graham, J. R., Hare, J., Lacayanga, F., Larkin, J. E., Larson, S. B., Levenson, N., Magnone, N., Teplitz, H., and Wong, W., “Design and development of NIRSPEC: a near-infrared echelle spectrograph for the Keck II telescope,” in [*Infrared Astronomical Instrumentation*], Fowler, A. M., ed., *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* **3354**, 566–578 (Aug. 1998).
- [7] Vigan, A., Otten, G. P. P. L., Muslimov, E., Dohlen, K., Philipps, M. W., Seemann, U., Beuzit, J. L., Dorn, R., Kasper, M., Mouillet, D., Baraffe, I., and Reiners, A., “Bringing high-spectral resolution to VLT/SPHERE with a fiber coupling to VLT/CRIRES+,” in [*Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy VII*], Evans, C. J., Simard, L., and Takami, H., eds., *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* **10702**, 1070236 (July 2018).
- [8] Otten, G. P. P. L., Vigan, A., Muslimov, E., N’Diaye, M., Choquet, E., Seemann, U., Dohlen, K., Houllé, M., Cristofari, P., Phillips, M. W., Charles, Y., Baraffe, I., Beuzit, J. L., Costille, A., Dorn, R., El Morsy, M., Kasper, M., Lopez, M., Mordasini, C., Pourcelot, R., Reiners, A., and Sauvage, J. F., “Direct characterization of young giant exoplanets at high spectral resolution by coupling SPHERE and CRIRES+,” *Astronomy and Astrophysics* **646**, A150 (Feb. 2021).
- [9] Brucalassi, A., Dorn, R. J., Follert, R., Hatzes, A., Bristow, P., Seemann, U., Cumani, C., Eschbaumer, S., Haimerl, A., Haug, M., Heiter, U., Hinterschuster, R., Ives, D. J., Jung, Y., Kerber, F., Klein, B., Lavail, A., Lizon, J. L., Marquart, T., Moins, C., Molina-Conde, I., Oliva, E., Pasquini, L., Paufique, J., Piskunov, N., Stegmeier, J., Stempels, E., Tordo, S., Valenti, E., Anwand-Heerwart, H., Hauptner, K., Jeep, P., Marvin, C., Reiners, A., Rhode, P., Schmidt, C., and Umlauf, T., “Full system test and early preliminary acceptance Europe results for CRIRES+,” in [*Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy VII*], Evans, C. J., Simard, L., and Takami, H., eds., *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* **10702**, 1070239 (July 2018).
- [10] Kotani, T., Kawahara, H., Ishizuka, M., Jovanovic, N., Vievard, S., Lozi, J., Sahoo, A., Guyon, O., Yoneta, K., and Tamura, M., “Extremely high-contrast, high spectral resolution spectrometer REACH for the Subaru Telescope,” in [*Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*], *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* **11448**, 1144878 (Dec. 2020).
- [11] Kotani, T., Tamura, M., Nishikawa, J., Ueda, A., Kuzuhara, M., Omiya, M., Hashimoto, J., Ishizuka, M., Hirano, T., Suto, H., Kurokawa, T., Kokubo, T., Mori, T., Tanaka, Y., Kashiwagi, K., Konishi, M., Kudo, T., Sato, B., Jacobson, S., Hodapp, K. W., Hall, D. B., Aoki, W., Usuda, T., Nishiyama, S., Nakajima,

- T., Ikeda, Y., Yamamuro, T., Morino, J.-I., Baba, H., Hosokawa, K., Ishikawa, H., Narita, N., Kokubo, E., Hayano, Y., Izumiura, H., Kambe, E., Kusakabe, N., Kwon, J., Ikoma, M., Hori, Y., Genda, H., Fukui, A., Fujii, Y., Kawahara, H., Olivier, G., Jovanovic, N., Harakawa, H., Hayashi, M., Hidai, M., Machida, M., Matsuo, T., Nagata, T., Ogihara, M., Takami, H., Takato, N., Terada, H., and Oh, D., “The infrared Doppler (IRD) instrument for the Subaru telescope: instrument description and commissioning results,” in [*Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy VII*], Evans, C. J., Simard, L., and Takami, H., eds., *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* **10702**, 1070211 (July 2018).
- [12] Crass, J., Bechter, A., Bechter, E., Beichman, C., Blake, C., Crepp, J. R., Coutts, D., Feger, T., Halverson, S., Harris, R. J., Jovanovic, N., Mawet, D., Plavchan, P., Schwab, C., Vasisht, G., Wallace, J. K., and Wang, J., “The need for single-mode fiber-fed spectrographs,” in [*Bulletin of the American Astronomical Society*], **51**, 122 (Sept. 2019).
- [13] Bourdarot, G., Le Coarer, E., Bonfils, X., Alecian, E., Rabou, P., and Magnard, Y., “NanoVipa: a miniaturized high-resolution echelle spectrometer, for the monitoring of young stars from a 6U Cubesat,” *CEAS Space Journal* **9**, 411–419 (Dec. 2017).
- [14] Bourdarot, G., Le Coarer, E., Mouillet, D., Correia, J.-J., Jocu, L., Rabou, P., Carlotti, A., Bonfils, X., Artigau, E., Vallee, P., Doyon, R., Forveille, T., Stadler, E., Magnard, Y., and Vigan, A., “Experimental test of a 40 cm-long R=100 000 spectrometer for exoplanet characterisation,” in [*Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy VII*], Evans, C. J., Simard, L., and Takami, H., eds., *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* **10702**, 107025Y (July 2018).
- [15] Shirasaki, M., “Large angular dispersion by a virtually imaged phased array and its application to a wavelength demultiplexer,” *Optics Letters* **21**, 366–368 (Mar. 1996).
- [16] Delbouille, L., Roland, G., and Neven, L., [*Atlas photometrique du spectre solaire de [lambda] 3000 a [lambda] 10000. Vol.2*] (1989).
- [17] Meeker, S. R., Truong, T. N., Roberts, J. E., Shelton, J. C., Fregoso, S. F., Burruss, R. S., Dekany, R. G., Wallace, J. K., Baker, J. W., Heffner, C. M., Mawet, D., Rykoski, K. M., Tesch, J. A., and Vasisht, G., “Design and performance of the PALM-3000 3.5 kHz upgrade,” in [*Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*], *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* **11448**, 114480W (Dec. 2020).
- [18] Rayner, J. T., Cushing, M. C., and Vacca, W. D., “The Infrared Telescope Facility (IRTF) Spectral Library: Cool Stars,” *Astrophysical Journal Supplement Series* **185**, 289–432 (Dec. 2009).
- [19] Donati, J.-F., Kouach, D., Lacombe, M., Baratchart, S., Doyon, R., Delfosse, X., Artigau, É., Moutou, C., Hébrard, G., Bouchy, F., Bouvier, J., Alencar, S., Saddlemyer, L., Parès, L., Rabou, P., Mischeau, Y., Dolon, F., Barrick, G., Hernandez, O., Wang, S. Y., Reshetov, V., Striebig, N., Challita, Z., Carmona, A., Tibault, S., Martioli, E., Figueira, P., Boisse, I., and Pepe, F., “SPIRou: A NIR Spectropolarimeter/High-Precision Velocimeter for the CFHT,” in [*Handbook of Exoplanets*], Deeg, H. J. and Belmonte, J. A., eds., 107 (2018).
- [20] Rayner, J. T., Toomey, D. W., Onaka, P. M., Denault, A. J., Stahlberger, W. E., Vacca, W. D., Cushing, M. C., and Wang, S., “SpeX: A Medium-Resolution 0.8-5.5 Micron Spectrograph and Imager for the NASA Infrared Telescope Facility,” *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* **115**, 362–382 (Mar. 2003).
- [21] Gatkine, P., Jovanovic, N., Jewell, J., Wallace, J. K., and Mawet, D., “An on-chip astrophotonic spectrograph with a resolving power of 12,000,” in [*UV/Optical/IR Space Telescopes and Instruments: Innovative Technologies and Concepts X*], *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* **11819**, 118190I (Aug. 2021).
- [22] Snellen, I., de Kok, R., Birkby, J. L., Brandl, B., Brogi, M., Keller, C., Kenworthy, M., Schwarz, H., and Stuik, R., “Combining high-dispersion spectroscopy with high contrast imaging: Probing rocky planets around our nearest neighbors,” *Astronomy and Astrophysics* **576**, A59 (Apr. 2015).
- [23] Thatte, N., Tecza, M., Schnetler, H., Neichel, B., Melotte, D., Fusco, T., Ferraro-Wood, V., Clarke, F., Bryson, I., O’Brien, K., Mateo, M., Garcia Lorenzo, B., Evans, C., Bouché, N., Arribas, S., and HARMONI Consortium, “HARMONI: the ELT’s First-Light Near-infrared and Visible Integral Field Spectrograph,” *The Messenger* **182**, 7–12 (Mar. 2021).

- [24] Muslimov, E., Levraud, N., Chambouleyron, V., Boudjema, I., Lau, A., Caillat, A., Pedreros, F., Otten, G., El Hadi, K., Joaquina, K., Maxime, M., El Morsy, M., Beltramo-Martin, O., Fétick, R., Ke, Z., Sauvage, J. F., Neichel, B., Fusco, T., Schmitt, J., Le Van Suu, A., Charton, J., Schimpf, A., Martin, B., Dintrono, F., Esposito, S., and Pina, E., “Current status of PAPHYRUS: the pyramid based adaptive optics system at LAM/OHP,” in [*Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*], *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* **11876**, 118760H (Sept. 2021).

