



HAL
open science

Correction active des aberrations de bas ordre pour l'observation d'exo-Terres avec les futurs grands observatoires

Raphaël Pourcelot

► **To cite this version:**

Raphaël Pourcelot. Correction active des aberrations de bas ordre pour l'observation d'exo-Terres avec les futurs grands observatoires. Astrophysique [astro-ph]. Université Côte d'Azur, 2022. Français. NNT : 2022COAZ4061 . tel-04060202

HAL Id: tel-04060202

<https://theses.hal.science/tel-04060202>

Submitted on 6 Apr 2023

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

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



$$\rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + v \cdot \nabla v \right) = -\nabla p + \nabla \cdot T + f$$

$$e^{i\pi} + 1 = 0$$

THÈSE DE DOCTORAT

Correction active des aberrations de bas ordre
pour l'observation d'exo-Terres
avec les futurs grands observatoires

Raphaël POURCELOT

Université Côte d'Azur, Observatoire de la Côte d'Azur, CNRS, Laboratoire Lagrange

**Présentée en vue de l'obtention du grade de
docteur en Sciences de la Planète et de l'Univers
de l'Université Côte d'Azur**

Dirigée par : Mamadou N'DIAYE

Co-encadrée par : Marcel CARBILLET

Soutenue le : 27 octobre 2022

Devant le jury composé de :

Vanessa HILL, Laboratoire Lagrange

David MOUILLET, IPAG

Dimitri MAWET, CalTech

Elsa HUBY, LESIA

Élodie CHOQUET, LAM

Rémi SOUMMER, Space Telescope Science Institute

Correction active des aberrations de bas ordre pour l'observation d'exo-Terres avec les futurs grands observatoires

Jury :

Rapporteurs

David MOUILLET, Astronome, Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble
Dimitri MAWET, Professor of Astronomy, California Institute of Technology

Examineurs

Vanessa HILL, Directrice de recherche, Laboratoire Lagrange
Elsa HUBY, Astronome adjointe, Laboratoire d'Études Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique
Élodie CHOQUET, Astronome adjointe, Laboratoire d'Astrophysique de Marseille
Rémi SOUMMER, Associate astronomer, Space Telescope Science Institute

Invités

Hervé BENARD, Thales Alenia Space
Ludovic CANAS, Thales Alenia Space
Arthur VIGAN, Chargé de recherche, Laboratoire d'Astrophysique de Marseille

Directeur de thèse

Mamadou N'DIAYE, Chargé de recherche, Laboratoire Lagrange

Co-directeur de thèse

Marcel CARBILLET, Professeur, Laboratoire Lagrange



This work is licensed under the Creative Commons Attribution 4.0 International License. To view a copy of this license, visit <http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/> or send a letter to Creative Commons, PO Box 1866, Mountain View, CA 94042, USA.

Table des matières

1	Introduction	13
1.1	Rechercher des exoplanètes	13
1.1.1	Comprendre notre place dans l'Univers	13
1.1.2	Que peut-on observer?	16
1.1.3	Observer une exoplanète : un challenge technique	18
1.1.4	Principales techniques instrumentales pour l'observation d'exoplanètes	20
1.2	Système optique pour l'imagerie d'exoplanètes	24
1.2.1	Télescope	24
1.2.2	Coronographe	29
1.2.3	Limitations	33
1.3	Cette thèse	40
1.3.1	Chapitre 2	40
1.3.2	Chapitre 3	40
1.3.3	Chapitre 4	40
1.3.4	Chapitre 5	41
2	Contrôle de front d'onde pour l'imagerie d'exoplanètes future	43
2.1	Analyseurs de surfaces d'ondes	44
2.1.1	Grande dynamique	44
2.1.2	Haute sensibilité	45
2.1.3	Mesure de front d'onde en plan focal	48
2.2	Miroirs déformables et assimilés	50
2.2.1	Miroirs déformables segmentés	50
2.2.2	Miroirs déformables continus	51
2.2.3	SLM	52
2.3	Algorithmes	53
2.3.1	Modélisation du système à contrôler	53
2.3.2	Contrôle PID et réponse fréquentielle	55
2.3.3	Contrôle du champ électrique en plan focal	60

2.4	Mise en œuvre sur des bancs optiques	62
2.4.1	MiTHIC	63
2.4.2	HiCAT	63
3	Calibration en laboratoire d'aberrations résiduelles avec un second étage d'optique adaptative	65
3.1	Contexte	65
3.2	Publication	66
3.3	Conclusion	81
3.4	Perspectives	81
4	Stabilisation du contraste avec un télescope spatial	83
4.1	Contexte	83
4.2	Analyse d'un signal filtré avec un ZWFS	84
4.3	Publication	88
4.4	Correction d'une perturbation spontanée	104
4.5	Digression sur le contrôle modal	108
4.6	Conclusions & perspectives	111
5	Combinaison de boucles de correction parallèles	113
5.1	Contexte	113
5.2	Publication acceptée	114
5.3	Discussion sur la communication inter-boucles	127
5.4	Conclusions	127
6	Conclusion	129
	Bibliographie	132
A	Développements supplémentaires autour du ZWFS	157
A.1	Généralisation de la reconstruction analytique	157
A.2	Mesure simultanée de phase et d'amplitude avec un ZWFS	158
B	Conference proceedings	161
B.1	SPIE - 1	161
B.2	SPIE - 2	174
	Résumés	189
	Remerciements	193

Table des figures

1.1	Population d'exoplanètes connues le 19 juillet 2022 en fonction du demi-grand axe de leur orbite, en UA et de leur masse, exprimée en Masses de Jupiter. Chaque couleur correspond à une technique différente d'observation. Les planètes en noir sont celles du système solaire. Source : exoplanet.eu .	15
1.2	Exemples de PSF pour une pupille circulaire (gauche), avec les supports de miroirs secondaires du VLT (milieu) et segmentée issu du selfie NIRCcam de JWST (droite). La distance focale des télescopes simulés est considérée la même dans les trois cas pour donner une idée de la différence de résolution entre les différentes pupilles. Les images sont normalisées par le pic d'intensité des PSF.	19
1.3	Exemples d'images d'exoplanètes et de disques	23
1.4	Principe de formation d'image par un télescope.	24
1.5	Polynômes de Zernike sur une pupille circulaire et aberrations associées en plan focal.	28
1.6	Principe du coronographe de Lyot. Le FPM bloque la lumière de l'étoile (en rouge) tandis que la lumière de la planète (en bleu) est transmise. Le LS permet de supprimer les effets de la diffraction créés par FPM.	30
1.7	Schéma récapitulatif d'un APLC purement réfléchitif.	32
1.8	Exemples d'OPD (haut) et d'images coronographiques (bas) avec DH simulées de LUVOIR avec différentes aberrations optiques, toutes de 0.5 nm RMS. De gauche à droite : astigmatisme; tirage aléatoire des 30 premiers polynômes de Zernike; avec des erreurs de piston / tip / tilt sur les segments; en moyennant 10 images avec chacune 0.5 nm RMS d'aberrations tirées aléatoirement parmi les 50 premiers polynômes de Zernike - l'OPD montrée est la moyenne des 10 tirages. Une planète présentant un contraste de 10^{-9} avec l'étoile est présente aux coordonnées $(5 \lambda/D, 5 \lambda/D)$. Le cercle blanc représente le bord extérieur du FPM. La planète est pointée par la flèche blanche. Le design du coronographe a été gracieusement fourni par E. Por.	34
1.9	Schéma de fonctionnement de l'optique adaptative. Un ASO mesure les aberrations optiques, les transmet à un RTC qui met à jour un miroir déformable qui compense alors en temps réel les erreurs de phase de la turbulence atmosphérique.	36
1.10	Images coronographiques sur source interne avant (gauche) et après (droite) calibration des NCPAs dans SPHERE en bande H à 1593 nm. Adapté de N'Diaye et al. (2016b)	38

2.1	Schémas de trois ASOs, de haut en bas le SHWFS, le PyWFS et le ZWFS. Le front d'onde aberré est représenté en vert. Pour le PyWFS et le ZWFS, le détecteur se place dans le plan pupille de sortie.	46
2.2	Différents types de miroirs déformables. De gauche à droite : un miroir segmenté (source : http://www.irisao.com), un miroir à surface continue (source : bostonmicromachines.com)	51
2.3	Tiré de Blain et al. (2010) : Courbe de déflexion en fonction de la tension (à gauche) et du carré de la déflexion en fonction de la tension (à droite), mesurée pour chaque actionneur individuellement sur un Boston kilo-DM. Un actionneur de leur miroir déformable était défectueux.	52
2.4	Schéma fonctionnel de systèmes de contrôle en boucle fermée, en rétro-contrôle	56
2.5	Exemple de fonctions de transfert, pour un système avec un temps d'intégration $T_e = 17$ ms, une retard $\tau = 1.5T_e$ et les gains $K_p = 0$, $K_d = 0$, et $K_i = 0.15/T_e$. Les différentes fonctions de transfert sont celle du système de correction (en bleu), du bruit (en jaune), et du contrôleur (en vert).	58
4.1	Exemples d'un apodiseur et d'aberrations filtrées.	84
4.2	Composantes d'une matrice d'interaction mesurée expérimentalement sur HiCAT entre le ZWFS et le miroir déformable (Deformable Mirror) (DM)1. L'échelle d'intensité est la même pour tous les modes.	86
4.3	Exemple de matrice de covariance expérimentale sur HiCAT mesurée à partir des données présentées en figure 4.2.	87
4.4	Évolution de l'écart-type du front d'onde et des modes de tip/tilt/défocal individuels en fonction du temps, en boucle ouverte pendant les 20 premières secondes et en boucle fermée pendant les 20 secondes suivantes. Les perturbations appliquées toutes les 5 s en boucle fermée sont dans l'ordre 25 nm RMS de $+Z_5$, $+Z_6$, $-Z_5$, $+Z_7$. Le suivi du centroïde de la fonction d'étalement du point (Point Spread Function) (PSF) est également tracé dans la partie inférieure du graphique. Le contrôle de front d'onde est effectué à l'aide d'une matrice jacobienne et le contrôle porte sur 34 modes.	105
4.5	Identique à la figure 4.4, mais avec un contrôle réalisé par conjugaison de phase.	105
4.6	Analyse de la stabilité du front d'onde corrigé par la boucle de correction des aberrations de bas-ordre sur HiCAT lors de l'introduction de 25 nm RMS d'astigmatisme sur le DM1. Ligne 1 : écart-type dans la pupille en fonction du temps calculé à partir de la reconstruction analytique du front d'onde par le senseur de front d'onde de Zernike (Zernike Wavefront Sensor (ZWFS)). Ligne 2 : commandes différentielles appliquées sur le DM1 après initialisation autour des formes de Dark Hole (DH). Ligne 3 : front d'onde reconstruit analytiquement par le ZWFS. Ligne 4 : images du DH en plan focal. Ligne 5 : moyennes azimutales des images de DH de la ligne 4. Les couleurs des courbes des profils correspondent aux temps indiqués par des lignes verticales sur la ligne 1.	106
4.7	Sensibilité modale du ZWFS pour des modes de Zernike et pour des modes de Fourier horizontaux.	109

4.8	Matrice de covariance et sensibilité par mode obtenue par double diagonalisation de la matrice d'interaction \mathbf{J}	110
A.1	Comparaison des différents reconstituteurs de phase par un ZWFS.	158

Acronymes

- A&A** Astronomy and Astrophysics. 66, 84, 85, 114, 128–130
- ADU** Analog-to-Digital Unit. 53
- ADWC** Automatic Differentiation Wavefront Control. 64
- APLC** Apodized Pupil Lyot Coronagraph. 5, 31–33, 64
- ASO** Analyseur de Surface d'Onde. 5, 6, 36, 37, 40, 43, 44, 46, 48, 53, 55–57, 59, 60, 64–66, 81–85, 113, 128, 130, 131, 159
- CFHT** Canada-France Hawaii Telescope. 35
- CGI** Coronagraphic Instrument. 83
- CHEOPS** CHaracterising ExOPlanets Satellite. 21
- CLC** coronographe de Lyot Classique. 40, 66, 83, 84, 111, 129, 157
- CNA** Convertisseur Numérique-Analogique. 56, 59
- COFFEE** COronagraphic Focal-plane wave-Front Estimation for Exoplanet detection. 48, 63
- CoRoT** Convection, Rotation et Transits planétaires. 21
- CRIRES+** CRyogenic InfraRed Echelle Spectrograph. 82
- CWFC** contrôle de front d'onde continu (Continuous Wavefront Control). 39
- DH** Dark Hole. 5, 6, 33, 34, 38, 39, 41, 43, 60, 61, 63, 64, 84, 85, 104, 106, 111, 113, 114, 127, 128, 130, 131
- DM** miroir déformable (Deformable Mirror). 6, 35, 40, 41, 43, 49–53, 55–57, 59–61, 64, 65, 81, 82, 85, 86, 104, 106, 111, 113, 114, 127, 128, 130, 131
- EFC** Electric Field Conjugation. 60–62, 64, 114
- ELT** European Extremely Large Telescope. 26, 35, 65, 131
- ELTs** Extremely Large Telescopes. 26
- ESA** agence spatiale européenne (European Space Agency). 21
- ExAO** optique adaptative extreme (Extreme Adaptive Optics). 35, 40, 65, 66
- FF** Fast and Furious. 48, 63
- FPM** masque plan focal (Focal Plane Mask). 5, 29–31, 33, 34, 37, 40, 66, 81, 83, 84, 104, 111, 113, 114, 129, 157
- GMT** Giant Magellan Telescope. 26
- GPI** Gemini Planet Imager. 23, 35, 65

- GS** Gerchberg-Saxton. 48
- HabEx** Habitable Exoplanet observatory. 38
- HCIT** High Contrast Imaging Testbed. 63
- HCST** High Contrast High-Resolution Spectroscopy for Segmented Telescopes Testbed. 62
- HiCAT** High-contrast imager for Complex Aperture Telescopes. 6, 41, 63, 64, 83, 84, 86, 87, 108, 111, 114, 127, 128, 130
- HLC** coronographe de Lyot hybride (Hybrid Lyot Coronagraph). 31, 83
- HST** Hubble Space Telescope. 21, 26, 35, 62
- IWA** angle intérieur de travail (Inner Working Angle). 33, 114
- JWST** James Webb Space Telescope. 5, 19, 26, 35, 62, 82, 131
- KPIC** Keck Planet Imager and Characterizer. 81
- LAM** Laboratoire d'Astrophysique de Marseille. 66, 129
- LC** coronographe de Lyot (Lyot coronagraph). 30, 31, 40, 83
- LCD** Liquid Crystal Display. 52
- LS** diaphragme de Lyot (Lyot Stop). 5, 29, 30, 33, 37
- LUVOIR** Large UV/Optical/Infrared Surveyor. 5, 33, 34, 38
- MagAO-X** Magellan extreme Adaptive Optics. 35, 37, 65
- MEMS** système micro-electro-mécanique (Microelectromechanical systems). 51, 130
- MITHiC** Marseille Imaging Testbed for High Contrast. 63, 66, 82, 129, 130
- NASA** National Aeronautics and Space Administration. 21, 38
- NASA/JPL** Jet Propulsion Laboratory. 63
- NCPA** Aberrations de chemin non commun (Non-Common Path Aberrations). 5, 37, 38, 40, 43, 48, 65, 129
- NIRCam** Near InfraRed Camera. 5, 19
- NLDH** Non-Linear Dark Dole. 63
- NSF** National Science Foundation. 37, 64, 131
- OA** Optique Adaptative. 22, 27, 33, 35, 37, 40, 43–45, 65, 66, 81, 82, 129–131
- OHP** Observatoire de Haute-Provence. 14, 20
- OPD** Différence de chemin optique (Optical Path Difference). 5, 25, 27, 34, 51, 81, 84, 104
- OWA** Angle extérieur de travail (Outer Working Angle). 33
- PIAA** Phase Induced Amplitude Apodization. 31
- PID** proportionnel, intégral et dérivé. 55, 111
- PLATO** Planetary Transits and Oscillations of stars. 21
- PR** Phase Retrieval. 48, 64

- PSF** fonction d'étalement du point (Point Spread Function). 5, 6, 18, 19, 25–27, 29, 31, 35, 37, 40, 45, 47, 63, 65, 66, 83, 104, 105
- PW** pair-wise. 41, 48, 49, 55, 64, 84, 111, 113, 114, 127, 128, 130
- PyWFS** Pyramid wavefront sensor. 6, 45, 46
- R&RC** coronographe de Roddier et Roddier. 31, 63, 66
- RMS** Root Mean Square. 5, 34, 39, 82, 130
- RST** Nancy Grace Roman Space Telescope. 31, 83
- RTC** Calculateur temps réel (Real-Time Computer). 5, 36, 43
- SAXO** Sphere Extreme Adaptive Optics. 129
- SCExAO** Subaru Coronagraphic Extreme Adaptive Optics. 35, 62, 65
- SF** set-and-forget. 39
- SHWFS** Shack-Hartmann Wavefront Sensor. 6, 44–46
- SLM** Spatial Light Modulator. 40, 52, 63, 66, 81, 129, 130
- SM** Stroke Minimization. 41, 60–62, 64, 84, 111, 113, 114, 127, 128, 130
- SNR** rapport signal à bruit (signal-to-noise ratio). 127
- SPEED** Segmented Pupil Experiment for Exoplanet Detection. 63
- SPHERE** Spectro-Polarimetric High contrast Exoplanet REsearch. 5, 23, 35, 37, 38, 45, 51, 63, 65, 66, 81, 82, 129
- SPIE** Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers. 104, 130
- STScI** Space Telescope Science Institute. 63
- SVD** décomposition en valeurs singulières (Singular Values Decomposition). 50, 54, 55
- TA** Target Acquisition. 64, 104
- TESS** Transiting Exoplanet Survey Satellite. 21
- THD2** Très Haute Dynamique 2. 63
- TMT** Thirty Meter Telescope. 26
- UA** Unité Astronomique. 5, 15, 21
- ULTRA** Ultra-Stable Telescope Research and Analysis. 38
- VLT** Very Large Telescope. 5, 19, 26, 35, 45, 81, 82, 129
- VVC** Vector Vortex Coronagraph. 31, 63
- WFS/C** Wavefront Sensing and Control. 39
- ZELDA** Zernike sensor for Extremely Low-level Differential Aberrations. 63
- ZWFS** senseur de front d'onde de Zernike (Zernike Wavefront Sensor. 6, 7, 37, 40, 41, 45–48, 63, 64, 66, 81–84, 86, 104, 106, 108, 109, 111, 113, 114, 127–130, 157–159

Chapitre 1

Introduction

1.1 Rechercher des exoplanètes

1.1.1 Comprendre notre place dans l'Univers

Sommes-nous chanceux d'être ici, sur Terre? Loin de questionner la condition humaine, la question porte sur la présence de la vie sur Terre. En effet, puisque nous sommes ici pour en discuter, nous savons que ce phénomène s'est produit au moins une fois. Mais combien d'autres? Dans l'immensité du ciel nocturne, peu d'endroits semblent en effet propices à l'épanouissement de cette chimie complexe, dont la survie est étroitement liée à ses capacités d'adaptation à son environnement. Entre l'espace interstellaire, principalement vide et à une température de quelques Kelvins, et les étoiles qui tirent leur luminosité de la fusion thermonucléaire, trouver un endroit où les conditions de température, de pression et d'abondance de variétés d'éléments chimiques sont réunis n'est pas immédiat.

Les objets de prédilection, et nous en sommes une preuve, semblent être les planètes. Différentes des étoiles et identifiées comme « astres errants » dès l'Antiquité, car se déplaçant parmi les étoiles qui semblent fixes, elles ont nourri de nombreuses réflexions quant à la position de l'être humain, sur Terre et au sein de l'Univers. En effet, les possibilités de « pluralité des mondes » remettent en question les visions anthropocentrées, dominantes au Moyen-Âge. À la suite des premières observations avec une lunette astronomique par Galilée, notre connaissance des planètes a été d'abord étendue au sein du système solaire, permettant la découverte d'Uranus, de Neptune, ainsi que d'autres corps rocheux. La compréhension de plus en plus poussée de la mécanique planétaire a mené à de nombreuses remises en question, en particulier en réfutant la vision géocentrique. Cependant la question de l'habitabilité de ces autres planètes est restée longtemps sans réponse. Ainsi, la Terre, une planète comme une autre?

Au cours du XX^{ème} siècle, la compréhension de la physique de la formation des étoiles a nourri de nombreux autres espoirs. Le Soleil, comme les autres étoiles, s'est formé à partir d'un nuage de gaz, principalement de l'hydrogène et de l'hélium, ainsi que de poussières vestiges d'autres étoiles avant elles et depuis disparues. Sous l'effet de l'attraction gravitationnelle, et à cause de perturbations extérieures, le nuage se contracte, et s'effondre sur lui-même, le rayonnement thermique de la matière n'étant alors pas suffisant pour contenir la contraction. Par conservation du moment cinétique du nuage, cette contraction est moins efficace dans le plan de rotation que perpendiculairement à ce plan. Si les conditions sont réunies, alors un disque peut apparaître et évoluer. Dans ces disques, dont on commence à comprendre la dynamique dans les années 1970 (Lynden-Bell and Pringle,

1974), se forment les planètes. Ainsi, même s'il n'est pas possible de trouver des planètes aux conditions similaires à la Terre dans notre système solaire, il est facile d'imaginer par extrapolation que de nombreux autres systèmes autour d'étoiles similaires au Soleil ont vu se former des systèmes avec des planètes rocheuses proches de l'étoile, et des planètes gazeuses à plus grandes séparations. Enfin, telle était la vision que l'on pouvait alors avoir.

Hélas, les premières observations de planètes en dehors du système solaire ont, une fois de plus en astronomie, rebattu les cartes. En effet, à la suite de la découverte d'une planète autour des restes d'une supernova, un pulsar (Wolszczan and Frail, 1992), la mise en évidence à l'Observatoire de Haute-Provence (OHP) de la première planète orbitant une étoile de la séquence principale (Mayor and Queloz, 1995), 51 Peg, a révolutionné la vision de la formation planétaire. En effet, avec une orbite de demi-grand axe plus petit que celui de Mercure, 51 Peg b est pourtant une planète géante, avec une masse de près de la moitié de celle de Jupiter. Par la suite, de nombreuses autres détections on pu avoir lieu, le site exoplanet.eu en recensant plus de 5000 au moment de la rédaction de ces lignes en juillet 2022. Ces planètes sont positionnées sur la représentation Masse - Demi-grand axe en figure 1.1. Parmi toutes ces découvertes, très peu ressemblent à la Terre. Très peu même ressemblent aux planètes du système solaire. D'ailleurs, être proche de la Terre sur ce graphique est une condition nécessaire mais non suffisante pour être qualifiée de ressemblante. En effet, d'autres paramètres que la masse et le demi-grand axe influent sur le type de planète, et en particulier le type, l'âge, la masse et la luminosité de l'étoile, déterminant pour beaucoup les conditions d'habitabilité des planètes. Bien que cet écart entre les planètes du système solaire et les exoplanètes soit dû à des biais expérimentaux, la question reste néanmoins valide : la Terre, une planète comme une autre ?

Ces nombreuses planètes, massives, probablement gazeuses et proches de leur étoile posent également des problèmes quant à la compréhension des processus à l'origine de leur formation. En effet, la formation de ces planètes, qui s'expliquerait plutôt par effondrement gravitationnel d'une portion du disque (Boss, 1998; Vorobyov, 2013; D'Angelo and Lissauer, 2018), peut difficilement se produire à ces distances de leur étoile. L'autre scénario de formation, par accrétion de cœur (Safronov, 1972; Pollack et al., 1996; Alibert et al., 2004; Ida et al., 2013), où les poussières s'agglomèrent en plus grosses poussières, puis en cailloux, en rochers, en planétésimaux puis en planètes, est plutôt réservé aux planètes rocheuses, et explique difficilement la formation de ces planètes massives à faible séparation. Une explication serait alors leur formation loin de l'étoile où l'effondrement gravitationnel est possible, puis leur migration vers leur position actuelle (Morbidelli et al., 2009; Johansen and Lambrechts, 2017; Forgan et al., 2018; Emsenhuber et al., 2021a,b; Morbidelli, 2020; Morbidelli et al., 2022). Cependant, cette migration implique également d'absorber ou d'éjecter les planètes plus petites sur les orbites intermédiaires, et rend donc impossible le développement de la vie dans ces conditions. Cela amène, une fois de plus, à se poser la question : la Terre, une planète comme les autres ?

Ces questions motivent alors à observer d'autant plus le ciel nocturne pour y trouver des éléments de réponse. Grâce à la diversité des réalisations de systèmes planétaires que nous offre notre voisinage dans la galaxie, avec des systèmes plus jeunes ou plus âgés, il est possible d'observer le passé, le présent et le futur de notre propre système. Ainsi, en traçant les lieux de formation des planètes, leur interaction avec le disque où elles se forment, leurs descriptions physique et chimique ainsi que les statistiques de leur démographie, la communauté s'efforce aujourd'hui de reconstruire le film de notre Histoire planétaire. De cette façon, il sera possible d'affiner les bornes que l'on peut mettre sur la fréquence d'apparition de conditions similaires à celle de notre planète.

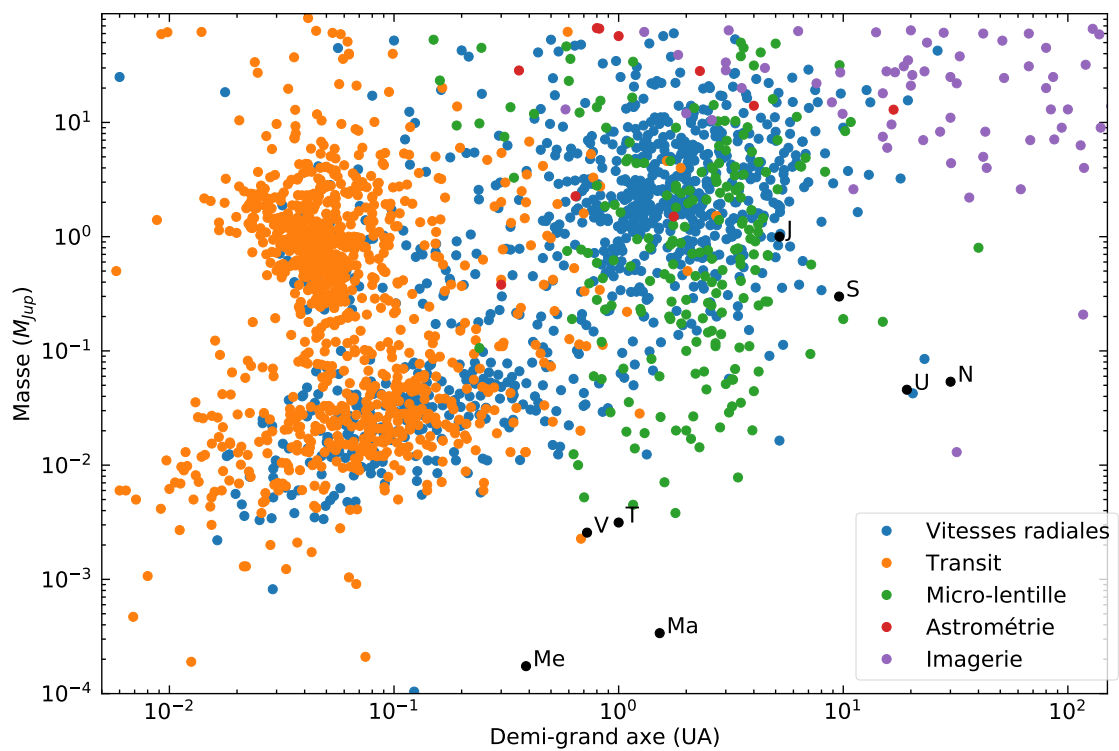


FIGURE 1.1 – Population d'exoplanètes connues le 19 juillet 2022 en fonction du demi-grand axe de leur orbite, en UA et de leur masse, exprimée en Masses de Jupiter. Chaque couleur correspond à une technique différente d'observation. Les planètes en noir sont celles du système solaire. Source : exoplanet.eu

1.1.2 Que peut-on observer?

Pour répondre à ces questions, les observations actuelles visent à détecter et à caractériser d'autres planètes et systèmes planétaires. Cependant, en astrophysique et au contraire de la physique de laboratoire, les expériences ne sont pas à portée de main. Les informations dont nous disposons viennent des observations du ciel nocturne, où nous cherchons à collecter des ondes émises par des phénomènes se produisant à des distances allant de quelques années-lumière à plusieurs centaines, et parfois même au-delà. Mais nous n'en avons qu'une projection en deux dimensions. Dans ces conditions, deux types d'informations sont recherchées.

La première dimension est spatiale, c'est la position des objets : l'astrométrie. En effet, la position et le mouvement des corps les uns par rapport aux autres procurent de nombreux renseignements. Grâce aux modèles dont on dispose, les lois de Kepler dans le cas simple d'un système à deux corps, ou l'interaction gravitationnelle dans le cas plus général, il est possible d'estimer des paramètres inconnus. Ainsi il est possible de déduire la masse d'une planète en connaissant la distance à son étoile, ainsi que les mouvements de la planète et/ou de l'étoile grâce à l'influence gravitationnelle mutuelle. De ces paramètres orbitaux, on peut alors en déduire le rayonnement qu'une planète reçoit de son étoile, de sa gravité de surface. Et par conséquent, il est par exemple possible de contraindre la présence d'une atmosphère, ou de déterminer l'aspect synchrone de la rotation de la planète autour de son étoile.

La deuxième dimension accessible est la dimension spectrale de la lumière. En effet, en décomposant la lumière reçue en fonction de sa longueur d'onde, il est possible d'identifier des particularités de la lumière liées à des phénomènes physiques. Historiquement, c'était essentiellement la photométrie qui était pratiquée. En mesurant le flux lumineux avec différents filtres couvrant différentes bandes spectrales, il est par exemple possible de caractériser les étoiles et d'estimer leur âge et leur masse en les positionnant sur la séquence principale du diagramme d'Hertzsprung-Russell. La photométrie des planètes permet par exemple d'effectuer une classification, pour différencier des planètes géantes de naines brunes. De même, la température de surface d'une planète peut être déterminée grâce à la loi de Wien sur les corps noirs, ou alors sa masse peut être déduite de la luminosité intrinsèque de l'objet. Enfin, en combinant ces informations et en se basant sur des modèles de formation et de refroidissement des planètes, il est également possible d'en estimer l'âge.

Cependant, utiliser des filtres signifie rejeter toute la lumière en dehors de ces filtres. Un compromis se pose alors entre largeur de bande spectrale et flux : plus on utilise des filtres étroits spectralement pour identifier plus précisément les longueurs d'onde, plus on rejette de la lumière. C'est ainsi que s'est développée la spectroscopie, qui se base sur l'utilisation d'un élément dispersif, tel un réseau de diffraction ou un prisme afin de mesurer précisément le spectre d'un objet. Si les avancées instrumentales dans ce domaine sont assez récentes, elles sont néanmoins très prometteuses quant à la quantité d'information qu'elles peuvent fournir. Beaucoup d'analyses spectroscopiques visent à identifier des lignes d'absorption ou d'émission des éléments chimiques dans l'objet étudié. Par exemple, la raie d'émission de l'hydrogène $H\alpha$ permet de tracer des zones d'échauffement de ce gaz, souvent associées à un phénomène d'accrétion.

Plus la résolution spectrale (la capacité à distinguer deux longueurs d'onde) sera grande, plus il sera possible d'identifier d'éléments chimiques différents : les atomes dans les étoiles, mais aussi des molécules dans les corps plus froids tels que les planètes. Ces compositions chimiques, ou du moins celle des atmosphères, contiennent alors de nombreuses informations sur les planètes. En effet, il a par exemple été montré que les ratios d'abondance

C/O et N/O étaient des traceurs du lieu de formation des planètes (Öberg et al., 2011; Piso et al., 2016), permettant alors d'étudier le phénomène de migration planétaire. De même, la présence de molécules particulières dans les atmosphères de planètes telluriques peuvent renseigner quant à l'habitabilité de ces planètes : présence d'eau (e.g., Knutson, 2007), de dioxyde de carbone, de méthane ou d'ozone. De même, détecter une forte concentration de dioxygène pourrait indiquer la présence d'une forme de vie similaire à celle que nous connaissons.

L'étude des spectres peut fournir également un autre type d'information, en étudiant cette fois les modifications des raies d'émission et d'absorption par effet Doppler (Doppler, 1846). Ainsi, si les raies du spectre d'un objet se déplacent, typiquement pour une étoile, alors cet objet s'éloigne ou se rapproche de nous. De même, si l'on observe un décalage du spectre différent pour chaque portion de l'objet ou un élargissement des raies du spectre, alors l'objet est en rotation ou l'atmosphère de l'objet est agitée. Par ces mesures, en particulier sur une planète, il est ainsi possible d'accéder à l'agitation thermique des atmosphères, et donc à leur température, ainsi que leur vitesse de rotation sur eux-mêmes, et ainsi d'en déduire par exemple la durée du jour. Bien entendu, plus la résolution sera élevée, plus la quantité d'information mesurable sera importante.

Toutes ces informations ne sont pas mesurées directement depuis les données, car le lien entre les mesures brutes et les paramètres physiques ne sont pas toujours simples. Ainsi, beaucoup de mesures astrophysiques d'aujourd'hui reposent sur des modèles affinés grâce aux observations et permettent de classer et/ou prédire les différents systèmes observés. Nous pouvons mentionner ici deux exemples. Le premier est le cas de systèmes planétaires avec plusieurs planètes (ou plusieurs étoiles). Il n'existe pas de solution analytique au mouvement des corps, et donc pas de solution pour la masse des objets observés. C'est en trouvant les paramètres du modèles qui permettent au mieux de décrire les observations que l'on détermine ces grandeurs physiques. Le second concerne l'identification d'éléments chimiques dans des atmosphères. En effet, il est aujourd'hui possible de mesurer des spectres d'exoplanètes (Seager and Deming, 2010; de Kok et al., 2013; Burrows, 2014; Snellen et al., 2010; Snellen, 2014; Snellen et al., 2014; Brogi and Line, 2019), mais identifier directement la signature de molécules au milieu de toutes les raies est très compliqué, d'autant plus que le rapport signal à bruit des données est faible. Par conséquent, une corrélation croisée est effectuée entre le spectre mesuré et un spectre généré par un modèle, permettant d'estimer le degré de corrélation et éventuellement de conclure quant à la présence, voire l'abondance de cette molécule.

Enfin, nous ne pouvons terminer cette section sans mentionner l'importance des statistiques dans ces analyses. En effet, si des observations ponctuelles de planètes peuvent fournir des intuitions quant à certains phénomènes, la grande diversité des planètes observées jusqu'à aujourd'hui pousse la communauté à remettre en question certains modèles. De plus, puisque les observations de planètes sont limitées au groupe local de notre galaxie, nous n'avons accès qu'à un échantillon de ce qui existe dans la Voie Lactée, voire dans l'Univers en général. Ainsi, en estimant les probabilités de détection de nos instruments et en les comparant aux données, il est possible de se représenter un panorama des configurations possibles et de leur occurrence. Pour cela, de vastes campagnes d'observations sont nécessaires, afin de contraindre au mieux les paramètres et ainsi affiner ou invalider les modèles existants.

1.1.3 Observer une exoplanète : un challenge technique

Nous avons jusque là omis de préciser ce que cela signifie d'observer des exoplanètes. En effet, nous avons vu comment exploiter les informations d'astrométrie et de spectroscopie. Cependant, comment peut-on accéder à ces informations? Pour répondre, mettons-nous dans le contexte d'un observateur situé à 20 parsec (pc) de notre système solaire, une distance typique à laquelle nous détectons des exoplanètes actuellement. À ces distances, s'il est éventuellement envisageable de résoudre les étoiles, il est en revanche impossible de résoudre la planète. Le diamètre apparent de la Terre serait de 4 microarcsecondes. En considérant que le pouvoir de résolution des meilleurs télescopes actuels, soit le plus petit détail qu'ils sont capables de distinguer et sur lequel nous reviendrons en section 1.2.1, est supérieur à 15 millisecondes d'arc (mas) dans le visible, le mieux que l'on puisse espérer détecter est un point. Cependant, la Terre orbite autour du Soleil. Il faut donc s'assurer que l'on puisse la distinguer. La séparation angulaire entre les deux objets est de 50 mas pour un observateur à 20 pc. Pouvoir distinguer la Terre du Soleil nécessite donc une résolution angulaire meilleure que 50 mas.

Le second aspect à considérer est le rapport de flux entre le signal émis par le Soleil et celui émis par la Terre, que l'on nomme le contraste. En effet, l'image d'un point par un télescope n'est pas un point, mais sa convolution avec la réponse impulsionnelle de l'instrument, appelée fonction d'étalement du point (Point Spread Function) (PSF) en anglais, dont des exemples sont visibles en figure 1.2 pour différentes pupilles de télescope. Par conséquent, avoir un objet trop brillant à proximité immédiate complique la détection. Ce contraste dépend de la longueur d'onde à laquelle on observe. Concernant ses émissions propres, la Terre a un pic d'émission autour de $10\ \mu\text{m}$ dans l'infrarouge thermique à cause de son rayonnement de corps noir à environ 300 K. À cette longueur d'onde le rapport de flux à celui du Soleil est le plus favorable, de l'ordre de 10^{-7} . Cependant, la résolution angulaire des télescopes à cette longueur d'onde est également 20 fois plus grande que dans le visible, ce qui rend impossible la distinction de la planète de l'étoile. Une alternative consiste à considérer la lumière réfléchie de l'étoile en lumière visible. Dans ces conditions, le rapport de flux est alors de l'ordre de 10^{-10} . Notons que les planètes plus jeunes et plus massives, comme les planètes géantes, sont beaucoup plus chaudes, et ont donc un rayonnement proche plus important (Madhusudhan et al., 2011; Phillips et al., 2020). Par conséquent, si leur distance à leur étoile le permet, il sera plus facile de les observer dans l'infrarouge plutôt que dans le visible.

Le troisième aspect à considérer est la magnitude apparente de la planète. Dans le visible, la lumière réfléchie est inversement proportionnelle au carré de la distance au Soleil et au rayon de la planète. C'est finalement peu de lumière qui provient à l'observateur à 20 pc. La Terre a alors une magnitude apparente supérieure à 30, parmi les objets les plus faibles observables.

Pour résumer, les exoplanètes, et plus particulièrement les exo-Terres, sont des objets difficiles à observer de par leur séparation à leur étoile, le contraste à leur étoile et leur luminosité propre. Une comparaison souvent donnée est qu'observer une exo-Terre revient à détecter depuis Moscou une luciole (Harvey, 1928) qui serait à 50 cm du phare de la Garoupe^{1, 2}, à Antibes soit à 2500 km.

1. <https://www.pop.culture.gouv.fr/notice/merimee/IA06001351>

2. <http://phares.du.monde.free.fr/lum20/phare/page50.html>

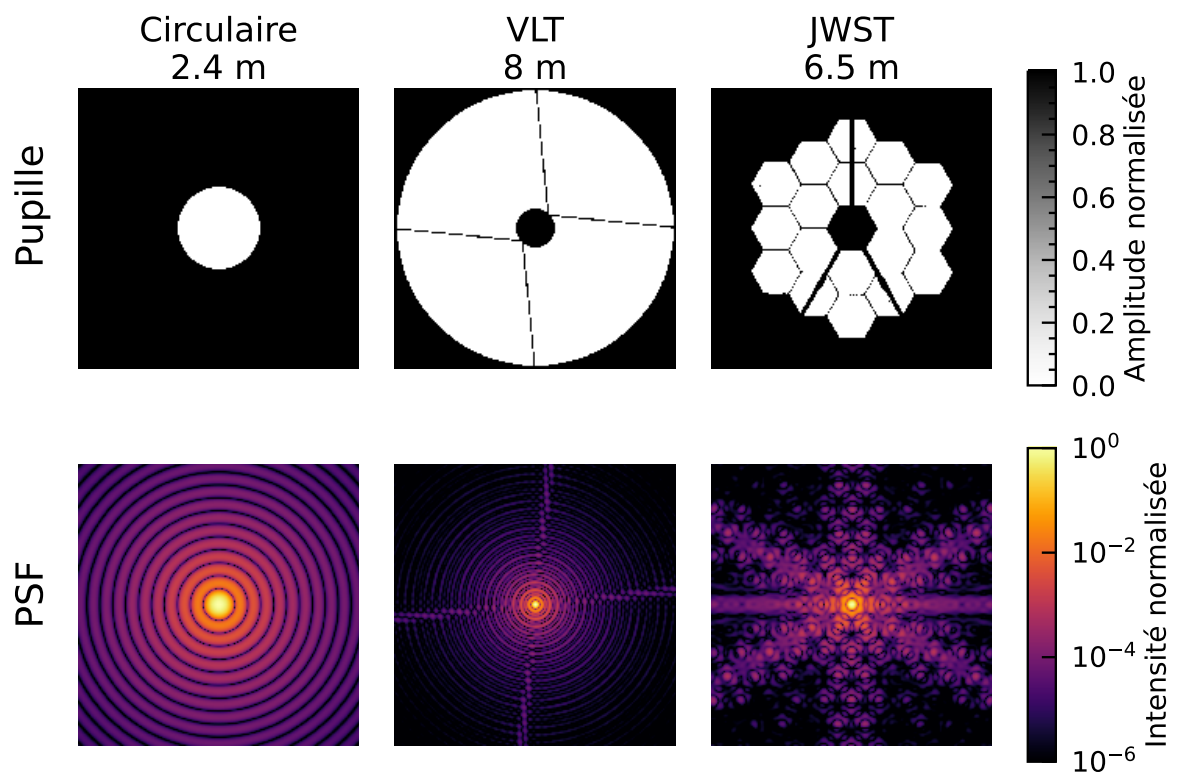


FIGURE 1.2 – Exemples de PSF pour une pupille circulaire (gauche), avec les supports de miroirs secondaires du VLT (milieu) et segmentée issu du selfie NIRCam de JWST (droite). La distance focale des télescopes simulés est considérée la même dans les trois cas pour donner une idée de la différence de résolution entre les différentes pupilles. Les images sont normalisées par le pic d'intensité des PSF.

1.1.4 Principales techniques instrumentales pour l'observation d'exoplanètes

1.1.4.1 Techniques indirectes

Dans ces conditions, détecter une planète, en particulier une planète similaire à la Terre, est souvent plus facile en cherchant non pas un signal direct de la planète, mais la signature de sa présence dans son environnement facilement observable : l'étoile. Nous présentons dans cette section quelques unes de ces méthodes de détection indirectes. Les planètes détectées par ces différentes techniques sont identifiées par des couleurs différentes en figure 1.1.

Astrométrie

Même si la masse d'une étoile est supérieure, voire très supérieure à celle des planètes orbitant autour, d'après les lois de la mécanique Newtonienne, l'étoile est aussi en mouvement sous l'effet de l'attraction gravitationnelle réciproque. Ainsi, en mesurant avec précision la position d'une étoile, ce qui est fait de manière relative par rapport aux étoiles d'arrière-plan, il est possible de mesurer ce déplacement. Dans le cas simple d'un système à deux corps, une étoile avec une seule planète, et, si l'on connaît la masse de l'étoile, la détermination des paramètres de la planète est directe. En effet, le mouvement de l'étoile est fonction de la force d'attraction gravitationnelle : il sera d'autant plus important que la planète est massive et proche. Pour des systèmes à plusieurs corps, s'il n'existe pas de solution analytique au mouvement des différents objets, il est néanmoins possible de chercher le jeu de paramètres correspondant le mieux aux données, incluant le nombre de planètes, leur masse et leur orbite. Relativement peu productive jusqu'à maintenant pour la détection d'exoplanètes, de nombreuses détections par astrométrie sont néanmoins attendues avec la récente publication de la Data Release 3 de la mission GAIA (Casertano et al., 2008; Perryman et al., 2014).

Vitesses radiales

Dans le cas particulier où une planète orbite dans un plan formant un angle i suffisamment faible avec l'axe d'observation, il est aussi possible de mesurer les variations de vitesse de l'étoile selon la direction radiale en utilisant l'effet Doppler. En effet, le déplacement des raies d'absorption dans le spectre de l'étoile est directement proportionnel à la vitesse à laquelle l'étoile s'éloigne ou se rapproche de l'observateur. C'est par cette technique que Mayor and Queloz (1995) ont pu confirmer, à l'OHP, pour la première fois la présence d'une exoplanète autour d'une étoile de type solaire, 51 Pegasi. Bénéficiant des progrès de ces dernières décennies en matière de spectroscopie, la méthode des vitesses radiales a permis la découverte d'un grand nombre de planètes : plus de 900 en mai 2022. En effet, le spectrographe ELODIE (Baranne et al., 1996) ayant permis la découverte de 51 Peg b permettait de mesurer des variations de vitesses radiales de l'ordre de 15 m/s. La technologie a aujourd'hui évolué, autorisant la mesure de variations de vitesses radiales de l'ordre de quelques dizaines de cm/s avec par exemple VLT/ESPRESSO (Pepe et al., 2021). Cependant, pour détecter une exo-Terre, orbitant à 1 UA d'une étoile similaire au Soleil, le spectrographe devra distinguer des variations de vitesse de l'ordre de quelques cm/s, et il faudra pour cela utiliser une modélisation fine des variations intrinsèques du spectre de l'étoile. De plus, à cause de la non-connaissance de l'angle i , il n'est pas possible de mesurer avec certitude la masse M_p de la planète avec cette technique, mais seulement une

borne inférieure $M_p \sin(i)$.

Transits

Contrairement aux techniques présentées précédemment, l'astrométrie ou les vitesses radiales qui s'intéressent aux mouvements de l'étoile, la méthode des transits s'intéresse à sa luminosité. En effet, dans le cas particulier où le plan dans lequel orbite une exoplanète est colinéaire avec l'axe de visée, son passage devant son étoile hôte va faire légèrement baisser sa luminosité. Ainsi, en surveillant une étoile pendant une durée donnée, la baisse périodique de la luminosité peut indiquer la présence d'un compagnon. Si le transit de Vénus ou de Mercure devant le Soleil sont des phénomènes connus depuis au moins le XVII^{ème} siècle (Goldstein, 1969; Morrison and Ward, 1975), les premiers transits d'exoplanètes ont été mesurés à la fin du XX^{ème} siècle (Henry, 1999; Henry et al., 2000; Charbonneau et al., 2000).

Rapidement, des missions spatiales ambitieuses, telles que les satellites Convection, Rotation et Transits planétaires (CoRoT) (Rouan et al., 1998; Baglin et al., 2006), de l'agence spatiale européenne (European Space Agency) (ESA) et Kepler (Borucki et al., 2010; Koch et al., 2010) de la National Aeronautics and Space Administration (NASA) ont mis en œuvre cette technique. Suite à ces succès, d'autres missions encore plus performantes ont également été initiées, avec Transiting Exoplanet Survey Satellite (TESS) (Ricker et al., 2014), Planetary Transits and Oscillations of stars (PLATO) (Rauer et al., 2014) et CHaracterising ExOPlanets Satellite (CHEOPS) (Rando et al., 2018). C'est même la seule technique ayant permis à ce jour de détecter un compagnon planétaire autour d'une étoile en dehors de notre Galaxie (Di Stefano et al., 2021). Cette méthode est facile à mettre en œuvre, même avec du matériel amateur, pour les planètes géantes dont la profondeur du transit est de l'ordre de 1%. Pour les exo-Terres orbitant autour d'étoiles similaires au Soleil, la profondeur du transit descend à moins de 0.01%, nécessitant alors des calibrations extrêmement poussées des variations de luminosité de l'étoile. La méthode des transits est celle ayant permis le plus de détection à ce jour, avec plus de 3800 découvertes confirmées.

La méthode des transits, via la courbe de luminosité en fonction du temps, permet d'accéder à des paramètres de la planète tels que sa période orbitale et sa taille relative par rapport à son étoile. C'est également une technique qui permet la spectroscopie de la haute atmosphère de la planète, en étudiant les variations du spectre de l'étoile pendant le transit : la lumière passant à travers l'atmosphère de la planète voit ses raies d'émission ou d'absorption modifiées (e.g., Madhusudhan, 2019). Cette technique est néanmoins biaisée de plusieurs manières. Premièrement, elle n'est sensible qu'aux planètes que l'on observe dans leur plan orbital, ce qui ne représente qu'une fraction des planètes. En particulier, pour des planètes de type Terre, nous pouvons en observer moins de 0.5%. Deuxièmement, reproduire la mesure pour confirmer la détection limite les observations à des planètes avec de courtes périodes orbitales.

1.1.4.2 Imagerie directe

Même si les conditions pour observer directement une exo-Terre semblent défavorables, ce n'est pas nécessairement le cas de toutes les planètes, ou du moins de tous les corps. En effet, si la planète est suffisamment éloignée, à plusieurs dizaines voire centaines d'Unité Astronomique (UA), alors les pré-requis en terme de contraste et de résolution sont moins stricts. Ainsi, avec une résolution suffisante, il a par exemple été possible de faire des images de planètes géantes ou de naines brunes en orbite autour d'autres étoiles avec Hubble

Space Telescope (HST). L'intérêt principal de l'imagerie directe repose dans la quantité d'information disponible.

En étudiant le mouvement de la planète au fil du temps, si la période de l'orbite le permet, il est alors possible d'en déduire les paramètres orbitaux. De plus, tout aussi directement que l'astrométrie, puisque l'on a une image de la planète, il est possible d'effectuer des mesures photométriques, permettant de déduire par exemple la température de surface, la gravité de surface (Smalley, 2005), ou encore la présence de nuages (e.g., Barman et al., 2011). Enfin, si l'instrument le permet, l'accès aux photons de la planète différenciés de ceux de l'étoile permet d'effectuer des mesures spectrométriques de son atmosphère, difficilement accessible par les méthodes indirectes. En outre, cette méthode ne permet pas seulement l'imagerie de planètes, mais également des disques protoplanétaires dans les systèmes jeunes, permettant une meilleure analyse des processus de formation des systèmes planétaires.

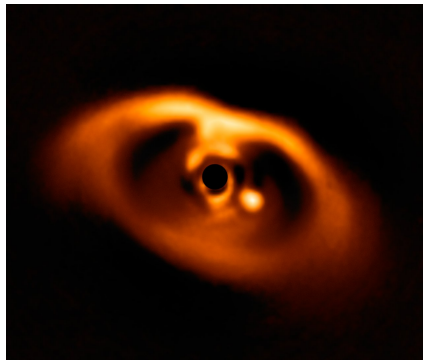
Si l'imagerie directe se heurte de facto aux problèmes énoncés en section 1.1.3, il existe des méthodes pour en atténuer les effets. Par exemple, dans le cas des observations depuis le sol, l'utilisation d'Optique Adaptative (OA) limite la perte de résolution due à la turbulence atmosphérique. De plus, l'utilisation d'un instrument capable d'atténuer la lumière de l'étoile, un coronographe, donne accès d'accéder à des planètes dont le contraste est plus défavorable. Enfin, des techniques avancées de traitement d'image permettent de supprimer des artefacts de la lumière de l'étoile, et ainsi améliorer les capacités de détection (Lafrenière et al., 2007; Soummer et al., 2012; Marois et al., 2014; Bottom et al., 2017; Flasseur et al., 2018). Des exemples d'images de planètes et de disques effectuées par quelques uns des instruments actuels est visible en figure 1.3.

1.1.4.3 Combiner l'imagerie directe avec d'autres techniques

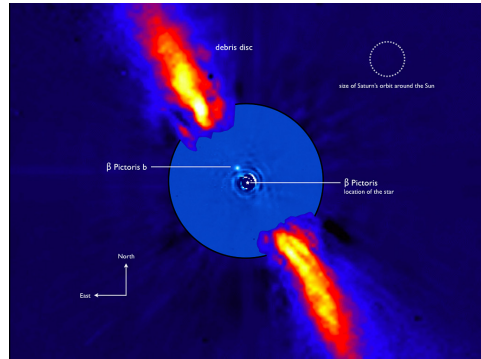
Si l'imagerie directe possède de nombreux atouts pour caractériser les exoplanètes, la combinaison des observations directes avec d'autres techniques peut s'avérer particulièrement intéressante. Les exemples donnés ici sont issus de l'excellente revue de Currie et al. (2022). Par exemple, s'il est théoriquement possible d'estimer la masse de la planète à partir de l'astrométrie en observant la planète se déplacer, cette approche est compliquée à mettre en œuvre en pratique. En effet, l'instrument étant stabilisé sur la position de l'étoile, il est uniquement possible de connaître le mouvement de la planète par rapport à l'étoile, et non le mouvement absolu des deux corps.

Cette mesure relative de demi-grand axe d'orbite ne contient pas l'information sur le rapport des masses, seulement la masse totale du système. Cette dégénérescence peut éventuellement être levée dans le cas où plusieurs planètes peuvent être observées autour de la même étoile (Lacour et al., 2021), mais cela ne concerne aujourd'hui qu'un nombre très restreint d'observations directes. Cette information sur le rapport des masses peut néanmoins être apportée par la mesure des mouvements absolus individuels par mesure des vitesses radiales ou de l'astrométrie de l'étoile (Snellen et al., 2014; Snellen and Brown, 2018; Lagrange et al., 2019) ou même des planètes (Wang et al., 2021). Si ces combinaisons de techniques ont pu être testées sur plusieurs naines brunes, elles restent néanmoins très rares sur les planètes actuellement, les planètes observables par imagerie directe étant encore très séparées des autres sur la figure 1.1.

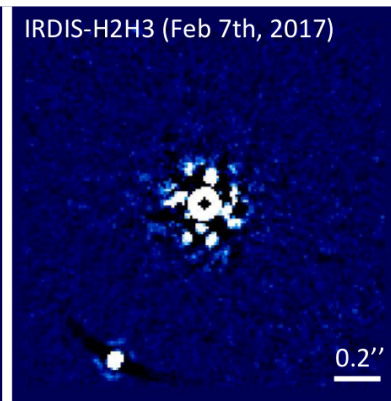
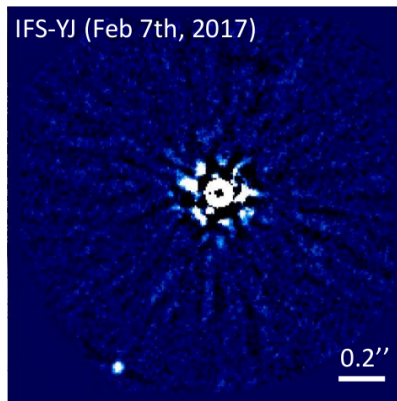
Un autre inconvénient de la technique d'imagerie directe est le temps nécessaire à la détection d'une nouvelle planète. En effet, contrairement aux techniques d'astrométrie ou des transits qui peuvent observer plus d'une centaine de milliers d'étoiles en même temps,



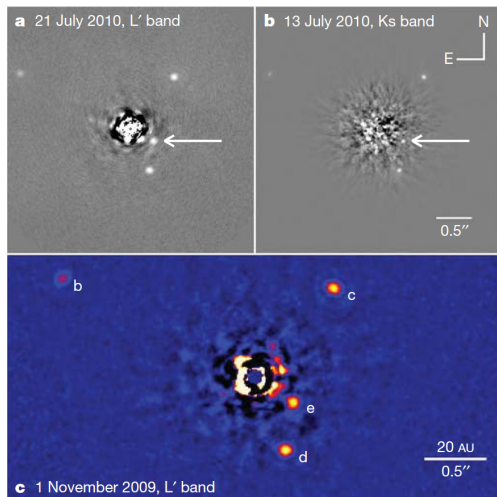
(a) Image du disque protoplanétaire PDS 70, observé avec SPHERE, où une planète en cours d'accrétion est visible. Crédit : ESO/A. Müller et al.



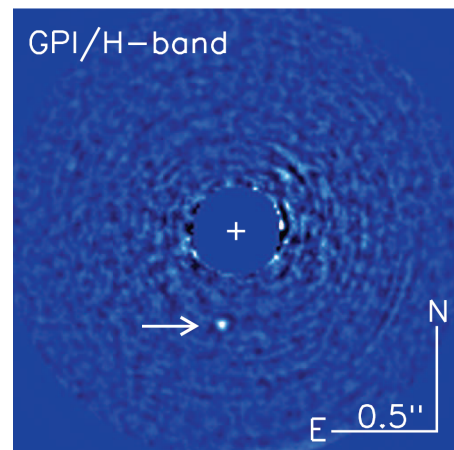
(b) Image de l'étoile β Pictoris entourée de son disque d'accrétion et de la planète β Pictoris b. Crédit : ESO/Lagrange et al.



(c) Images de HIP 65426 observée avec SPHERE. Tiré de Chauvin et al. (2017).



(d) Système HR8799, observé avec le télescope Keck. Tiré de Marois et al. (2010).



(e) Images de 51 Eridani, avec la planète 51 Eridani b, observées avec GPI. Tiré de Macintosh et al. (2015).

FIGURE 1.3 – Exemples d'images d'exoplanètes et de disques

rechercher une planète par imagerie directe monopolise le télescope autour d'une seule étoile cible. Ainsi, les sondages sont plus lents que ceux effectués avec les autres techniques. Ils sont néanmoins indispensables car ils ciblent des planètes que les autres méthodes ne peuvent pas détecter. Ainsi, avoir des *a priori* sur les étoiles à cibler permettrait d'améliorer l'efficacité des sondages. Cela pourrait faire partie d'un futur très proche. En effet, avec l'amélioration constante des instruments, le nombre de planètes observables par plusieurs techniques devrait augmenter. Un exemple est celui de la Data Release 3 de la mission spatiale Gaia, qui grâce aux mesures astrométriques de nombreuses étoiles, devrait être en mesure de fournir un nombre conséquent de planètes à observer directement.

1.2 Système optique pour l'imagerie d'exoplanètes

Comme vu précédemment, observer directement une exoplanète et à plus forte raison une planète Terre nécessite de disposer d'une instrumentation à même de surmonter les défis de sensibilité, de résolution et de contraste. Pour répondre à ces besoins hors normes, il est nécessaire de disposer d'un ensemble {Télescope + instrument} cohérent. Nous revenons ici sur la description de ces équipements.

1.2.1 Télescope

1.2.1.1 Cas parfait

Un télescope est un système optique d'imagerie utilisant des miroirs plutôt que des lentilles, lui permettant de couvrir une large plage de longueurs d'onde. Originellement constitué d'un miroir sphérique, puis d'un miroir parabolique, puis de deux, trois et même jusqu'à cinq miroirs, les conceptions ne cessent d'évoluer afin de fournir la meilleure qualité optique, résolution, sensibilité dans un champ donné et à des longueurs d'onde adaptées. Cependant, le principe reste le même : collecter la lumière d'un (ou plusieurs) objet(s) à l'infini pour la concentrer - la focaliser - en une image que l'on peut observer, à l'œil nu ou avec une caméra. Pour simplifier, en Figure 1.4, nous représenterons l'action d'un télescope à l'aide d'une simple lentille convergente de distance focale f . La pupille d'entrée est définie comme étant l'objet qui limite l'angle des rayons avec l'axe optique dans le plan focal. Pour un télescope, elle est habituellement confondue avec le miroir primaire et sa taille est directement proportionnelle à la quantité de lumière que celui-ci va pouvoir capter.

La lumière, supposée monochromatique de longueur d'onde λ , provenant d'une étoile à l'infini, peut être décrite par une onde plane lorsqu'elle arrive au niveau du télescope.

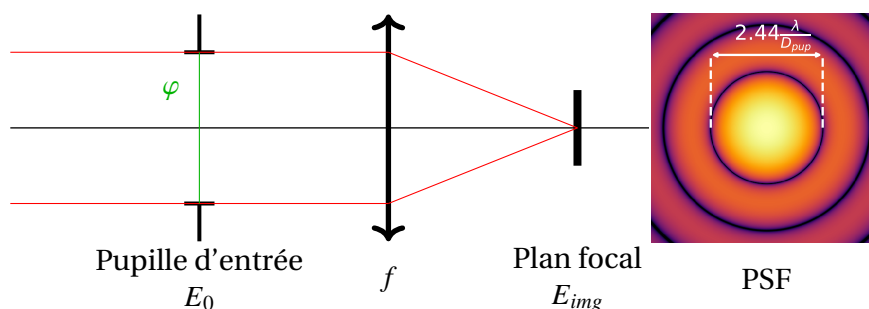


FIGURE 1.4 – Principe de formation d'image par un télescope.

Si la propagation s'est faite dans un milieu homogène et isotrope, comme dans l'espace, alors la lumière est dite non-aberrée, et le front d'onde, en vert dans la Figure 1.4, est plan. Dans le cas contraire, on dit que le front d'onde est aberré : certaines parties présentent des retards par rapport à d'autres, et l'on parle de Différence de chemin optique (Optical Path Difference) (OPD). Dans tous les cas, dans le cadre de la théorie de la diffraction (Born and Wolf, 1999), et plus particulièrement dans le cadre de l'approximation de Fraunhofer, la lumière dans la pupille d'entrée peut être décrite comme un champ électrique complexe E_0 , constitué d'une amplitude P défini par le support de la pupille et d'une phase φ :

$$E_0(x, y) = P(x, y)e^{i\varphi}, \quad (1.1)$$

avec x et y le système de coordonnées dans la pupille. Le passage par le télescope focalisera la lumière dans le plan focal, et même si l'étoile a une taille apparente suffisamment petite pour être assimilée à un point source, son image formera alors une PSF correspondant à la tache image de la diffraction par le télescope. Un objet situé hors axe à une distance angulaire α dans le ciel verra son image apparaître à la position αf dans le plan focal. Par convention, la position dans le plan focal est donnée de manière angulaire, α , de manière à ne pas dépendre de la distance focale du télescope. D'après l'approximation de Fraunhofer, cette PSF dépend alors de plusieurs paramètres, dont les plus importants sont : la forme de la pupille d'entrée du télescope et les aberrations du front d'onde. Dans le cas général, le champ électrique E_{img} dans le plan image peut s'exprimer comme :

$$E_{img}(v_x, v_y) = \widehat{P(v_x, v_y)e^{i\varphi(v_x, v_y)}} \quad (1.2)$$

$$= \widehat{E}_0(v_x, v_y), \quad (1.3)$$

où $\widehat{X} = \mathcal{F}(X)$ est la transformée de Fourier de X , et v_x et v_y les coordonnées en plan focal. Par la suite, nous abandonnerons ces notations, ainsi que celle des variables x, y lorsque leur présence n'est pas nécessaire.

L'intensité en plan focal, ou l'image visible par l'œil ou le détecteur, correspond à la distribution d'énergie I_{img} , et est décrite par

$$I = |E_{img}|^2 \quad (1.4)$$

$$= |\widehat{P e^{i\varphi}}|^2. \quad (1.5)$$

Dans le cas d'un télescope constitué d'un miroir primaire circulaire de diamètre D , sans obstruction et en l'absence d'aberrations φ , l'intensité de ce motif à une séparation ρ de l'axe optique, et pour une source monochromatique de longueur d'onde λ peut être décrite par l'expression

$$PSF(\rho) = I_0 \left(\frac{2\mathcal{J}_1\left(\frac{\pi D \sin(\rho)}{\lambda}\right)}{\frac{\pi D \sin(\rho)}{\lambda}} \right)^2, \quad (1.6)$$

avec I_0 l'intensité au pic de l'image et \mathcal{J}_1 la fonction de Bessel du premier ordre. Un exemple d'une telle PSF est visible en Figure 1.4, en échelle logarithmique. Pour cette pupille circulaire, ce motif s'appelle également tache de diffraction d'Airy (Airy, 1835).

D'ailleurs d'autres exemples conservant les échelles des pupilles qui sont présentés en Figure. 1.2. Dans tous les cas, l'image d'un point n'étant plus un point, les télescopes ont donc une résolution finie et ne peuvent donc distinguer deux objets trop proches les uns des autres. En effet, la largeur de la tache d'Airy dépend du rapport λ/D : la PSF sera d'autant

plus étroite que la longueur d'onde sera petite ou que le diamètre du télescope sera grand. Plus particulièrement, le rayon du pic central ρ_0 peut s'exprimer comme :

$$\rho_0 = 1.22 \frac{\lambda}{D}. \quad (1.7)$$

Plusieurs définitions existent pour la limite de résolution (Born and Wolf, 1999). Dans cette thèse, nous utiliserons le rapport λ/D comme étant la limite ultime de résolution du télescope.

Remarquons alors deux choses. Premièrement, le plus petit détail observable par un télescope est inversement proportionnel au diamètre D de son miroir primaire. Ainsi un plus grand télescope permet théoriquement, s'il est dénué d'aberrations, d'avoir une meilleure résolution. Deuxièmement, si le miroir primaire est plus grand, en plus de collecter plus de photons proportionnellement à D^2 , il va concentrer la lumière en un point plus petit. Ainsi, un télescope plus grand a également une meilleure sensibilité. Ces deux raisons sont à l'origine de la construction de télescopes de plus en plus grands. En effet, les plus grands télescopes actuels tels que ceux du Very Large Telescope (VLT) au Chili, de l'observatoire Gemini au Chili et à Hawaï, Subaru à Hawaï, et ceux de l'observatoire Keck à Hawaï également font entre 8 m et 10 m de diamètre. En comparaison, les futurs télescopes d'Extremely Large Telescopes (ELTs), tels l'European Extremely Large Telescope (E-ELT), Thirty Meter Telescope (TMT), Giant Magellan Telescope (GMT) actuellement en construction auront un miroir primaire compris entre 20 m et 40 m. De même pour les télescopes spatiaux : si HST a un miroir de 2.4 m de diamètre, le James Webb Space Telescope (JWST) a lui un miroir de 6.5 m, et des projets futurs explorent l'utilisation de miroirs encore plus grands.

Cependant, augmenter la taille des miroirs se fait à un prix : le poids. En effet, pour des applications au sol, il est difficilement envisageable de fabriquer des miroirs de diamètre supérieurs à 8 m monolithiques, en un seul bloc. A fortiori, cette limite est inférieure pour les télescopes spatiaux qui doivent prendre place dans un lanceur pour être mis en orbite. Pour cela, l'augmentation du diamètre des miroirs s'accompagne de l'utilisation de miroirs segmentés, comme pour les télescopes du Keck, des futurs ELTs ou du JWST replié pendant le lancement. Une des architectures les plus prisées est le pavage hexagonal du miroir primaire avec de plus petits miroirs, les fameux segments. Cela induit en particulier une PSF bien caractéristique, comme visible en figure 1.2.

En combinant la lumière de plusieurs télescopes, il est possible d'obtenir par interférométrie une résolution équivalente à celle d'un télescope dont le diamètre serait la distance séparant les télescopes (Labeyrie, 1975). La haute résolution ainsi qu'une très bonne robustesse aux aberrations optiques permettent de chercher des exoplanètes proches de leur étoile, même avec des télescopes au sol. De plus, les interférences destructives que l'on peut former avec la lumière de l'étoile fonctionnent comme un coronographe et permettent d'accéder à des contrastes plus bas qu'avec un seul télescope à la même séparation angulaire (Bracewell, 1978). Cependant, les technologies sont assez différentes, et je ne me consacrerai dans cette thèse qu'à l'utilisation d'un seul télescope.

1.2.1.2 Avec des aberrations

Nous avons présenté jusqu'à maintenant des exemples de PSF sans aberrations. Cependant, en pratique, tout système optique diffère des approximations de l'optique géométrique. Ces écarts sont appelés aberrations, et peuvent avoir beaucoup d'origines différentes. Cela peut être à cause d'imperfection dans le design, la fabrication des éléments optiques ou dans leur alignement, à cause de perturbations extérieures comme la turbulence

atmosphérique ou l'évolution du système optique sous des contraintes mécaniques, thermiques, de vibrations. Il est possible de les décrire comme ayant une composante d'amplitude ϵ , que l'on peut voir comme des imperfections dans l'illumination de la pupille, et une composante de phase φ , qui correspond à une OPD différente en différents points du front d'onde. Ainsi, pour une onde incidente aberrée, le champ électrique peut s'écrire :

$$E_{img}(x, y) = P(x, y)(1 + \epsilon(x, y))e^{i\varphi(x, y)}. \quad (1.8)$$

Par conséquent, en omettant les variables (x, y) , le champ électrique dans le plan focal s'écrira :

$$E_{img} = \widehat{Pe^{i\varphi}} + \widehat{P\epsilon e^{i\varphi}}. \quad (1.9)$$

Dans beaucoup de cas, les aberrations d'amplitude ϵ sont considérées comme statiques ou négligeables, et leur contribution à la dégradation du front d'onde n'est pas prise en compte. Elles sont néanmoins considérées dans quelques cas : l'OA en présence de forte turbulence ou les télécommunications optiques dans l'air par exemple.

Concentrons-nous ici sur la décomposition des aberrations de phase φ . Pour décrire la grande diversité des formes que peuvent prendre ces aberrations, plusieurs formalismes ont été mis au point. Par exemple, Ludwig von Seidel propose une description du front d'onde (Seidel, 1856) sous la forme de polynômes fonction de r et θ , respectivement les coordonnées radiales et azimutales en plan pupille. Cette description est naturelle, au sens où elle décrit les aberrations les plus communes : le décentrement (*tip/tilt*), le défocus, l'astigmatisme ou la coma par exemple. Cependant, la famille de polynôme générée ne représente pas une base de l'espace des aberrations : ils ne sont ni normés, ni orthogonaux deux à deux.

Pour cette raison, une autre description est très utilisée en optique, les polynômes de Zernike, que nous utilisons ici avec la convention de Noll (1976). Cette famille de polynômes, obtenue par orthonormalisation de Gram-Schmidt (Schmidt, 1907) des polynômes de Seidel, présente ainsi l'avantage d'être une base des aberrations de phase qui garde la description physique des aberrations de bas ordre. Chaque polynôme est identifié par son ordre radial n et azimutal m . L'expression du polynôme est Z_n^m est donnée par :

$$Z_n^m = \sqrt{n+1}R_n^0(r), \quad (1.10)$$

pour les modes dont $n = 0$,

$$Z_n^m = R_n^m(r) \sin(m\theta), \quad (1.11)$$

pour les modes d'indice j impair, et enfin

$$Z_n^M = R_n^m(r) \cos(m\theta), \quad (1.12)$$

pour les modes d'indice j pair, où j et R_n^m sont respectivement l'indice dépendant de n et m et la fonction radiale, définis par Noll (1976). Des exemples des premiers polynômes de Zernike sont donnés en figure 1.5, ainsi que des exemples de PSF souffrant des aberrations correspondantes.

Bien qu'orthogonaux sur une pupille circulaire, cette définition usuelle des polynômes de Zernike appliquée à une pupille non circulaire ne forme plus une famille orthogonale.

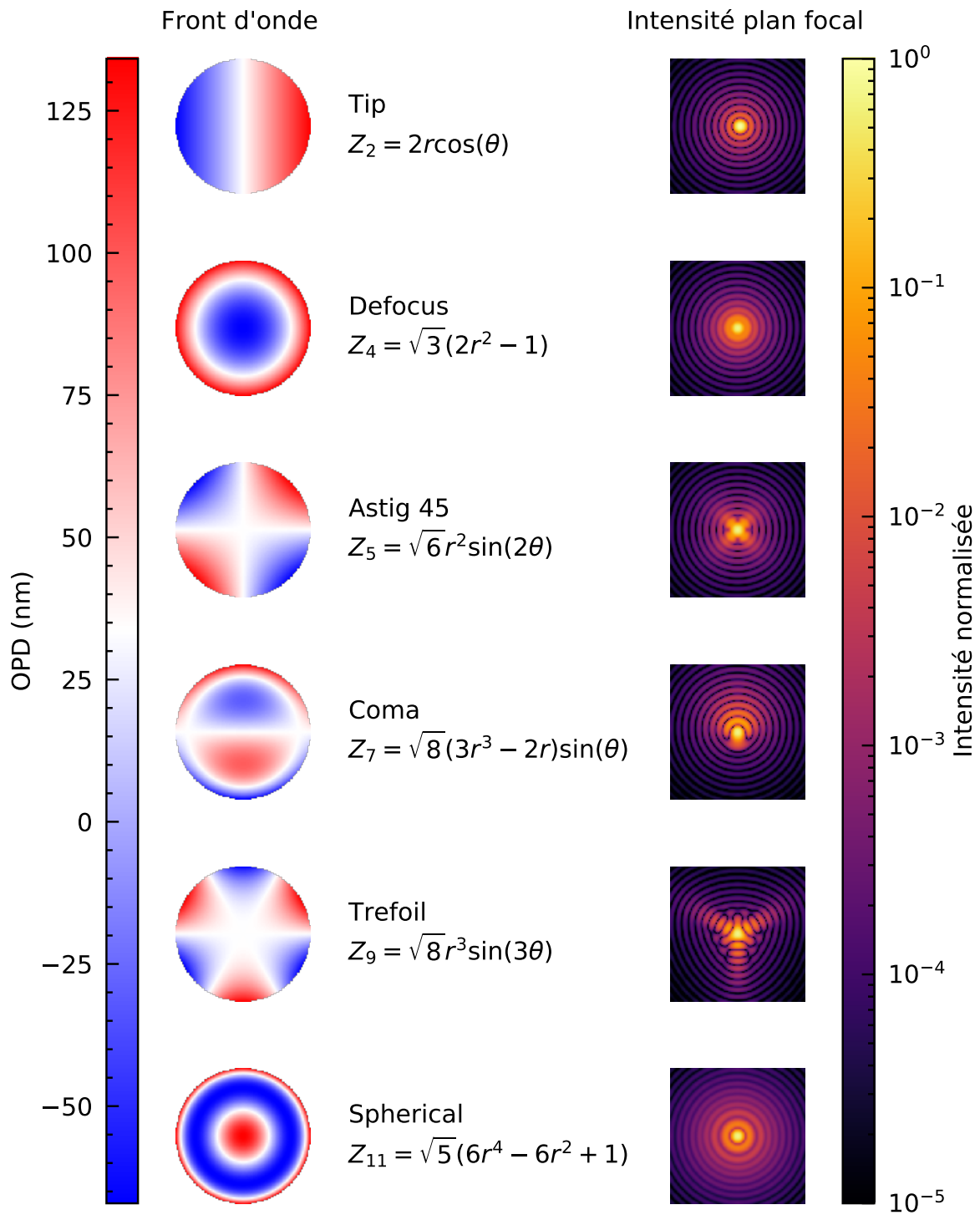


FIGURE 1.5 – Polynômes de Zernike sur une pupille circulaire et aberrations associées en plan focal.

Il est néanmoins possible de recalculer une base orthogonale en appliquant le même procédé de Gram-Schmidt (Dai and Mahajan, 2008). Une autre manière de décomposer les aberrations de phase en une série de Fourier, définis en terme de cycles par pupille (c/p). En effet, on peut écrire φ sous la forme :

$$\varphi = \sum_{k=0}^{+\infty} \sum_{l=0}^{+\infty} \widehat{\varphi}(k, l) e^{-2i\pi \mathbf{r} \mathbf{f}_{k,l}}, \quad (1.13)$$

avec \mathbf{r} le vecteur position dans la pupille tel que $\mathbf{r} = r_x \mathbf{u}_x + r_y \mathbf{u}_y$ et \mathbf{f} le vecteur fréquence spatiale défini par $\mathbf{f}_{k,l} = k \mathbf{u}_x + l \mathbf{u}_y$. Les vecteurs \mathbf{u}_x et \mathbf{u}_y sont les vecteurs unitaires des directions cartésiennes. Cette approche, plus éloignée de la physique des systèmes optiques que les polynômes de Seidel ou de Zernike présente néanmoins l'avantage d'explicitier les termes $\widehat{\varphi}(k, l)$, dont le module carré est proportionnel à l'intensité dans le plan focal au point de coordonnées $(k\lambda/D, l\lambda/D)$. Enfin, notons que les sommations dans l'équation 1.13 sont généralement bornées par l'échantillonnage que l'on choisit de la pupille. Si l'on modélise/échantillonne la pupille avec N_{pup} pixels dans le diamètre, alors les indices k et l sont majorés par $N_{pup}/2$.

1.2.2 Coronographe

Comme vu précédemment, observer directement des objets proches d'une étoile peut se révéler compliqué, car même si le télescope et l'instrument que l'on utilise ont la résolution et la sensibilité suffisante, la PSF de l'étoile restera trop brillante sur le détecteur pour permettre d'observer les objets dans son environnement proche. À de rares exceptions près où le contraste et la séparation du compagnon étaient favorables pour l'observation avec un imageur à haute résolution, il est souvent nécessaire de supprimer au maximum la lumière de l'étoile. Une solution est alors d'utiliser un instrument appelé coronographe.

1.2.2.1 Histoire - coronographie solaire

Le premier coronographe jamais utilisé est en réalité un phénomène naturel : les éclipses. En particulier, lors des éclipses solaires, la Lune passe devant notre étoile. Lors d'une éclipse totale, le disque solaire est caché, permettant alors d'observer la couronne solaire, invisible autrement. Cependant, ces phénomènes sont rares et brefs, et leur exploitation pour des mesures précises et répétables n'est guère envisageable Dyson et al. (1920). La situation a cependant changé lorsque, lors de la première moitié du XX^{ème} siècle, l'astronome français Bernard Lyot a mis au point le premier coronographe instrumental (Lyot, 1932) à l'observatoire du Pic du Midi. En plus de placer un masque en plan focal, le masque plan focal (Focal Plane Mask) (FPM) pour cacher la lumière du disque solaire, il a l'idée d'ajouter un diaphragme, maintenant nommé diaphragme de Lyot (Lyot Stop) (LS) en son honneur, dans le plan pupille suivant. Légèrement plus petit que la pupille d'entrée de l'instrument, comme illustré en figure 1.6, il permet de supprimer les effets de la diffraction dus au FPM en enlevant la lumière résiduelle, alors située aux bords de la pupille. Il parvient ainsi à reproduire les éclipses naturelles³. La coronographie a ainsi révolutionné les observations du Soleil et des corps orbitant d'autres planètes, comme par exemple les anneaux d'Uranus (Elliot et al., 1977).

3. <https://observations-solaires.obspm.fr/Bernard-Lyot>

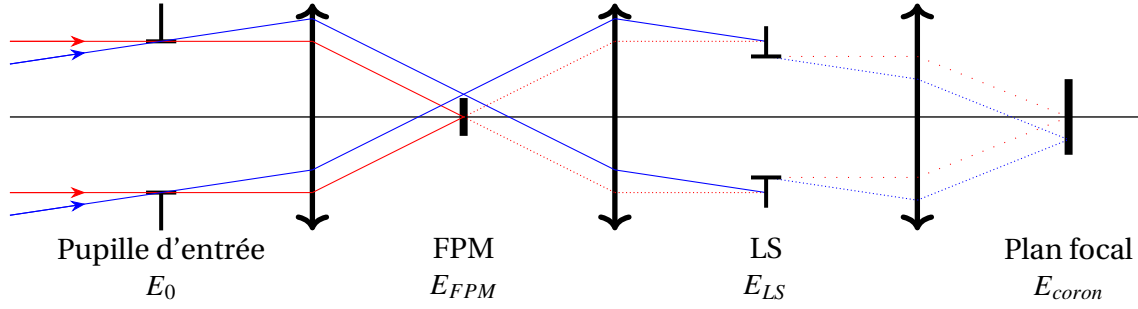


FIGURE 1.6 – Principe du coronographe de Lyot. Le FPM bloque la lumière de l'étoile (en rouge) tandis que la lumière de la planète (en bleu) est transmise. Le LS permet de supprimer les effets de la diffraction créés par FPM.

1.2.2.2 Coronographie stellaire

L'idée d'utiliser un coronographe pour observer autour d'autres étoiles que le Soleil est apparue suite aux premières observations de disques de poussières autour d'autres étoiles par des radio-télescopes. Cela s'est tout d'abord fait avec un coronographe de Lyot (e.g., Smith and Terrile, 1984), que nous décrivons ici. Cette description est inspirée de celle de Ferrari et al. (2007). Reprenons l'expression du champ électrique E_{FPM}^- en plan focal de l'équation 1.9, juste en amont du FPM :

$$E_{img}^- = \widehat{E}_0. \quad (1.14)$$

Exprimons la fonction de transmission t_c du FPM :

$$t_c = 1 - (1 - t_{FPM})M_{FPM} \quad (1.15)$$

où M_{FPM} est la fonction de support du FPM, valant 1 au sein du masque de diamètre d_{FPM} et 0 sur le reste du plan, et t_{FPM} la transmission au sein du masque. Notons que t peut être réelle, comprise entre 0 (complètement transparent) ou 1 (complètement opaque), mais aussi complexe en introduisant un déphasage. Dans le cas du coronographe de Lyot (Lyot coronagraph) (LC), on prend comme valeur $t_{FPM} = 1$.

$$E_{img}^+ = (1 - (1 - t_{FPM})M_{FPM})E_{img}^- \quad (1.16)$$

$$= E_{img}^- - (1 - t_{FPM})M_{FPM}E_{img}^-. \quad (1.17)$$

Dans le plan de Lyot, en plan pupille, le champ électrique E_{LS}^- avant le stop de Lyot s'écrit alors

$$E_{LS}^- = \widehat{E}_{img}^+ \quad (1.18)$$

$$= \widehat{E}_{img}^- - (1 - t_{FPM})\widehat{M}_{FPM}E_{img}^-, \quad (1.19)$$

ce qui correspond en plan pupille à la somme de deux ondes qui interfèrent, l'une directe et l'autre diffractée par le plan focal. Le stop de Lyot possède aussi une transmission, notée t_{LS} . Il s'agit généralement de la pupille légèrement sous-dimensionnée.

Le champ électrique E_{LS}^+ juste après le LS s'écrit alors

$$E_{LS}^+ = t_{LS}E_{LS}^- \quad (1.20)$$

$$= t_{LS}\widehat{E}_{img}^- - t_{LS}(1 - t_{FPM})\widehat{M}_{FPM} \otimes \widehat{E}_{img}^-, \quad (1.21)$$

avec \otimes le produit de convolution.

Le champ électrique final E_{corono} est la transformée de Fourier du champ électrique E_{LS}^+ :

$$E_{corono} = \widehat{E}_{LS}^+ \quad (1.22)$$

$$= \widehat{t}_{LS} \otimes E_{img}^- - (1 - t_{FPM}) \widehat{t}_{LS} \otimes (M_{FPM} \times E_{img}^-).. \quad (1.23)$$

L'action du coronographe peut être vue comme un opérateur linéaire C qui vient s'appliquer au champ électrique E_0 en entrée. Ainsi, nous simplifions la notation :

$$E_{corono} = C [E_0] \quad (1.24)$$

$$= C [P e^{\epsilon+i\varphi}]. \quad (1.25)$$

L'intensité dans l'image coronographique I_{corono} s'exprime alors :

$$I_{corono} = \left| C [P e^{\epsilon+i\varphi}] \right|^2. \quad (1.26)$$

Nous pouvons définir le contraste en plan focal C comme étant l'intensité I_{corono} normalisée par le pic d'intensité de la PSF sans le FPM I_{direct} :

$$C(v_x, v_y) = \frac{I_{corono}(v_x, v_y)}{\max(I_{direct})} \quad (1.27)$$

$$= \frac{I_{corono}(v_x, v_y)}{|\mathcal{F} [t_{LS} P e^{i\varphi}]|^2(v_x = 0, v_y = 0)}. \quad (1.28)$$

En se basant sur ce principe, de nombreuses variantes ont émergé. Une des améliorations majeures du LC a été l'ajout d'un apodiseur (Nisenson and Papaliolios, 2001; Aime et al., 2002; Soummer et al., 2003; Soummer, 2005; Soummer et al., 2009; Carbillet et al., 2011; Carlotti et al., 2011; Guerri et al., 2011; Soummer et al., 2011; N'Diaye et al., 2014b, 2015b, 2016a). De « apod » (sans pied), l'idée d'un apodiseur est de « couper les pieds de la PSF », les anneaux de diffraction. En d'autres mots, en ajoutant un masque d'amplitude ou de phase en plan pupille, il est possible de modifier la structure de la PSF pour améliorer le rejet de la lumière de l'étoile par le FPM. Un exemple d'apodiseur binaire pour une pupille segmentée avec obstruction centrale est présenté en figure 1.7. Un LC agrémenté d'un apodiseur devient alors un Apodized Pupil Lyot Coronagraph (APLC).

En plus des masques d'amplitude, comme le coronographe de Lyot, des coronographes utilisant des masques de phase ont également vu le jour. Un exemple est le (coronographe de Roddier et Roddier (R&RC) Roddier and Roddier, 1997), qui se décrit simplement avec l'équation 1.23, où $t_{FPM} = e^{i\pi}$, soit $t_{FPM} = -1$. En combinant des masques et/ou des apodiseurs de phase et/ou d'amplitude, de nombreuses solutions ont été mises au point depuis la fin des années 90. Plusieurs revues au cours des dernières décennies résument le large éventail de solutions qui ont été proposées (e.g., Guyon et al., 2006; Martinez et al., 2008; Snik et al., 2018; Ruane et al., 2018). S'il fallait n'en citer que deux, on pourrait donner le Vector Vortex Coronagraph (VVC) (Foo et al., 2005; Mawet et al., 2005, 2009), coronographe de phase notamment très utilisé pour les pupilles non-obstruées, et ceux basés sur le principe de la Phase Induced Amplitude Apodization (PIAA) (Guyon, 2003; Guyon et al., 2010). D'autres sont intermédiaires comme le (coronographe de Lyot hybride (Hybrid Lyot Coronagraph) (HLC) Trauger et al., 2011), de transmission complexe de phase et d'amplitude, qui sera un des FPM embarqué par la future mission spatiale Nancy Grace Roman Space Telescope (RST) (Zhao, 2014; Savransky et al., 2015; Douglas et al., 2018; Seo et al., 2017).

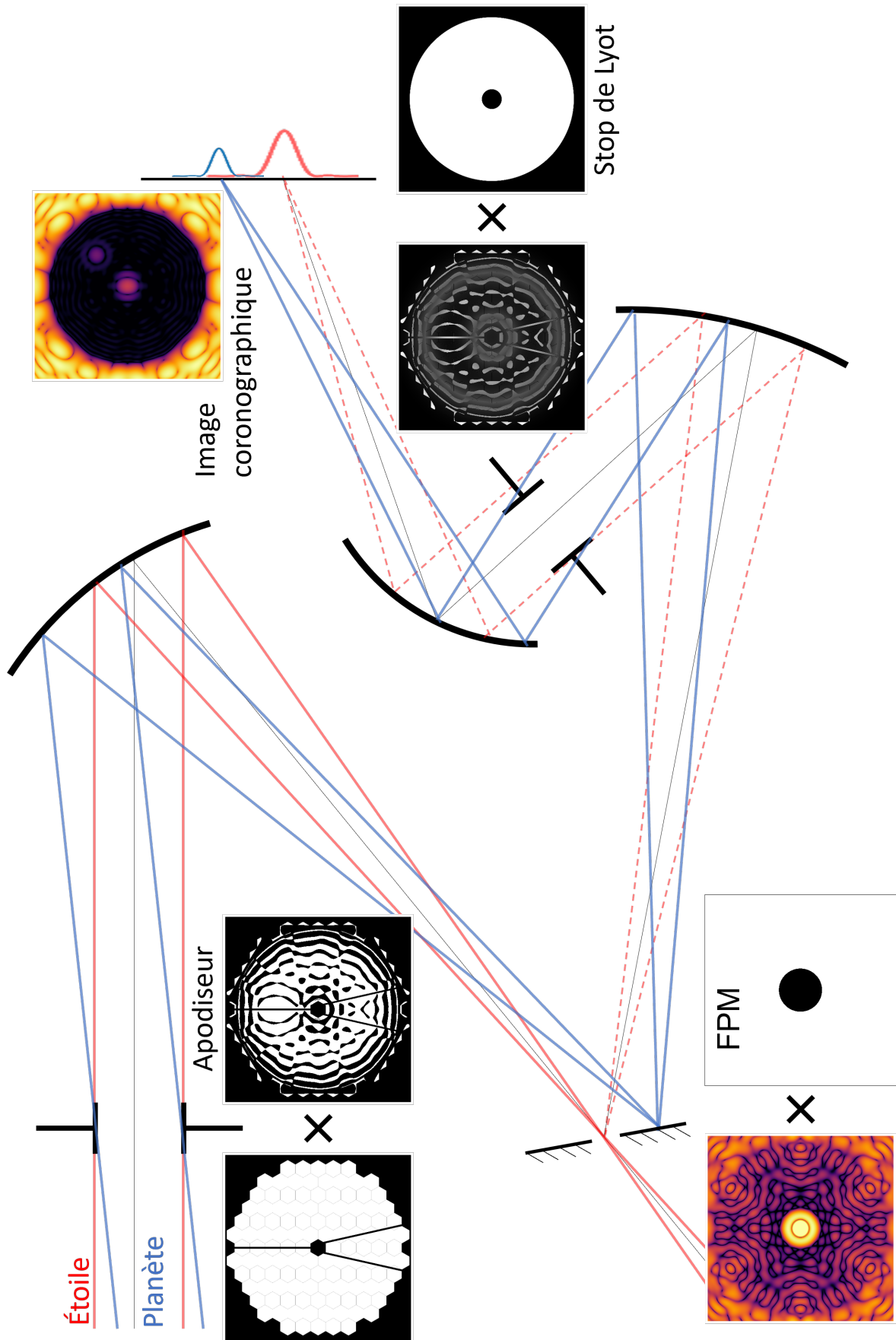


FIGURE 1.7 – Schéma récapitulatif d'un APOLC purement réfléchif.

1.2.2.3 Sensibilité aux aberrations

Dans notre quête d’imager une planète présentant un contraste brut de l’ordre de 10^{-10} avec son étoile hôte, on peut intuitivement se dire que quelques imperfections dans la suppression de la lumière de l’étoile peuvent rapidement mener à une contamination de l’image. Ainsi, une question se pose : à quel point les coronographes existants sont-ils robustes aux aberrations optiques ? Pour répondre à cette question, revenons rapidement sur la manière dont sont conçus les coronographes.

Dans un coronographe utilisant un apodiseur, un FPM et un LS, de nombreux paramètres sont ajustables : la forme de l’apodiseur, la taille et la forme du FPM, la taille et la forme du LS. Mais de nombreux critères peuvent être pris en compte pour l’optimisation :

- l’atténuation la plus profonde possible (i.e. le contraste),
- la transmission maximale de la lumière de la planète (*throughput*),
- la capacité à observer au plus proche de l’axe optique, avec l’angle de travail interne (*angle intérieur de travail (Inner Working Angle) (IWA)*),
- la capacité à observer loin de l’axe optique, avec l’angle de travail externe (*Angle extérieur de travail (Outer Working Angle) (OWA)*), ou champ de vue,
- la capacité à travailler en lumière polychromatique sur une large bande spectrale pour la caractérisation spectrale des exoplanètes,
- la robustesse à certaines aberrations.

La zone du plan focal dans laquelle on cherche à minimiser la lumière de l’étoile, située entre le IWA et l’OWA est alors appelée trou sombre (*Dark Hole (DH)*).

Dans le cas des futures missions spatiales visant à observer des planètes type Terre, le but est de maximiser le nombre de détections que l’on serait capable d’effectuer, compte tenu de la connaissance actuelle de la démographie des exoplanètes (Kasdin and Braems, 2006; Stark et al., 2014, 2019). Pour cela, le niveau de contraste cible est fixé autour de 10^{-10} , sur la zone la plus large possible, et surtout la plus proche possible de l’axe afin d’accéder aux systèmes les plus lointains ou aux planètes les plus proches de leur étoile. Le paramètre sur lequel porte l’optimisation est alors principalement le *throughput* pour maximiser la sensibilité à la lumière de la planète. Pour les télescopes au sol, qui nécessitent l’utilisation d’OA, le coronographe doit être capable de tolérer un niveau d’aberrations résiduelles plus important. Les aberrations optiques ajoutant de la lumière en particulier près du centre, le niveau de contraste cible est alors revu à la baisse, tout comme l’IWA.

Dans tous les cas, la conception d’un coronographe est une question de compromis entre tous ces paramètres, la robustesse en étant un parmi d’autres. La Figure 1.8 montre, dans le cas d’un APLC envisagé pour le projet Large UV/Optical/Infrared Surveyor (LUVOIR), l’impact d’aberrations optiques sur l’image coronographique, et en particulier la dégradation du niveau de contraste brut atteignable. Cette illustration montre également que toutes les aberrations ne sont pas équivalentes et, avec un écart-type égal en erreur de front d’onde, les erreurs de phasage du miroir primaire ont un impact majeur sur le contraste du DH.

1.2.3 Limitations

Si l’on connaît des limites externes à l’observation de planètes, telles que la lumière exozodiacale due aux restes du disque d’accrétion autour de l’étoile que l’on observe (Douglas et al., 2022), les instruments actuels sont essentiellement limités par les aberrations optiques auxquels ils sont très sensibles. Elles peuvent avoir de nombreuses origines, externes ou internes au système d’imagerie mais ont toutes le même effet de faire apparaître

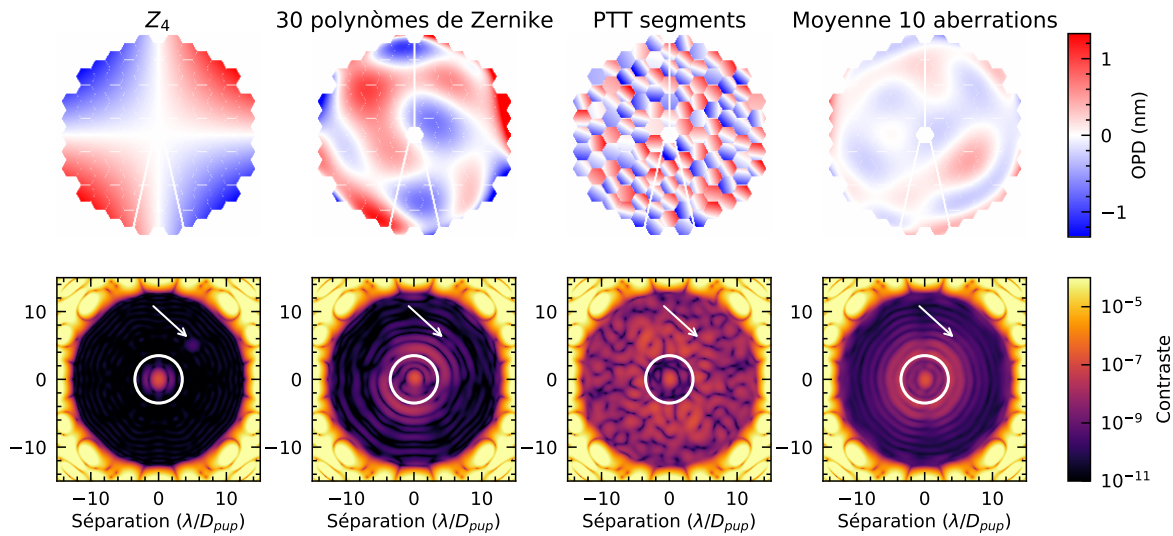


FIGURE 1.8 – Exemples d’OPD (haut) et d’images coronagraphiques (bas) avec DH simulées de LUVOIR avec différentes aberrations optiques, toutes de 0.5 nm RMS. De gauche à droite : astigmatisme; tirage aléatoire des 30 premiers polynômes de Zernike; avec des erreurs de piston / tip / tilt sur les segments; en moyennant 10 images avec chacune 0.5 nm RMS d’aberrations tirées aléatoirement parmi les 50 premiers polynômes de Zernike - l’OPD montrée est la moyenne des 10 tirages. Une planète présentant un contraste de 10^{-9} avec l’étoile est présente aux coordonnées $(5 \lambda/D, 5 \lambda/D)$. Le cercle blanc représente le bord extérieur du FPM. La planète est pointée par la flèche blanche. Le design du coronographe a été gracieusement fourni par E. Por.

des tavelures dans la zone où l’on voudrait observer des exoplanètes. Nous présentons ici quelques unes des principales limitations et des solutions parfois partielles qui peuvent y être apportées.

1.2.3.1 Turbulence atmosphérique

L’air ambiant de l’atmosphère n’est pas homogène, ni en température, ni en pression. Chauffé à certains endroits, refroidi en d’autres, c’est une des raisons du vent ou d’autres perturbations météorologiques. Et, si l’air est souvent considéré comme transparent dans le visible avec un indice de réfraction de 1, cette approximation n’est plus valide lorsqu’on cherche à accéder à une faible résolution angulaire. En effet, l’indice de réfraction de l’air varie, en particulier avec la température. Ainsi, des variations de température qui évoluent dans la ligne de visée du télescope vont créer de la turbulence. Vu du télescope, cela correspond à des aberrations de phase, voire même d’amplitude si la turbulence est forte, et qui viennent dégrader l’image formée. C’est ce phénomène qui fait scintiller la lumière des lampadaires au loin, les étoiles dans le ciel ou qui déforme les objets vus par-dessus les flammes. Le phénomène est souvent considéré comme un processus de Kolmogorov (Kolmogorov, 1941), avec une densité spectrale de puissance proportionnelle à $f^{-11/3}$ avec f la fréquence spatiale de l’aberration dans la pupille pour f supérieur à quelques c/p (Noll, 1976).

Peu dérangeant à l’œil nu, la turbulence atmosphérique est rapidement limitante avec un télescope. En effet, en observant par un télescope, on observe alors une image moyenne constituée de la succession d’images instantanées aberrées, ce qui crée un halo au lieu de

la PSF que l'on veut obtenir. Ainsi, à la place de la résolution théorique du télescope λ/D_{pup} , le télescope est limité par un halo, comme si l'image était formée par un télescope de diamètre $r_0 < D_{pup}$ (Fried, 1978). Ce paramètre r_0 est le paramètre de Fried et peut s'exprimer en fonction des paramètres physiques de la turbulence et en particulier de son degré de cohérence. Il est généralement inférieur à 20 cm dans le visible (Chun et al., 2009), même dans les meilleurs lieux pour l'observation. Cela signifie qu'observer des étoiles avec un télescope de plus de 20 cm de diamètre, même parfait, ne permettra pas d'obtenir une meilleure résolution qu'un télescope de 20 cm de diamètre.

De nombreuses stratégies ont été mises au point afin d'atténuer les effets de ces perturbations. La première méthode est d'essayer de trouver des sites d'observation meilleurs que d'autres. C'est ainsi que les télescopes sont installés en altitude où la colonne d'air est moins épaisse. Les meilleurs sites exploités actuellement sont le sommet Mauna Kea, à Hawaï, où sont situés entre autres les télescopes Subaru, Gemini North, Keck I et Keck II, le Canada-France Hawaii Telescope (CFHT) ainsi que le désert d'Atacama au nord du Chili, qui accueille les télescopes du VLT, Gemini South, ou futur ELT européen en construction. Le paramètre r_0 dépendant fortement de la longueur d'onde d'observation, une autre astuce est d'observer vers de plus grandes longueurs d'onde, dans les bandes du proche ou du moyen infrarouge qui sont transmises par l'atmosphère. On peut ainsi trouver un compromis où ce que l'on perd en résolution λ/D_{pup} à cause d'une plus grande longueur d'onde, est compensé par une turbulence moins gênante.

Le meilleur lieu d'observation pour s'affranchir de l'atmosphère reste indéniablement le lieu au-dessus : l'espace. C'est ainsi que plusieurs missions y ont été envoyées et ont produit de magnifiques résultats scientifiques. La plus emblématique reste probablement HST, lancé le 24 avril 1990 et toujours en activité, suivi par le JWST lancé le 25 décembre 2021 et dont les premières images spectaculaires viennent d'être dévoilées au moment où ces lignes sont écrites. Néanmoins, les missions spatiales apportent une complexité supplémentaire car elles doivent supporter des environnements extrêmes sans possibilité de réparation, ce qui les rend particulièrement coûteuses et donc rares.

De surcroît depuis quelques dizaines d'années maintenant, des systèmes permettant de corriger la turbulence sont développés : il s'agit de l'OA. Le principe, décrit en figure 1.9, est de compenser grâce à un ou plusieurs miroir déformable (Deformable Mirror) (DM) les erreurs de phase induites par l'atmosphère. Afin de mesurer les aberrations en question, une solution consiste à prélever une partie de la lumière, qui ne pourra pas être utilisée pour les images astronomiques. Comme la turbulence est plus marquée dans le visible, il est fréquent d'utiliser cette lumière afin d'effectuer les observations dans l'infrarouge. De nombreuses variantes ont été mises au point suivant le type d'objet ou le champ de vue à observer (Davies and Kasper, 2012). En particulier, pour l'imagerie à haut contraste, des instruments équipés d'optique adaptative extrême (Extreme Adaptive Optics) (ExAO) ont été développés. On peut ainsi citer Gemini Planet Imager (GPI) (Macintosh et al., 2014), Spectro-Polarimetric High contrast Exoplanet REsearch (SPHERE) (Beuzit et al., 2019), Subaru Coronagraphic Extreme Adaptive Optics (SCExAO) (Jovanovic et al., 2015; Ahn et al., 2021) ou Magellan extreme Adaptive Optics (MagAO-X) et (Males et al., 2018). Ils ont la particularité d'utiliser un ou plusieurs DM(s) avec de très grands nombres d'actionneurs, souvent plus d'un millier, et avec des fréquences de correction de 1 à 3 kHz, afin de corriger efficacement une large zone autour de l'étoile et ainsi permettre l'utilisation d'un coronographe.

Cependant, ces corrections ne sont pas parfaites, en particulier pour l'imagerie à haut contraste (Guyon, 2005) : elles nécessitent une étoile suffisamment brillante dans le champ de vue pour mesurer les aberrations du front d'onde; le retard de la boucle de correction, de l'ordre de la milliseconde ne permet pas de corriger un halo autour de l'axe optique

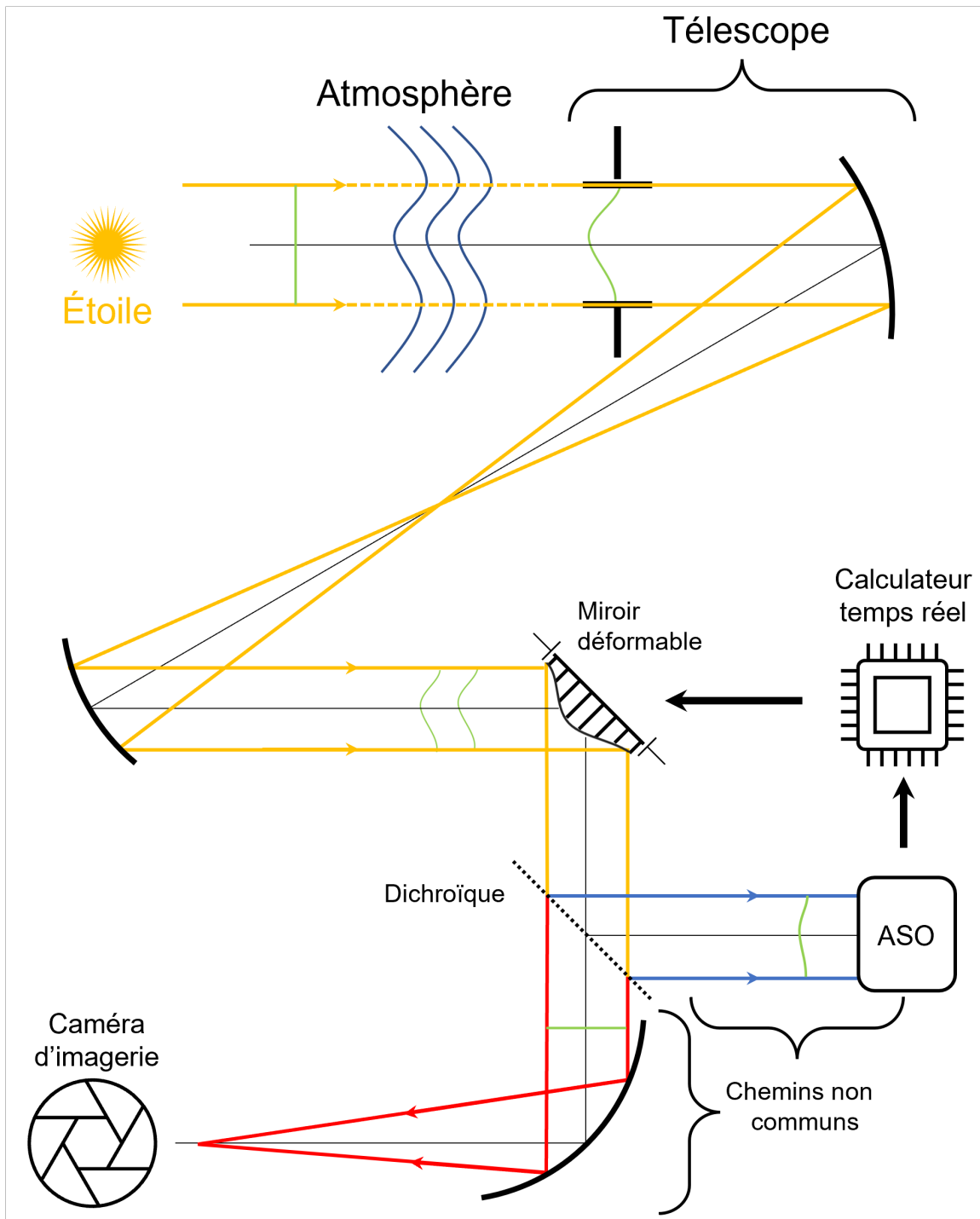


FIGURE 1.9 – Schéma de fonctionnement de l'optique adaptative. Un ASO mesure les aberrations optiques, les transmet à un RTC qui met à jour un miroir déformable qui compense alors en temps réel les erreurs de phase de la turbulence atmosphérique.

créé par le vent (Cantalloube et al., 2020); de nouveaux problèmes spécifiques sont dus aux nouvelles géométries de pupilles, en particulier segmentées (Yaitskova et al., 2003); l'Analyseur de Surface d'Onde (ASO) étant déporté par rapport au détecteur final, il ne voit pas toutes les aberrations optiques, en particulier les Aberrations de chemin non commun (Non-Common Path Aberrations) (NCPA) à l'intérieur du coronographe, ce qui limite également le contraste atteignable et auxquelles nous consacrons la section 1.2.3.2.

1.2.3.2 NCPAs

En effet, comme illustré par la figure 1.9, la lumière atteignant l'ASO ne « voit » pas les optiques du coronographe. Par conséquent, si des aberrations optiques sont introduites à cet endroit, à cause de défauts de conception, de fabrication, d'alignement ou de stabilité des structures, elle ne seront pas corrigées par la boucle d'OA. Même si elles sont de très faible amplitude, de l'ordre de la dizaine de nanomètres, comparé aux aberrations de la turbulence atmosphérique, les NCPA sont aujourd'hui un des principaux facteurs limitant en imagerie à haut contraste (Sivaramakrishnan et al., 2002; Fusco et al., 2006; Soummer et al., 2007) depuis le sol. En effet, leur impact en plan focal causera l'apparition de tavelures (*speckles*), de petits grains de lumière tels des PSF de faible intensité dispersées dans le plan focal qui ressembleront à de potentielles planètes. Ces aberrations et leur comportement ont été étudiés en détail (Bloemhof et al., 2001; Bloemhof and Wallace, 2003; Perrin et al., 2003; Aime and Soummer, 2004; Soummer et al., 2007; Martinez et al., 2012, 2013; Milli et al., 2016). De nombreuses solutions ont été imaginées pour supprimer ces aberrations :

- effectuer une calibration de l'instrument. Plusieurs algorithmes existent, à partir d'images en plan focal, pour estimer les aberrations. Il s'agit souvent de déclinaisons de diversité de phase ou de *phase retrieval*, décrits en section 2.1.2.2 (Galicher et al., 2010; Paul et al., 2013; Savransky et al., 2012; Martinache et al., 2014, 2016; Lamb et al., 2017; N'Diaye et al., 2018; Wilby et al., 2018; Skaf et al., 2022). Cependant, si ces aberrations évoluent, comme c'est souvent le cas, avec par exemple les variations de température au cours de la nuit d'observation, la calibration n'est plus valide. Il faut alors trouver un compromis entre passer du temps pour la calibration et le temps d'observation. Dans l'instrument SPHERE, un senseur de front d'onde de Zernike (Zernike Wavefront Sensor (ZWFS) installé dans la roue de FPM a permis une analyse poussée du comportement quasi-statique de ces aberrations dans l'instrument (N'Diaye et al., 2013b, 2016b; Vigan et al., 2019, 2022).
- ajouter un ASO au plus près du plan d'imagerie afin de mesurer les aberrations en temps réel, que ce soit en utilisant la lumière rejetée par le FPM (Singh et al., 2015, 2017) ou par le LS (Galicher et al., 2010; Huby et al., 2015). Cette approche, nécessitant du matériel supplémentaire, est assez récente sur des instruments. Elle est par exemple mise en œuvre sur MagAO-X.

1.2.3.3 Dérives thermo-mécaniques

À cause des contraintes liées à la turbulence atmosphérique, il apparaît extrêmement difficile de chercher à observer directement une exo-Terre en lumière visible depuis des télescopes au sol. Ainsi, les meilleurs espoirs sont tournés vers les missions spatiales. En effet, imager et faire l'analyse spectrale d'une planète analogue à la Terre a été classé comme une des priorités pour les décennies à venir par la National Science Foundation (NSF). Dans ce cadre, plusieurs concepts de mission ont été étudiés dans le cadre du rapport décennal (National Academies of Sciences, Engineering, and Medicine, 2021) qui orientera les

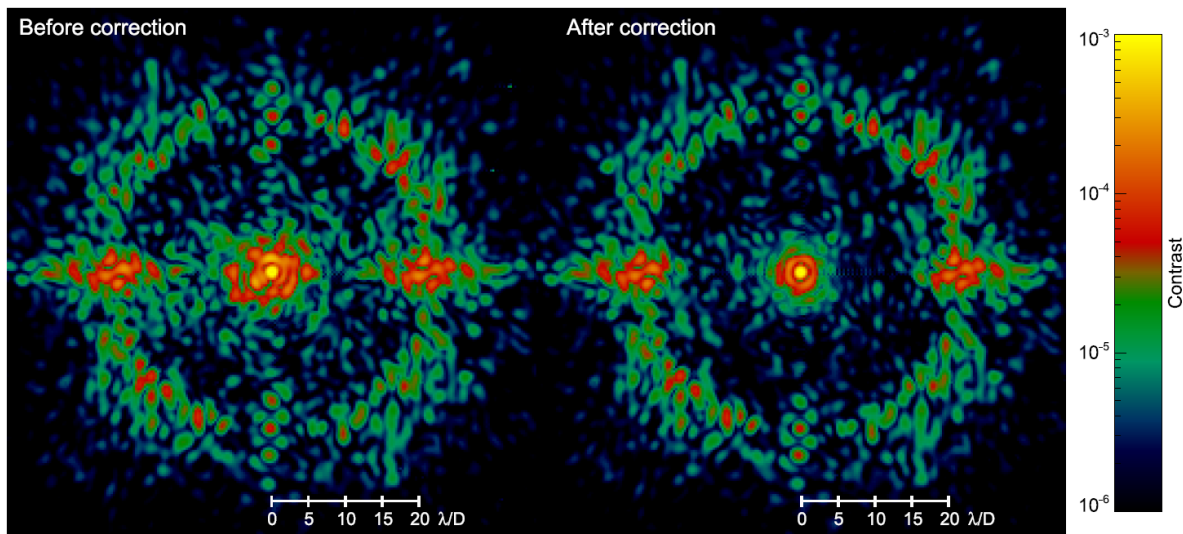


FIGURE 1.10 – Images coronographiques sur source interne avant (gauche) et après (droite) calibration des NCPAs dans SPHERE en bande H à 1593 nm. Adapté de N'Diaye et al. (2016b)

futures priorités de la NASA. Et même si les conditions pour l'imagerie à haut contraste sont plus favorables au-delà de l'atmosphère terrestre, les pré-requis pour l'observation d'une exo-Terre ont fait émerger des contraintes matérielles drastiques. Les préoccupations portent alors sur la stabilité d'un observatoire spatial pendant les observations. Nous résumons ici quelques unes des conclusions du rapport Coyle et al. (Ultra-Stable Telescope Research and Analysis (ULTRA) 2019) pour les projets Habitable Exoplanet observatory (HabEx) et LUVOIR. En particulier, nous reprenons les conditions des missions LUVOIR A et B avec un miroir primaire segmenté, de 15 m et 8 m de diamètre respectivement.

1.2.3.4 Panorama - fréquences temporelles / fréquences spatiales

Toutes les aberrations ne se valent pas en terme de dégradation du DH, comme illustré en figure 1.8. De même, la variabilité temporelle des aberrations change la manière dont on peut les atténuer : une aberration purement statique pourra être calibrée, voire éventuellement ajustée en modifiant le matériel, tandis qu'une aberration variant vite se moyennera en un halo qui peut être en partie soustrait en post-traitement numérique. Au contraire, les aberrations qui varient lentement ne peuvent être ni être calibrées ni moyennées, et posent donc un problème particulier. Ainsi, pour détailler précisément les intervalles technologiques à combler, les aberrations sont souvent divisées en sous-catégories, en terme de fréquences temporelles et spatiales.

En ce qui concerne le domaine spatial, sont identifiées :

- les aberrations de bas-ordre (*low-order*), qui correspondent à de basses fréquences spatiales souvent associées aux premiers modes de Zernike, de l'ordre de quelques c/p . Ce sont généralement les modes des erreurs d'alignement ou de déformation de structure du télescope.
- les aberrations d'ordre moyen (*mid-order*), qui correspondent à des fréquences spatiales de $\approx 4 - 15 c/p$, induites par des déformations de structures tenant les segments. Ces fréquences spatiales sont essentiellement celles qui se retrouvent dans le DH du coronographe.
- les aberrations de haut-ordre (*high-order*), principalement dues aux défauts des sur-

Fréq. temp	Fréq. spat	Bas ordres			Ordres moyens (P/T/T)			Hauts ordres
LF1 < 10 ⁻³ Hz	SF (/10 h)	50	1	1.7	1.7	0.04		
	CWFC (/10 min)	10 ⁵	8e4	4e5	5e5	0.6		
LF2 < 10 ⁻² Hz	(/10 min)	10 ⁵	4e4	4e5	5e5	0.6		
LF3 < 1 Hz		10 ⁵ / 10 min	24 rms	35 rms	38 rms	10 rms		
MF < 10 Hz	(rms)	100	24	35	38	10		
HF > 10 Hz	(rms)	100	24	35	38	10		

TABLE 1.1 – Budget d’erreur, en pm, par fréquences spatiales et temporelles dans les scénarii SF et CWFC, simulés pour le télescope LUVOIR B équipé d’un APLC. Les simulations simulent un contraste brut de 10¹⁰ et une planète 10¹¹ fois moins brillante qu’une étoile de magnitude 5. Les valeurs RMS correspondent aux PSDs totales sur la bande de fréquence considérée. Les valeurs des ordres moyens sont donnés en terme de Piston / Tip / Tilt sur les segments. Tiré de Coyle et al. (2019).

faces optiques issues du polissage, à l’alignement des segments et à la déformation de la surface des segments, qui peuvent alors créer du repliement (*aliasing*) dans le DH.

De même il est possible de distinguer plusieurs régimes de fréquences temporelles :

- Les aberrations de basses fréquences temporelles (*low-frequency*), elles-mêmes séparées en 3 domaines de fréquences croissantes LF1, LF2 et LF3, couvrant des fréquences de 10⁻⁶ Hz à 1 Hz.
- Les fréquences moyennes (*mid frequencies*), couvrant de 1 Hz à 10 Hz.
- Les hautes fréquences (*high frequencies*) au-delà.

Suivant cette répartition, des budgets d’erreur ont été attribués en fonction de deux stratégies d’observation : en mode « set-and-forget », où l’instrument creuse un DH puis effectue ses observations en espérant que le front d’onde reste le plus stable possible; en mode « contrôle de front d’onde continu (*Continuous Wavefront Sensing and Control (WFS/C)*) » où des boucles d’asservissement stabilisent le front d’onde en temps réel. Les résultats, des budgets alloués, présentés en table 1.1 montrent un relâchement important des contraintes pour ce second scénario. En particulier, cela permet de lever des contraintes sub-picométriques des fréquences spatiales moyennes et élevées qui sont très difficiles à obtenir et à démontrer.

Ces valeurs, issues de simulations sur des projets d’observatoires, ne sont pas définitives et dépendent fortement de la répartition des budgets d’erreur. Cette répartition découle elle-même d’une logique d’optimisation faite en fonction de la technologie actuelle et des prévisions des développements technologiques, et sera amenée à évoluer en fonction des progrès instrumentaux. En particulier, s’il est facile grâce à un modèle d’estimer l’impact d’une aberration précise sur le front d’onde, répartir les budgets d’erreur nécessite souvent de longues et coûteuses modélisations pour en déduire des statistiques. D’autres approches de type analytique à l’étude permettent par exemple de fixer des tolérances à partir des niveaux de contraste allouables, et rendent possible, dans le cas des télescopes segmentés, l’identification des segments critiques (Leboulleux et al., 2018; Laginja et al., 2021; Laginja, 2021; Laginja et al., 2022) .

Dans l'ensemble, ces aberrations dynamiques qui affectent les performances des coronographes constituent une des principales limitations à l'imagerie d'exoplanètes. Des solutions pour y remédier sont proposées régulièrement, mais nécessitent encore d'être mises en œuvre opérationnellement. C'est dans ce contexte que s'inscrit cette thèse, pour tester et valider expérimentalement des solutions de correction actives basées sur le ZWFS.

1.3 Cette thèse

Alors que quelques solutions de coronographes conçues et testées permettent d'obtenir des contrastes de plus en plus proche du but des 10^{-10} , la stabilité des instruments reste un des axes d'amélioration majeurs. En plus des limitations déjà identifiées à corriger, améliorer les performances des instruments actuels signifie aussi s'attaquer à des sources de perturbations jusque là négligées ou méconnues. En particulier, les problèmes de stabilité des télescopes spatiaux nécessitent d'utiliser des techniques d'optique active et même adaptative jusque là réservées au sol. Dans ce contexte, cette thèse se concentre sur les aspects de stabilisation des instruments à haut contraste, en particulier avec l'utilisation de ZWFS dans diverses configurations pour différentes applications de coronographe de Lyot Classique (CLC).

1.3.1 Chapitre 2

Afin de répondre à la problématique de stabilité des observatoires pour l'imagerie directe d'exoplanètes, cette thèse se base sur plusieurs outils d'optiques et d'algorithmiques pour le contrôle de front d'onde. Le chapitre 2 rappelle les principaux concepts nécessaires à la fermeture d'une boucle de correction du front d'onde, des différents ASO aux algorithmes et modélisations algébriques en passant par les DM et assimilés pour agir sur le front d'onde. Enfin, je présente l'approche expérimentale en laboratoire du développement d'instruments, ainsi que les deux bancs optiques que j'ai utilisés pendant ma thèse.

1.3.2 Chapitre 3

Ce chapitre s'intéresse à la correction d'aberrations optiques non corrigées par le système d'OA, en considérant un très grand nombre de degrés de liberté pour le contrôle. Que ce soit pour des NCPA, des aberrations de segmentation ou des résidus de l'OA, je démontre ici l'utilisation d'un ZWFS placé juste en amont du FPM d'un CLC en boucle fermée avec un Spatial Light Modulator (SLM). Le système ainsi formé fonctionne alors comme un second étage d'ExAO. En particulier, j'utilise une calibration simplifiée développée pour gérer les quelque 59 000 actionneurs sur le SLM et éviter la manipulation de matrices de très grande taille.

1.3.3 Chapitre 4

Le chapitre 4 étudie une autre configuration pour la stabilisation d'un LC, dans une application tournée vers le spatial. En utilisant la lumière rejetée par le centre du FPM du LC, on a accès aux aberrations de bas ordre, ce qui correspond aux erreurs de pointage ou aux dérives thermiques de la structure du télescope. En ré-imageant le cœur de la PSF vers un ZWFS, je montre qu'il est alors possible de stabiliser une dizaine de modes de Zernike.

Pour cela, je détaille le formalisme du ZWFS en lumière filtrée, en proposant une extension du reconstructeur analytique. Enfin, je présente des résultats de stabilisation du front d'onde en présence de turbulence sur le banc High-contrast imager for Complex Aperture Telescopes (HiCAT) à des valeurs sub-nanométriques, ainsi que la stabilisation d'un DH en plan focal en présence de dérives introduites à un contraste aux alentours de 5×10^{-8} sans utiliser les données de la caméra plan d'imagerie.

1.3.4 Chapitre 5

Le chapitre 5 pousse encore plus loin l'étude effectuée au chapitre 4 : alors que cette dernière stabilisait un DH pré-établi, je présente ici des résultats de combinaison de plusieurs boucles de contrôle du front d'onde utilisant des mesures différentes appliquées sur les mêmes DM. Après estimation de l'impact de la boucle de correction des aberrations de bas ordre sur la boucle de correction des hauts ordres constituée de pair-wise (PW) + Stroke Minimization (SM), je présente une comparaison des valeurs de contraste atteintes en alternant une boucle active, l'autre puis les deux. Enfin, j'étudie l'influence de la forme des sondes de PW en fonction de leur impact dans la mesure par le ZWFS.

Chapitre 2

Contrôle de front d'onde pour l'imagerie d'exoplanètes future

Devant les limitations induites par les aberrations du faisceau entrant dans le coronographe, deux approches peuvent être envisagées. La première consiste à faire en sorte qu'elles ne se produisent pas. Cela signifie envoyer un télescope dans l'espace plutôt que de le construire au sol afin de s'affranchir de la turbulence atmosphérique, de l'isoler des sources de vibrations, et de stabiliser la température de l'ensemble du télescope et de l'instrument, etc. Cette approche de structure stable et de calibration en mode régler-et-oublier (*set-and-forget*) a permis l'essentiel des nombreux résultats d'imagerie à haut contraste que l'on connaît aujourd'hui. Même si l'OA corrige la turbulence en temps réel, la calibration des NCPA n'est par exemple pas effectuée en continu afin de maximiser le temps d'observation disponible.

Lors de la conception du télescope, il est également primordial de connaître la tolérance sur chaque paramètre physique. Par exemple, dans le cas des télescopes segmentés, quelle doit être la précision avec laquelle doivent être alignés les différents miroirs du miroir primaire? Et surtout, quel est le niveau de stabilité requis? Bien entendu, ces tolérances dépendent de l'objectif scientifique envisagé. Une mission ayant pour but un sondage spectroscopique d'un maximum de galaxies dans un large champ de vue pourra accepter plus d'aberrations optiques sur l'axe, mais avec une qualité optique constante à travers le champ de vue. Ainsi des compromis doivent être trouvés, et les besoins seuls de l'imagerie à haut contraste ne justifient parfois pas la fabrication d'une structure dédiée.

Enfin, compter uniquement sur la stabilité des structures fait ressortir des tolérances aux erreurs extrêmement faibles comme expliqué en section 1.2.3. Ainsi, il semble aujourd'hui nécessaire d'avoir une correction en temps réel du front d'onde afin de garantir les meilleures performances de l'instrument. Pour mettre en forme et corriger le front d'onde, il faut intégrer à l'instrument plusieurs éléments : des ASO pour mesurer les aberrations ou le champ électrique, un ou plusieurs DM pour appliquer la correction voulue, et enfin des algorithmes de contrôle, implantés sur des Calculateur temps réel (Real-Time Computer) (RTC) utilisant les informations des ASO pour actionner les DM.

Nous distinguons ici deux approches particulières dans le contrôle de front d'onde. La première consiste à trouver une forme du front d'onde pour améliorer le contraste au sein du DH. En effet, en optimisant la forme du ou des DM, il est possible d'améliorer le rejet de lumière effectué par le coronographe. On appelle ce procédé creuser un trou sombre. Conceptuellement, on peut voir cette approche comme une apodisation de phase que l'on viendrait adapter aux conditions réelles de l'instrument, y compris aux modifications en-

vironnementales qu'il pourrait subir. Cela permet par exemple de redistribuer l'intensité au sein de la pupille et ainsi contrer l'effet dévastateur de la segmentation des miroirs primaires (Bordé and Traub, 2006; Give'On et al., 2007; Pueyo et al., 2009; Mazoyer et al., 2018b,a). Cela peut aussi permettre d'améliorer l'injection du signal d'une planète dans une fibre pour en étudier le spectre (Llop-Sayson et al., 2019, 2022). Le deuxième aspect du contrôle actif du front d'onde est la correction des aberrations pour la stabilisation. Cela correspond à porter les procédés utilisés en OA mais à un niveau de correction avec des erreurs de front d'onde résiduelles sub-nanométriques sur la pupille.

2.1 Analyseurs de surfaces d'ondes

Un des éléments-clé du contrôle de front d'onde est l'ASO. Ce dispositif mesure les perturbations ou l'écart du champ électrique à celui que l'on veut obtenir. Pour reprendre l'expression de Fauvarque (2017), « Tout est ASO, rien n'est ASO ». En effet, dès qu'une mesure peut transcrire une perturbation de la phase, alors il est théoriquement possible de l'utiliser pour stabiliser le front d'onde. Cependant, tous les ASO ne se valent pas. En particulier, plusieurs critères permettent de les classer, tels que la dynamique, équivalente à la quantité d'aberration qu'ils sont capables de mesurer si possible de manière linéaire, ou la sensibilité qui caractérise leur efficacité à transcrire les photons en information sur le champ électrique. Notons que ces deux critères sont souvent antinomiques. Plusieurs revues permettent de se donner une idée de la vaste diversité des ASO existants (Guyon, 2005; Jovanovic et al., 2018). Nous ne détaillerons ici que quelques exemples emblématiques ou qui ont été utilisés au cours de cette thèse.

2.1.1 Grande dynamique

2.1.1.1 Shack-Hartman

S'il existait des techniques statiques issues du polissage qui permettent de mesurer les aberrations optiques, comme le couteau de Foucault (Foucault, 1859; Wilson, 1975), l'analyseur de type Shack-Hartman est historiquement le premier analyseur de surface d'onde à proprement parler. Plus précisément, il s'agit de la combinaison de deux inventions. Hartmann, au XIX^{ème} siècle, a l'idée d'utiliser une grille de trous, aussi appelés sous-pupilles, devant un télescope, ce qui a pour principe d'échantillonner le front d'onde, et d'en faire une image défocalisée. La distribution d'intensité alors obtenue permet d'obtenir une information sur les aberrations optiques présentes dans le système. Si le front d'onde est entaché d'une pente locale, ce qui correspond à un front d'onde non perpendiculaire à la plaque de trous, alors son image sera décalée par rapport à la position de référence.

Ce dispositif a par la suite été amélioré par Platt and Shack (1971). Au lieu d'une plaque de trous, qui rejette alors beaucoup de lumière, ils utilisent à la place une matrice de microlentilles qui focalisent la lumière des sous-pupilles. Cela permet des mesures avec plus de sensibilité et plus de précision car la lumière de chaque sous-pupille est concentrée dans un pic. La mesure des aberrations reste faite sur le même principe : la position de l'image de chaque sous-pupille donne une information sur la pente locale du front d'onde. Le principe est illustré en figure 2.1.

En connaissant les pentes locales du front d'onde, il est alors possible d'intégrer, au sens mathématique, cette information, et ainsi d'obtenir une reconstruction du front d'onde. Facile à mettre en œuvre, fiable et robuste, le Shack-Hartmann Wavefront Sensor (SHWFS)

a équipé presque tous les systèmes d'optique adaptative depuis les premiers jusqu'au milieu des années 2010. Cependant, il souffre de plusieurs défauts intrinsèques qui poussent maintenant la communauté à se diriger vers d'autres types d'analyseur. En effet, l'utilisation d'une sous-pupille pour la mesure d'une pente locale est loin d'être optimale en terme de sensibilité, et limite donc l'utilisation à l'observation d'étoiles brillantes. De plus, l'intégration des pentes ne permet pas de déterminer la valeur moyenne de la phase du front d'onde dans la sous-pupille, qui correspond à une aberration de piston locale. Si cela ne pose pas de problèmes dans le cas d'une pupille monolithique, ce n'est plus le cas si la pupille est partagée en plusieurs zones, comme avec l'araignée pouvant tenir le miroir secondaire, ou si la pupille est segmentée. C'est d'ailleurs une des limitations trouvée à l'instrument SPHERE en cas de vent de faible vitesse pendant les observations, vent qui créait des zones de températures différentes et donc d'indices de réfraction différents, dans les différents quadrants du VLT (Sauvage et al., 2015; Milli et al., 2018).

2.1.1.2 Pyramide

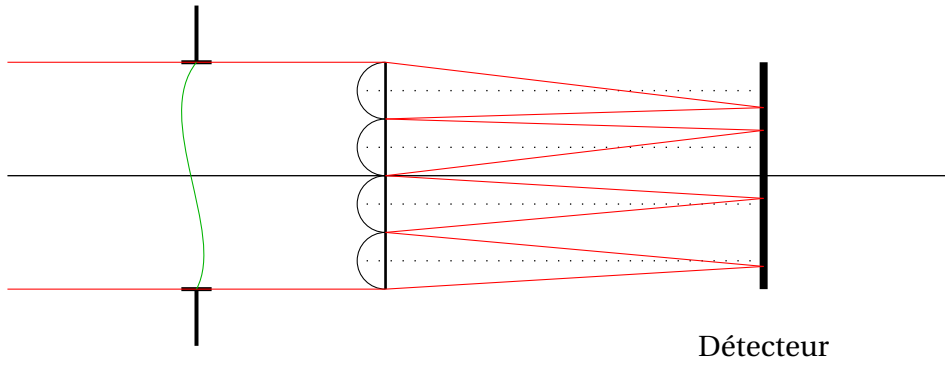
Souvent mis en avant comme le successeur du SHWFS, le Pyramid wavefront sensor (PyWFS) a été présentée pour la première fois en 1996 (Ragazzoni, 1996), et fait partie de la grande famille des analyseurs de surface d'onde à filtrage de Fourier (Fauvarque et al., 2016; Fauvarque, 2017). Le principe est d'appliquer un masque de phase et/ou d'amplitude en plan focal pour que les aberrations d'amplitude présentes en plan pupille d'entrée soient encodées en intensité dans le plan pupille suivant le masque. Le principe en deux dimensions est illustré en figure 2.1. En utilisant une pyramide en plan focal, on crée ainsi plusieurs couteaux de Foucault séparant le plan focal en appliquant un tip/tilt différent sur chaque quadrant. Dans le plan pupille suivant, la pupille sera séparée en autant de faisceaux que de faces sur la pyramide, la combinaison des intensités des différentes pupilles encodant les pentes du front d'onde. Si le PyWFS est souvent utilisé avec 4 faces, et de manière à éviter la superposition des différentes images de la pupille, beaucoup d'autres configurations peuvent être imaginées (Fauvarque, 2017).

En règle générale, le PyWFS présente une meilleure sensibilité que le SHWFS car l'information pour une sous-pupille - ici définie par un pixel sur le détecteur - est en fait répartie sur seulement 4 pixels, favorisant des rapports signal à bruit plus élevés. C'est la raison principale pour laquelle le PyWFS tend à se démocratiser en OA pour l'astronomie (Thatte, 2010; Males et al., 2018; Jovanovic et al., 2015; Esposito et al., 2010; Bond et al., 2020). De plus, la plage dynamique peut être augmentée grâce à une modulation du signal, qui consiste à déplacer la PSF pendant le temps de pose du détecteur de l'analyseur, ce qui lui permet de s'adapter à différents cas de turbulence atmosphérique. Comme pour le SHWFS, le PyWFS n'est sensible qu'aux pentes locales du front d'onde et est donc peu sensible aux erreurs de piston différentielles. En vue des futurs grands télescopes à ouverture segmentée, de nombreuses recherches sont en cours pour pallier ce problème (e.g., Esposito et al., 2012; Hutterer et al., 2018; Engler et al., 2018; Schwartz et al., 2018a,b; Bertrou-Cantou et al., 2020).

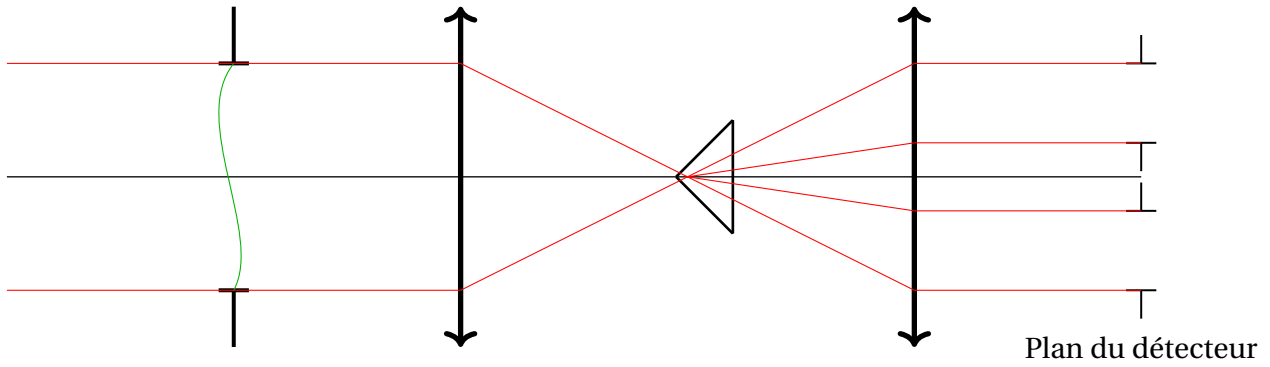
2.1.2 Haute sensibilité

2.1.2.1 ZWFS

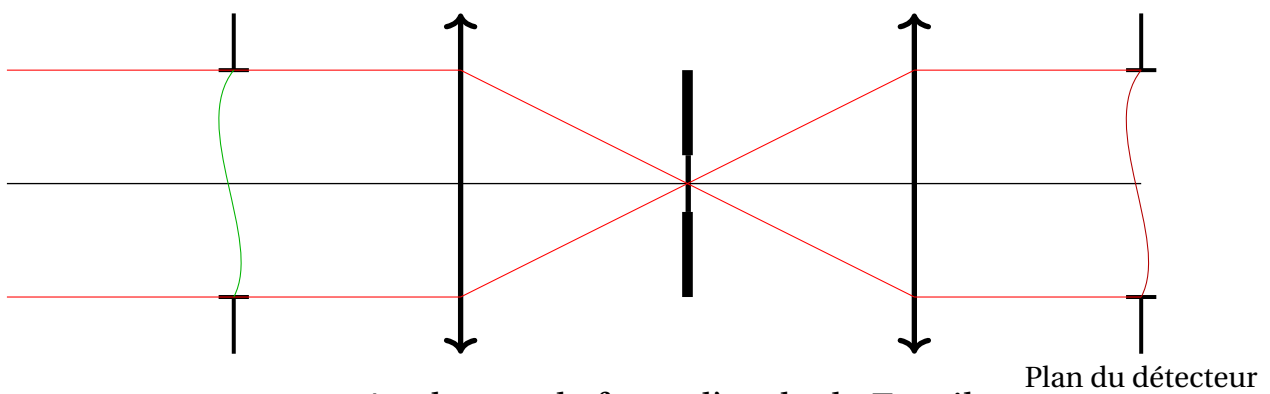
Comme le PyWFS, le ZWFS est un analyseur de surface d'onde à filtrage de Fourier. Il reprend le concept du contraste de phase, mis au point par Zernike pour la microscopie en



Shack-Hartmann



Analyseur pyramide



Analyseur de front d'onde de Zernike.

FIGURE 2.1 – Schémas de trois ASOs, de haut en bas le SHWFS, le PyWFS et le ZWFS. Le front d'onde aberré est représenté en vert. Pour le PyWFS et le ZWFS, le détecteur se place dans le plan pupille de sortie.

1934 (Zernike, 1934) et qui lui valut le prix Nobel en 1953. Son adaptation pour l'astronomie est néanmoins plus récente (Bloemhof and Wallace, 2003; Dohlen, 2004; Surdej et al., 2010; Vigan et al., 2011; Wallace et al., 2011; Jensen-Clem et al., 2012; N'Diaye et al., 2012, 2013b; Jackson et al., 2016; N'Diaye et al., 2016b; Janin-Potiron et al., 2017). Au lieu de séparer le plan focal en différents quadrants, le principe ici est de déphaser le centre de la PSF, qui contient les très basses fréquences spatiales du faisceau par rapport au reste du plan focal qui correspond aux plus hautes fréquences spatiales. Le déphasage est généralement d'une fraction de longueur d'onde λ , typiquement $\lambda/4$.

En reprenant les notations de N'Diaye et al. (2013b), décrivons l'action du masque de phase sur le faisceau. Notons E_A le champ électrique dans la pupille avant le ZWFS, d'amplitude P_A et de phase φ_A . Notons également que P_A peut s'écrire sous la forme $P_A = P(1 - \epsilon)$ où P est l'amplitude non aberrée en plan pupille, et ϵ les éventuelles variations d'amplitude, dues à des aberrations. On a alors

$$E_A = P_A e^{i\varphi_A}. \quad (2.1)$$

Notons t_z la transmission du masque de phase du ZWFS en plan focal. Comme pour le coronographe avec l'équation 1.15, t_z peut s'exprimer sous la forme

$$t_z = 1 - (1 - e^{i\theta}) M_z, \quad (2.2)$$

avec M_z la fonction chapeau décrivant la pastille centrale du masque de diamètre d_z , valant 0 à l'extérieur et 1 au centre, et t la transmission du masque au sein de la pastille. Habituellement, d_z est choisi plus petit que le cœur de la PSF, de dimensions similaires à un élément de résolution λ/D , même si de récentes analyses ont montré que dans certains cas il peut s'avérer plus intéressant de travailler avec un diamètre plus grand (Chambouleyron et al., 2021). D'autre part, le déphasage du masque θ est souvent choisi égal à $\pi/2$ permettant la meilleure sensibilité. Ainsi, dans le plan focal dans lequel se trouve le masque, le champ électrique E_B peut s'écrire

$$E_B = i \widehat{E}_A. \quad (2.3)$$

Dans le plan pupille suivant le masque du ZWFS, le champ électrique E_C s'exprime alors comme

$$E_C = \widehat{E}_B \quad (2.4)$$

$$= \widehat{E}_A - (1 - e^{i\theta}) \widehat{M}_z \otimes E_A, \quad (2.5)$$

avec \otimes le produit de convolution.

Remarquons ensuite que, dans le cas où le système présente une qualité optique suffisamment bonne, ou dit autrement $\varphi \ll 1$ rad et $\epsilon \ll 1$ rad, alors le cœur de la PSF peut être considéré comme non aberré, et par conséquent, $b = \widehat{M}_z \otimes E_A$ peut être considéré constant. L'intensité $I_C = |E_C|^2$ sur le détecteur s'exprime alors en fonction de P , b , φ et θ :

$$I_C = P_A^2 + 2b^2(1 - \cos \theta) + 2P_A b [\sin \varphi \sin \theta - \cos \varphi (1 - \cos \theta)]. \quad (2.6)$$

Cette équation admet des développements limités en particulier au premier et deuxième ordre qui donnent respectivement une relation linéaire et quadratique entre φ et I_C . D'après N'Diaye et al. (2013b), la solution linéaire s'exprime comme :

$$\varphi = \frac{1}{\sin \theta} \left[\frac{I_C}{2P_A b} - \frac{P_A}{2b} + \left(1 - \frac{b}{P_A} (1 - \cos \theta) \right) \right]. \quad (2.7)$$

De même, la solution quadratique s'écrit :

$$\varphi = \frac{-\sin \theta + \sqrt{\Delta}}{1 - \cos \theta}, \quad (2.8)$$

avec

$$\Delta = \sin^2 \theta - \frac{2(b - P_A)(1 - \cos^2 \theta)}{P_A} - \frac{P_A^2 - I_C(1 - \cos \theta)}{P_A b}. \quad (2.9)$$

Si le ZWFS ne présente qu'une gamme dynamique limitée, il possède néanmoins de nombreux avantages. En effet, pour des aberrations suffisamment petites ($< \lambda/8$), il existe une excellente approximation linéaire entre la phase d'entrée et de sortie, la carte d'intensité étant alors proportionnelle à la phase en entrée. Une conséquence directe est que la mesure de phase se fait en autant de points qu'il y a de pixels du détecteur dans l'image de la pupille. Il est alors facile d'adapter l'échantillonnage aux fréquences spatiales que l'on veut mesurer, et le rapport signal à bruit est également maximisé par l'usage optimal du nombre de pixels. Cet analyseur est à ce jour l'un des plus sensibles, et s'approche de très près des limites théoriques de sensibilité au bruit de photon, détaillé par Chambouleyron et al. (2021). Le ZWFS est un des seuls analyseurs où l'expression des cartes de phase peuvent être facilement déduites analytiquement des données.

2.1.2.2 Phase retrieval

Une des techniques permettant de mesurer les aberrations optiques avec une grande sensibilité est la diversité de phase (Fienup, 1982). En étudiant l'évolution des mesures sous l'influence d'une perturbation connue, il est possible d'en déduire l'état de la phase du front d'onde. De nombreux algorithmes itératifs utilisent ce principe de phase retrieval, tels que Gerchberg-Saxton (GS) (Gerchberg, 1972), COronographic Focal-plane wave-Front Estimation for Exoplanet detection (COFFEE) (Paul et al., 2013, 2014) ou Fast and Furious (FF) (Keller et al., 2012; Korhonen et al., 2014; Wilby et al., 2018). Tous se basent sur une perturbation introduite connue, comme un défocus contrôlé, en déplaçant la caméra de mesure, en ajoutant un (ou plusieurs) dioptries dans le faisceau ou en modifiant l'aspect de certains éléments comme des miroirs déformables 2.2.

Généralement facile à mettre en œuvre, cette technique est souvent utilisée comme méthode de calibration des instruments ou des bancs optiques. En effet, elle présente l'avantage de pouvoir utiliser la caméra d'imagerie, et n'est donc pas sensible aux aberrations non communes que l'on pourrait avoir dans un système de mesure dédié. Il est également possible d'utiliser cette technique comme un analyseur de front d'onde dédié (Gonsalves, 1982, 2001) : en défocalisant une caméra d'une distance connue, on introduit une diversité de phase suffisante pour reconstruire les aberrations en une seule mesure après calibration à l'aide d'une matrice d'interaction. Bien que cette technique ait alors une dynamique limitée, elle peut, sous certaines conditions, avoir une sensibilité élevée.

2.1.3 Mesure de front d'onde en plan focal

En utilisant un ASO dédié, il y aura toujours des optiques non-communes avec le plan focal, et donc des NCPA. Une des manières de s'en affranchir complètement est de les mesurer directement avec la caméra d'imagerie. C'est ainsi que, de la même manière que la Phase Retrieval (PR), le PW (Give'On et al., 2007; Give'on et al., 2007) utilise de la diversité de

phase pour estimer le champ électrique en plan focal. Le PW se base généralement sur une diversité de phase introduite par un DM, en appliquant une succession de sondes (probes) afin d'estimer le champ électrique du plan focal. La présentation ci-dessous se base sur la description effectuée par Potier et al. (2020).

Si on ajoute un miroir déformable en plan pupille, pour contrôler la phase, nous pouvons alors rajouter sa contribution ψ à l'équation 1.25 comme un terme supplémentaire :

$$\mathbf{E}_{corono} = C \left[P e^{\epsilon+i\varphi} e^{i\psi} \right]. \quad (2.10)$$

Dans le cas de faibles corrections apportées par le DM, on peut développer au premier ordre sa contribution :

$$\mathbf{E}_{coron} = C \left[P e^{\epsilon+i\varphi} \right] + iC [P\psi], \quad (2.11)$$

ce qui peut être vu comme la somme de deux champs électriques : le champ initial aberré sans DM $\mathbf{E}_{corono,0} = C \left[P e^{\epsilon+i\varphi} \right]$ et le champ électrique créé par le miroir déformable $\mathbf{E}_{DM} = iC [P\psi]$. L'intensité coronographique peut alors s'écrire

$$I_{corono} = \left| \mathbf{E}_{corono,0} + iC [P\psi] \right|^2 \quad (2.12)$$

$$= \left| \mathbf{E}_{corono,0} \right|^2 + \left| C [P\psi] \right|^2 + 2\Re(\mathbf{E}_{corono,0} \times iC [P\psi]), \quad (2.13)$$

où $\Re(X)$ et $\Im(X)$ dénotent les parties réelle et imaginaire de X . Soit donc ψ_k un set de sondes que l'on souhaite utiliser pour moduler le champ électrique en plan focal. Pour chaque k , on effectue une mesure positive avec ψ_k , pour obtenir une intensité I_k^+ et une mesure négative avec $-\psi_k$ pour obtenir une intensité I_k^- :

$$I_k^+ = \left| \mathbf{E}_{corono,0} + iC [P\psi_k] \right|^2 \quad (2.14)$$

$$= \left| \mathbf{E}_{corono,0} \right|^2 + \left| C [P\psi_k] \right|^2 + 2\Re(\mathbf{E}_{corono,0} \times iC [P\psi_k]), \quad (2.15)$$

et

$$I_k^- = \left| \mathbf{E}_{corono,0} - iC [P\psi_k] \right|^2 \quad (2.16)$$

$$= \left| \mathbf{E}_{corono,0} \right|^2 + \left| C [P\psi_k] \right|^2 - 2\Re(\mathbf{E}_{corono,0} \times iC [P\psi_k]). \quad (2.17)$$

Les différences $I_k^+ - I_k^-$ font disparaître les intensités $\left| \mathbf{E}_{corono,0} \right|^2$ et $\left| C [P\psi_k] \right|^2$, ce qui donne :

$$I_k^+ - I_k^- = 4\Re(\mathbf{E}_{corono,0} \times iC [P\psi_k]) \quad (2.18)$$

$$= 4(\Re(\mathbf{E}_{corono,0})\Re(iC [P\psi_k]) + \Im(\mathbf{E}_{corono,0})\Im(iC [P\psi_k])). \quad (2.19)$$

En considérant chaque pixel de l'image coronographique indexé par ses coordonnées (i, j) , l'équation 2.19 peut se ré-écrire sous forme matricielle :

$$\begin{bmatrix} I_1^+ - I_1^- \\ \vdots \\ I_k^+ - I_k^- \end{bmatrix}_{(i,j)} = 4\mathbf{M}_{(i,j)} \cdot \begin{bmatrix} \Re(\mathbf{E}_{corono,0}) \\ \Im(\mathbf{E}_{corono,0}) \end{bmatrix}_{(i,j)}, \quad (2.20)$$

où on note

$$\mathbf{M}_{(i,j)} = \begin{bmatrix} \Re(iC [P\psi_1]) & \Im(iC [P\psi_1]) \\ \vdots & \vdots \\ \Re(iC [P\psi_k]) & \Im(iC [P\psi_k]) \end{bmatrix}_{(i,j)}. \quad (2.21)$$

En supposant que l'on connaisse \mathbf{M} , et s'il est possible d'inverser l'équation 2.20, alors il est possible d'estimer le champ électrique $\mathbf{E}_{corono,0}$ pour chaque pixel (i, j) . Remarquons que, dans le cas où seulement deux sondes sont utilisées, alors cette équation est inversible si \mathbf{M} est de rang 2. Cela se traduit par un déterminant non nul :

$$\Re(iC[P\psi_1])\Im(iC[P\psi_1]) - \Re(iC[P\psi_2])\Im(iC[P\psi_2]) \neq 0, \quad (2.22)$$

et la solution s'exprime avec \mathbf{M}^{-1} , l'inverse de \mathbf{M} :

$$\begin{bmatrix} \Re(\mathbf{E}_{corono,0}) \\ \Im(\mathbf{E}_{corono,0}) \end{bmatrix}_{(i,j)} = \frac{1}{4} \mathbf{M}_{(i,j)}^{-1} \cdot \begin{bmatrix} I_1^+ - I_1^- \\ \vdots \\ I_k^+ - I_k^- \end{bmatrix}_{(i,j)}. \quad (2.23)$$

Remarquons que, même si on utilise plus de 2 sondes, il est toujours possible de trouver une estimation de $\mathbf{E}_{corono,0}$ au pixel (i, j) si au moins deux sondes n et m vérifient cette condition. Au lieu d'inverser une matrice carrée, il faut alors inverser une matrice rectangulaire bien conditionnée, en utilisant la décomposition en valeurs singulières (Singular Values Decomposition) (SVD). Tout repose donc maintenant sur l'estimation de \mathbf{M} pour chaque pixel, i.e. l'influence des sondes sur le champ électrique coronographique. Il n'existe malheureusement pas de moyen simple de mesurer \mathbf{M} , qui fait intervenir le champ électrique au lieu de l'intensité en plan focal. Il faut donc passer par un modèle analytique du système pour propager la contribution de phase des sondes jusqu'au plan focal.

Le choix des sondes est important, en particulier pour lever des ambiguïtés qui seraient dues à des symétries du système. Il faut généralement 3 sondes pour éviter toute dégénérescence et s'assurer que la condition en équation 2.22 est respectée pour tous les pixels de la zone mesurée. Pousser ou tirer individuellement un choix de 3 ou 4 actionneurs du DM répartis dans la pupille est une manière facile de sonder le plan focal, mais d'autres stratégies plus astucieuses peuvent également être envisagées, comme avec des sondes en sinus cardinal (Give'on et al., 2011; Matthews et al., 2017).

2.2 Miroirs déformables et assimilés

Corriger le front d'onde en temps réel, ou avec un minimum de délai pour corriger les aberrations dès que possible nécessite de pouvoir modifier la phase et/ou l'amplitude du faisceau. Plusieurs dispositifs existent aujourd'hui, mais le principe le plus répandu est celui du DM. Pouvoir ajuster la forme d'un miroir sur lequel se réfléchit le faisceau permet alors d'en modifier la propagation. Ainsi, si le miroir est en plan pupille, modifier la surface du miroir correspondra à modifier la phase de la lumière. De même, si le miroir est en dehors du plan pupille, alors il agira sur la phase et l'amplitude simultanément, permettant un contrôle poussé du faisceau (e.g., Beaulieu et al., 2017).

2.2.1 Miroirs déformables segmentés

Une manière de fabriquer des DM est de paver le miroir total avec des sous-miroirs, par exemple hexagonaux. Des actionneurs piezo-électriques, placés sous chaque hexagone, permettent alors d'ajuster la hauteur ou l'inclinaison des hexagones, appelés segments. En astronomie, ces miroirs permettent de reproduire la segmentation, avec les ouvertures entre les segments et les problèmes d'alignement des segments que l'on retrouve sur les télescopes à ouverture segmentée. Ils présentent habituellement trois ou quatre anneaux de



FIGURE 2.2 – Différents types de miroirs déformables. De gauche à droite : un miroir segmenté (source : <http://www.irisao.com>), un miroir à surface continue (source : bostonmicromachines.com)

segments, soit 19 ou 37 segments au total. Une image d'un miroir segmenté est présentée en figure 2.2.

2.2.2 Miroirs déformables continus

Un dispositif très utilisé en contrôle de front d'onde, et pas seulement en astronomie, est celui des DM à surface continue. Ces miroirs sont constitués d'une feuille métallique réfléchissante, derrière laquelle sont reliés des actionneurs qui viennent tirer ou repousser la surface réfléchissante. Si plusieurs technologies pour les actionneurs existent sur le marché, les systèmes micro-electro-mécanique (Microelectromechanical systems) (MEMS) (Stewart et al., 2007) sont populaires pour le contrôle de front d'onde en astronomie. Ils sont contrôlés grâce à des tensions de plusieurs centaines de volts appliquées sur les actionneurs. Ces miroirs présentent habituellement quelques dizaines d'actionneurs à travers le diamètre de la pupille, pour des diamètres physiques de l'ordre de la dizaine de millimètres. Par exemple, l'instrument SPHERE en possède un des plus denses, avec 40 actionneurs le long du diamètre. Dans l'optique des futures missions spatiales, il est envisagé de monter jusqu'à plus de 100 actionneurs à travers le diamètre (The LUVOIR Team, 2019). En règle générale, les DM à surface continue sont des éléments de choix dans le contrôle du front d'onde : ils permettent un contrôle à un niveau sub-nanométrique de l'OPD du faisceau.

Ils présentent souvent des caractéristiques particulières, telles que :

- une relation tension - déflexion quadratique, comme illustré en figure 2.3. Cela signifie que suivant l'offset de tension que l'on applique, le gain autour de cet offset n'est pas le même. Si cela ne pose généralement pas de problème en boucle fermée, il faut en tenir compte lors d'opérations en boucle ouverte sur de plus grandes plages de déflexions.
- un couplage entre les actionneurs. Les actionneurs possèdent une fonction d'influence : un actionneur va également modifier la surface réfléchissante au-dessus des actionneurs voisins. La déflexion sur les actionneurs voisins s'exprime en pourcentage de la déflexion propre, et est habituellement de l'ordre de 20%.

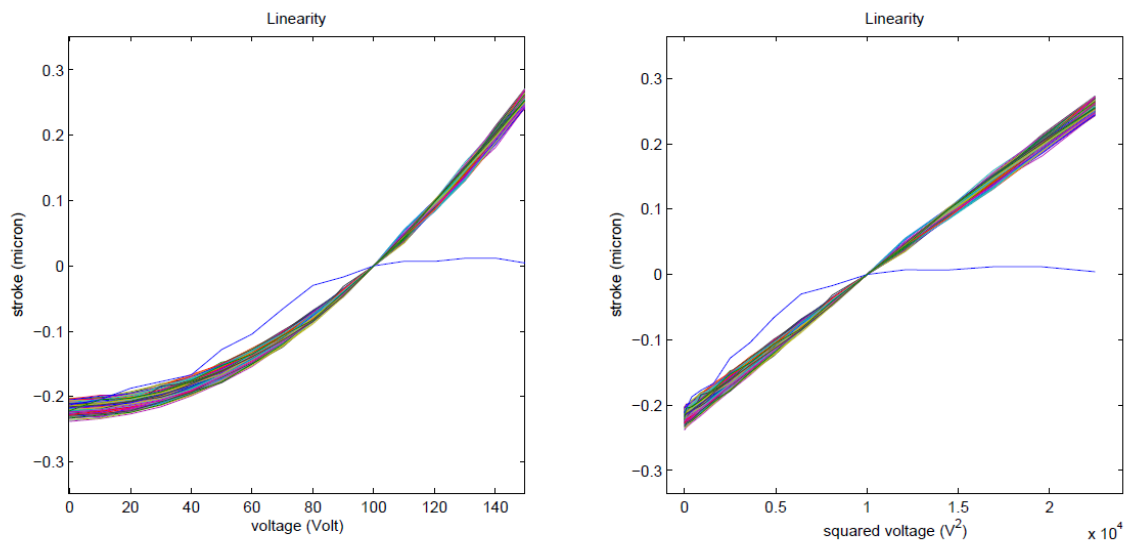


FIGURE 2.3 – Tiré de Blain et al. (2010) : Courbe de déflexion en fonction de la tension (à gauche) et du carré de la déflexion en fonction de la tension (à droite), mesurée pour chaque actionneur individuellement sur un Boston kilo-DM. Un actionneur de leur miroir déformable était défectueux.

2.2.3 SLM

Un autre dispositif capable de modifier la phase ou l'amplitude du faisceau et utilisé en laboratoire est le SLM. Constitué de cristaux liquides, similaires à ceux trouvés dans les écrans Liquid Crystal Display (LCD), il peut modifier le retard de phase pixel à pixel d'une polarisation de la lumière incidente (Hermerschmidt et al., 2007). Placé devant un miroir, un SLM agira alors comme un DM. Grâce à cette technologie maîtrisée, et qui ne nécessite pas de tensions de plusieurs centaines de volts, les SLM sont moins onéreux et souvent plus facile à mettre en œuvre que les DM traditionnels. De plus, la technologie des cristaux liquides permet d'accéder à des densités d'actionneurs beaucoup plus élevées pour des prix très inférieurs, et donc de corriger jusqu'à des fréquences spatiales supérieures à une centaine de cycles par pupille. Les SLM souffrent néanmoins de plusieurs défauts qui les confinent aux bancs expérimentaux pour le moment :

- Ils utilisent une seule polarisation rectiligne de la lumière.
- Contrairement aux DM, ils sont chromatiques. En effet, la phase appliquée par les cristaux liquides dépend de la longueur d'onde.
- Ils possèdent un facteur de remplissage de l'ordre de 95% à 99% (Arrizón et al., 1999; Ronzitti et al., 2012) Ainsi, une petite fraction de la lumière incidente va passer entre les cristaux liquides et ne verra pas la correction, ce qui est un facteur limitant en imagerie à haut contraste. De plus, si une partie de la lumière n'a pas la bonne polarisation, alors elle ne verra pas la correction désirée.
- Leur fréquence de rafraîchissement est similaire à celle des écrans LCD, et permet difficilement de dépasser quelques kHz.

2.3 Algorithmes

Nous avons vu jusqu'à présent comment mesurer l'état de la phase du champ électrique, voire le champ électrique directement, ainsi que les dispositifs pour agir dessus. Cependant, les relations entre commandes de DM et mesures sur un ASO ne sont pas immédiates. En effet, de par la nature des mesures, quadratiques, la relation n'est pas linéaire et fait intervenir des termes croisés d'ordres supérieurs. Ainsi, trouver les meilleures commandes à appliquer nécessite d'utiliser des algorithmes spécifiques pour contrôler au mieux le front d'onde.

2.3.1 Modélisation du système à contrôler

Quel que soit le système à contrôler, il est nécessaire d'avoir une calibration du contrôle : comment relier la mesure à une correction ? En particulier, combien de déphasage va être introduit par une commande donnée sur un actionneur ? Dans le cas général, cette relation actionneur - analyseur peut être compliquée à modéliser. Cependant, s'il existe une plage de linéarité autour de laquelle ces mesures sont valides, alors il est possible d'utiliser des résultats d'algèbre linéaire pour modéliser le système. Nous nous placerons ici dans le cas où nous souhaitons modifier le front d'onde mesuré par un analyseur à l'aide d'un miroir déformable, constitué de N_{act} actionneurs commandés par un vecteur de tensions \mathbf{v} . La mesure sur l'analyseur se fait généralement (mais pas exclusivement) sur une caméra, et l'information est alors contenue dans une sélection de N_{pix} pixels, que nous arrangerons dans un vecteur \mathbf{b} . Nous cherchons donc à modéliser l'impact du DM sur l'analyseur, ce qui revient à trouver une matrice \mathbf{J} , appelée matrice Jacobienne ou matrice d'interaction, qui permet de changer d'espace :

$$\mathbf{b} = \mathbf{J}\mathbf{v}. \quad (2.24)$$

Conceptuellement, \mathbf{J} permet de transposer une commande constituée d'un vecteur de tensions en une mesure constituée d'un vecteur d'intensités en Analog-to-Digital Unit (ADU). La construction de cette matrice peut se faire simplement en sondant le front d'onde avec une variété suffisante de commandes différentes. Le principe est le suivant. Considérons une famille $(\mathbf{f})_i$ génératrice de l'espace des commandes. Pour sonder la réponse de l'analyseur, il est possible d'appliquer successivement les différentes commandes \mathbf{f}_i et $-\mathbf{f}_i$, et d'enregistrer la réponse de l'analyseur sous la forme d'un vecteur \mathbf{r}_i . Il est souvent nécessaire de normaliser les \mathbf{r}_i par leur somme ou leur moyenne, ainsi que par l'écart-type de la commande \mathbf{f}_i . Les colonnes de \mathbf{J} sont finalement formées des différentes mesures normalisées \mathbf{r}_i .

Dans beaucoup de situations, comme par exemple pour corriger une perturbation, il est nécessaire de connaître la relation inverse. En effet, à partir de la mesure d'une perturbation, nous souhaitons exprimer la commande qui permet de la corriger. Ainsi, nous désirons avoir une manière simple de trouver une solution \mathbf{x} à l'équation :

$$\mathbf{b} = \mathbf{J}\mathbf{x}, \quad (2.25)$$

ce qui revient à résoudre le problème de minimisation pour trouver \mathbf{x}_0 :

$$\mathbf{x}_0 = \arg \min_{\mathbf{x} \in \mathbb{R}^{N_{act}}} \|\mathbf{b} - \mathbf{J}\mathbf{x}\|^2. \quad (2.26)$$

La solution s'exprime alors sous la forme

$$\mathbf{x}_0 = (\mathbf{J}^* \mathbf{J})^{-1} \mathbf{J}^* \mathbf{b}, \quad (2.27)$$

où $(\mathbf{J}^* \mathbf{J})^{-1} \mathbf{J}^*$ est le pseudo-inverse de \mathbf{J} , dénoté \mathbf{C} . Il peut être calculé avec une SVD de \mathbf{J} . En effet, d'après cette décomposition, \mathbf{J} peut s'exprimer comme le produit de 3 matrices :

$$\mathbf{J} = \mathbf{U} \mathbf{S} \mathbf{V}^T, \quad (2.28)$$

où \mathbf{X}^T représente la transposée de \mathbf{X} , et où \mathbf{U} est carrée de dimensions $N_{pix} \times N_{pix}$, \mathbf{S} rectangulaire de dimensions $N_{pix} \times N_{act}$ et dont la sous-matrice carrée constituée des N_{act} premières lignes est diagonale, et enfin \mathbf{V}^T carrée de dimensions $N_{act} \times N_{act}$. La SVD va ainsi donner la décomposition en modes singuliers de \mathbf{J} qui maximise la variance, i.e. le premier mode sera celui qui correspond à la combinaison linéaire de commandes la mieux vue, puis le deuxième mode à la mieux vue dans le sous-espace restant, etc. Les valeurs de \mathbf{S} correspondent aux valeurs singulières de \mathbf{J} , et sont habituellement classées par ordre décroissant.

Il est alors possible de calculer le pseudo-inverse de \mathbf{S} , noté \mathbf{S}^+ , qui s'exprime comme

$$\mathbf{S}^+ = (\mathbf{S}^* \mathbf{S})^{-1} \mathbf{S}^*, \quad (2.29)$$

qui est facile à calculer par la structure diagonale de \mathbf{S} .

\mathbf{C} peut alors s'exprimer comme

$$\mathbf{C} = \mathbf{V} \mathbf{S}^+ \mathbf{U}^T. \quad (2.30)$$

Cependant, le calcul de \mathbf{S}^+ nécessite parfois un filtrage ou une régularisation. En effet, un mode peu vu dans \mathbf{J} aura une valeur singulière faible en comparaison aux autres, et son inverse sera par conséquent élevée. Le risque est alors d'introduire du bruit dans le modèle, et surtout de l'amplifier. Il existe plusieurs manières d'éviter cet écueil. La première est de simplement remplacer par 0 les valeurs trop élevées dans \mathbf{S}^+ . Une autre est d'utiliser une régularisation comme celle de Tikhonov. Le principe consiste à pénaliser au cours de l'inversion les solutions présentant de grandes normes, en utilisant la norme 2, définie pour un vecteur $\mathbf{h} = (h_0, h_1, \dots, h_N)$ de dimension N comme :

$$\|\mathbf{h}\| = \sqrt{\sum_{i=0}^N h_i^2}. \quad (2.31)$$

Ainsi, au lieu de trouver \mathbf{C} qui minimise l'équation 2.26, le principe est d'ajouter une pénalité aux valeurs trop grandes. Cette pénalité se traduit par un paramètre de régularisation μ que l'on vient ajouter dans l'équation 2.26 :

$$\mathbf{x}_\mu = \arg \min_{\mathbf{x} \in \mathbb{R}^{N_{act}}} \|\mathbf{b} - \mathbf{J}\mathbf{x}\|^2 + \mu \|\mathbf{x}\|^2. \quad (2.32)$$

La solution s'écrit alors

$$\mathbf{x}_\mu = (\mathbf{J}^* \mathbf{J} + \mu \mathbf{I})^{-1} \mathbf{J}^* \mathbf{b}, \quad (2.33)$$

avec \mathbf{I} la matrice identité, ce qui donne

$$\mathbf{C}_\mu = (\mathbf{J}^* \mathbf{J} + \mu \mathbf{I})^{-1} \mathbf{J}^* \quad (2.34)$$

$$= \mathbf{V} (\mathbf{S}^* \mathbf{S} + \mu \mathbf{I})^{-1} \mathbf{S}^* \mathbf{U}^*. \quad (2.35)$$

Enfin, en nommant s_i la $i^{\text{ème}}$ valeur diagonale de \mathbf{S} , on obtient

$$(\mathbf{S}^* \mathbf{S} + \mu \mathbf{I})^{-1} \mathbf{S}^* = \text{diag} \left(\frac{s_i^2}{s_i^2 + \mu} \frac{1}{s_i} \right). \quad (2.36)$$

Ainsi, la connaissance de \mathbf{J} permet de trouver également une solution \mathbf{C} pour passer de l'espace des mesures à l'espace des commandes du DM. La matrice \mathbf{C} est alors appelée matrice de commande.

Notons quelques points importants de cette approche linéaire :

- les équations données ci-dessus décrivent une interaction entre un DM et une caméra, mais il est possible de trouver ainsi des matrices de passage d'un espace à un autre tant qu'il existe une relation physique entre eux. Ainsi, à la place d'intensité des pixels, il est possible d'exprimer \mathbf{b} comme par exemple la concaténation d'un vecteur des valeurs réelles et d'un vecteur des valeurs imaginaires de \mathbf{E}_{corono} calculées par PW.
- de même, il est possible de contrôler le DM non pas sur la base de ses actionneurs indépendants, mais sur une autre base, ce qui correspond simplement à multiplier \mathbf{U} et \mathbf{V} par les matrices de changement de base correspondantes. Ainsi, ces développements sont toujours valables si on contrôle le DM avec des polynômes de Zernike, ou toute autre combinaison linéaire de la base de départ.
- ce contrôle ne se limite pas à un seul DM, les commandes pour plusieurs DM pouvant être concaténées pour former un nouveau vecteur.
- tous les problèmes ne peuvent pas être linéarisés, ou la plage sur laquelle l'approximation est valide peut être très réduite.
- la relation linéaire décrite par \mathbf{J} ne peut pas décrire un espace plus grand que le sous-espace généré par $(\mathbf{f})_i$. Il faut ainsi choisir soigneusement la famille génératrice afin de décrire le processus que l'on souhaite modéliser.
- de manière similaire, utiliser des $(\mathbf{f})_i$ trop redondants risque de diluer l'information que l'on souhaite modéliser, et rendre l'inversion caduque, par exemple en favorisant des modes non désirés lors du filtrage.
- enfin, la compréhension du système est plus limitée que lorsqu'on utilise un modèle analytique, beaucoup d'aspects de calibration sont effectués de manière cachée par la SVD.

2.3.2 Contrôle PID et réponse fréquentielle

Une fois que l'on sait comment se comporte le système, un autre aspect entre en jeu : son comportement temporel. Ainsi, connaissant le modèle du système, il faut trouver les commandes optimales à appliquer afin de le maintenir stable au cours du temps et de ne pas amplifier d'éventuelles fréquences de résonance.

Pour cela, il faut s'attaquer au contrôleur : comment utiliser les précédentes mesures d'état du système au mieux afin de minimiser l'erreur à la consigne ? Cela peut être envisagé de plusieurs manières. Deux des approches les plus courantes en contrôle de front d'onde en astronomie sont le contrôle prédictif (Males and Guyon, 2018; Guyon et al., 2020; van Kooten et al., 2022), qui estime l'état futur du système en fonction des mesures passées, et le contrôleur proportionnel, intégral et dérivé (PID) qui agit en rétroaction. Nous présentons ici ce dernier adapté à un système de contrôle de front d'onde. L'aperçu donné ici s'appuie sur les excellentes descriptions de Gendron and Lena (1994); Correia et al. (2017); Males and Guyon (2018); Potier et al. (2021).

Le système utilisé est représenté par un schéma-bloc en figure 2.4 : l'erreur \mathbf{d} est la différence entre le champ électrique de consigne \mathbf{e}_t et la correction appliquée par les DM \mathbf{e}_{DM} . L'ASO effectue une mesure de cette erreur, auquel un bruit \mathbf{n} est associé. Cette mesure est traitée par le contrôleur PID en 3 composantes. On suppose un retard de boucle τ associé aux diverses contributions des temps de calcul et des délais de communication entre les

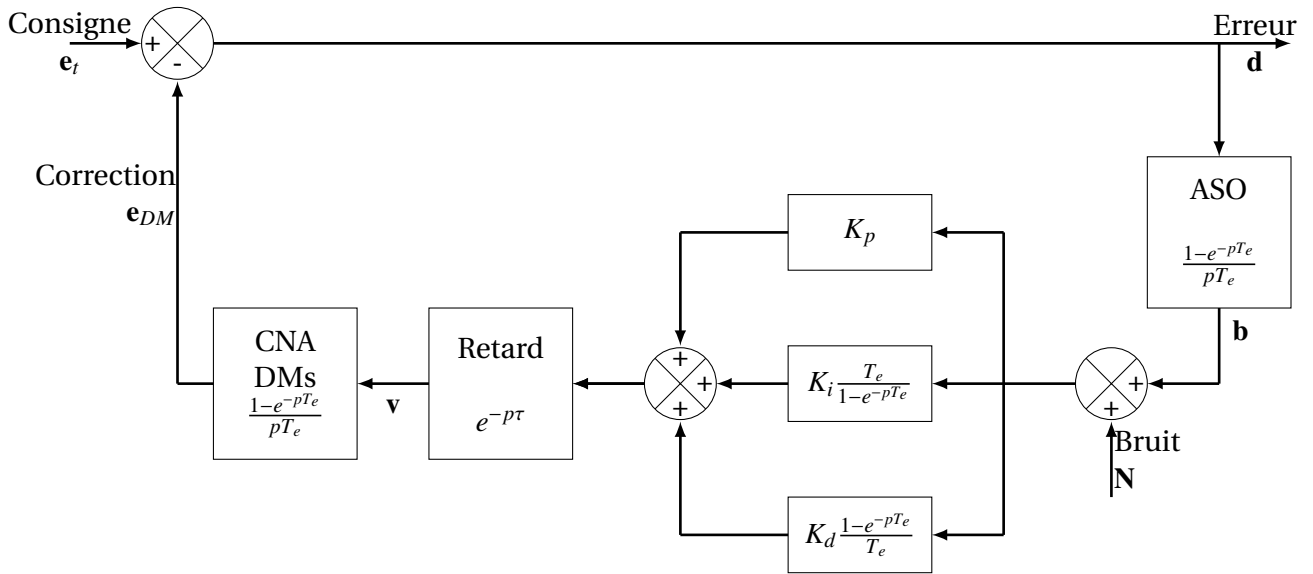


FIGURE 2.4 – Schéma fonctionnel de systèmes de contrôle en boucle fermée, en rétro-contrôle

différents éléments. Enfin, le champ électrique de contrôle e_{DM} est créé par le Convertisseur Numérique-Analogique (CNA), les DM dans notre cas, à partir de la commande numérique calculée par le contrôleur. Toutes les grandeurs manipulées ici sont des vecteurs, qui peuvent se décomposer sur une base. Pour simplifier les notations, je présente les développements pour un seul mode, dont les grandeurs seront données de manière scalaire. Ainsi, si \mathbf{x} est un vecteur, le mode que l'on considère sera noté x .

Considérons pour le moment le contrôleur. Il est constitué des trois sous-contrôleurs proportionnel, intégral et dérivatif en parallèle. En nommant K_p , K_i et K_d les gains proportionnel, intégral et dérivatif respectivement, on peut exprimer les fonctions de transfert temporelles des sous-contrôleurs en fonction de la mesure b sur l'ASO. Le contrôleur proportionnel réagit de manière proportionnelle avec b , utilisant un gain K_p :

$$g_p(b(t)) = K_p b(t), \quad (2.37)$$

Le contrôleur intégral utilise l'historique des erreurs pour annuler la valeur moyenne de b :

$$g_i(b(t)) = K_i \int_{\tau=0}^t b(\tau) d\tau. \quad (2.38)$$

Enfin, le contrôleur dérivatif cherche à suivre les variations de b :

$$g_d(b(t)) = K_d \frac{\partial b}{\partial t}. \quad (2.39)$$

La transformée de Laplace, en p , de la fonction de transfert peut s'écrire sous la forme G :

$$G(p) = G_p(p) + G_i(p) + G_d(p) \quad (2.40)$$

$$= K_p + \frac{K_i}{p} + pK_d. \quad (2.41)$$

En terme de réponse fréquentielle, avec $p = i\omega T_e$ on obtient :

$$G(i\omega) = K_p + \frac{K_i}{i\omega} + i\omega K_d. \quad (2.42)$$

Ainsi, on peut en tirer quelques points :

- La réponse de G_p est constante et ne dépend pas de la fréquence. Augmenter le gain proportionnel K_p réduira l'erreur, mais ne peut pas corriger totalement la composante continue.
- La réponse de G_i correspond à un filtre passe-bas. La correction est plus efficace pour les basses fréquences. En particulier, le rejet tend vers l'infini pour une pulsation ω qui tend vers 0 : l'intégrateur assure de supprimer la valeur moyenne de l'erreur.
- La réponse de G_d est celle d'un filtre passe-haut, pour un meilleur rejet des hautes fréquences. Cependant, un filtre passe-haut théorique suppose une amplification infinie, ce qui n'est pas réalisable. En pratique, on l'adaptera en un filtre passe-bande en le multipliant par un filtre passe-bas de fréquence de coupure plus élevée.
- Le choix des gains K_p , K_i et K_d va chercher à trouver un compromis entre stabilité, précision et réactivité. Plusieurs méthodes, empiriques ou analytiques existent pour trouver les valeurs optimales. En pratique, sur des bancs optiques où l'on cherche à démontrer le principe de fonctionnement, on ne garde que $K_i \neq 0$, et optimisé pour éviter les oscillations. Le module carré de la fonction de transfert d'un tel intégrateur est tracée en figure 2.5. Les fréquences de résonance sont bien visibles, avec un fondamental et des harmoniques.

Cette modélisation analogique n'est cependant pas adaptée à la description d'un contrôleur numérique. En effet, puisque tout est géré de manière numérique, de la caméra de mesure aux commandes sur les DM, il faut discrétiser la variable temporelle. On suppose alors que l'on choisit un pas d'échantillonnage T_e , généralement donné par le temps d'intégration de la caméra de l'ASO. Discrétiser implique alors de trouver une approximation des opérations d'intégration et de dérivation. En utilisant la méthode d'Euler explicite pour discrétiser le processus, on obtient alors :

$$e^{-pT_e} \approx 1 - pT_e, \quad (2.43)$$

et donc

$$p \approx \frac{1 - e^{-pT_e}}{T_e}. \quad (2.44)$$

Ainsi, on peut récrire $G(p)$ sous la forme :

$$G(p) = K_p + K_i \frac{T_e}{1 - e^{-pT_e}} + K_d \frac{1 - e^{-pT_e}}{T_e}. \quad (2.45)$$

Dans le cas discret et avec l'approximation de la méthode d'Euler explicite la commande à appliquer v à l'itération k s'exprime en fonction de la commande précédente $v(k-1)$ et des mesures $b(k)$, $b(k-1)$ et $b(k-2)$:

$$v(k) = v(k-1) + b(k) \left(K_p + K_i T_e + \frac{K_d}{T_e} \right) - b(k-1) \left(K_p + \frac{2K_d}{T_e} \right) + b(k-2) \frac{K_d}{T_e} \quad (2.46)$$

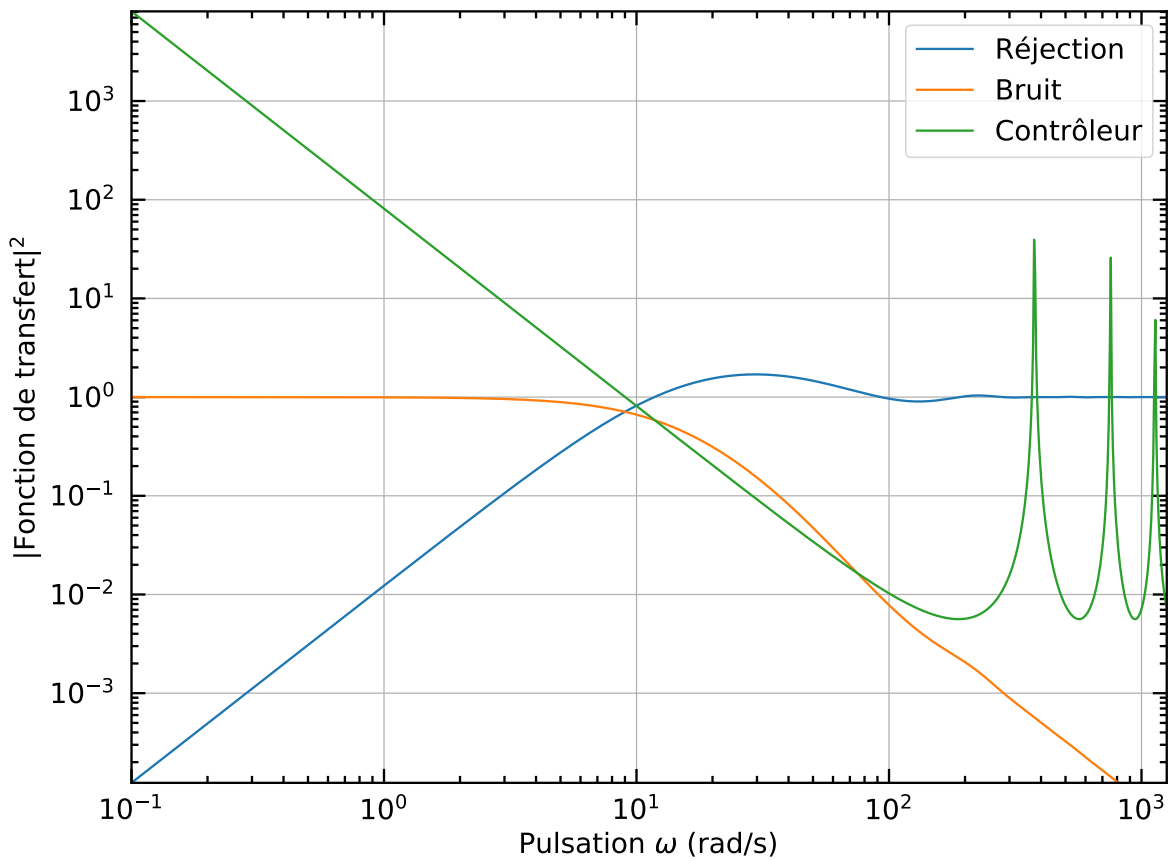


FIGURE 2.5 – Exemple de fonctions de transfert, pour un système avec un temps d'intégration $T_e = 17$ ms, une retard $\tau = 1.5T_e$ et les gains $K_p = 0$, $K_d = 0$, et $K_i = 0.15/T_e$. Les différentes fonctions de transfert sont celle du système de correction (en bleu), du bruit (en jaune), et du contrôleur (en vert).

Dans le cas courant où un contrôleur intégral uniquement est utilisé, la commande devient alors :

$$v(k) = v(k-1) + \epsilon(k)(K_p + K_i T_e) - \epsilon(k-1)K_p. \quad (2.47)$$

Cette description du contrôleur ne permet cependant pas de connaître la manière dont répond le système de correction du champ électrique. En effet, nous avons décrit ici le comportement du contrôleur, dont les gains individuels doivent encore être optimisés. Une manière de prédire le comportement du système complet est d'exprimer les fonctions de transfert des autres éléments en figure 2.4. Concernant le retard de la boucle, la fonction de transfert H_τ s'exprime simplement dans le domaine de Laplace :

$$H_\tau = e^{-p\tau} \quad (2.48)$$

Concernant l'ASO et les DM, ils ont une action similaire dans le domaine de Laplace. En effet, l'ASO bloque le signal pendant le temps de pose T_e avant de transférer le signal, et est par conséquent retardé de T_e tandis que le CNA exécute les commandes qu'il reçoit et les tient pendant un délai T_e jusqu'à ce qu'il reçoive une nouvelle commande. Ainsi, les fonctions de transfert H_{ASO} et H_{DM} s'expriment comme le produit de la transformée de Laplace d'une fonction porte de largeur T_e , un sinus cardinal, et d'un retard de $T_e/2$:

$$H_{ASO} = \text{sinc}\left(\frac{pT_e}{2i}\right) e^{p\frac{T_e}{2}} \quad (2.49)$$

$$= \frac{e^{\frac{pT_e}{2}} - e^{-\frac{pT_e}{2}}}{pT_e} e^{p\frac{T_e}{2}} \quad (2.50)$$

$$= \frac{1 - e^{-pT_e}}{e^{pT_e}}, \quad (2.51)$$

et de même :

$$H_{CNA} = \frac{1 - e^{-pT_e}}{e^{pT_e}}. \quad (2.52)$$

Avec ces éléments il est alors possible d'exprimer la fonction de transfert de rejet du système, fonction qui permet d'estimer les fréquences atténuées et celles amplifiées. Elle s'exprime comme le rapport entre la mesure différentielle d et la consigne e_t en entrée :

$$\frac{d}{e_t} = \frac{e_t - Hd}{e_t} \quad (2.53)$$

$$= 1 - H \frac{d}{e_t} \quad (2.54)$$

$$= \frac{1}{1 + H}, \quad (2.55)$$

avec $H = H_{ASO}GH_{CNA}H_\tau$. Cette fonction est tracée pour un intégrateur simple en figure 2.5, où l'on peut voir que le système agit globalement comme un filtre passe-bas, avec un très bon rejet des basses fréquences. Les gains sont cependant à optimiser ici afin d'éviter l'amplification que l'on distingue autour des pulsations de 30 rad/s.

Enfin, la fonction de transfert du bruit permet de comprendre comment le bruit de mesure n se propage dans le système, ou comment n se traduit par une mesure b . Cette fonction de transfert s'exprime donc comme le rapport b/n , et s'exprime en fonction des autres fonctions de transfert :

$$\frac{b}{n} = \frac{GH_\tau H_{CNA}}{1 + H}. \quad (2.56)$$

Cette fonction de transfert est également tracée en orange en figure 2.5, où l'on peut voir que le bruit, dans ce système, est transmis sans amplification sur les basses fréquences, et atténué sur les hautes fréquences.

Nous avons traité ici le cas où les mesures et les commandes sont des scalaires. Pour généraliser au cas vectoriel, il est nécessaire d'ajouter des opérations de changement de base, par exemple entre l'espace des mesures de l'ASO où \mathbf{b} s'exprime, l'espace des commandes des DM et l'espace des expressions des champs électriques dans lequel s'expriment les vecteurs \mathbf{e}_t et \mathbf{e}_{DM} . Cependant, si l'approximation linéaire du système est valable, dans le cas par exemple où les commandes des DM restent faibles, en boucle fermée, alors il suffit d'utiliser des matrices de changement de base pour passer d'un espace à l'autre telles que la matrice d'interaction \mathbf{J} ou la matrice de commande \mathbf{C} . Le temps nécessaire aux multiplications de matrices est alors inclus dans le retard τ .

2.3.3 Contrôle du champ électrique en plan focal

Au contraire, dans certains cas, il n'existe pas de relation linéaire entre les DM et le plan focal. Or, par exemple, pour creuser un DH en rejetant la lumière d'une zone afin d'améliorer le contraste dans le plan focal, il est nécessaire de trouver une manière de faire une approximation de cette relation. Il existe plusieurs manières de trouver des commandes qui répondent à ce problème, et nous présentons ici deux des algorithmes les plus répandus, l'Electric Field Conjugation (EFC) (Bordé and Traub, 2006; Give'on et al., 2007; Potier et al., 2020) et SM (Pueyo et al., 2009; Mazoyer et al., 2018b,a). Les deux solutions sont itératives, ce qui suppose que le problème est convexe et donc que chaque itération permet de se rapprocher de la consigne. En répétant le processus à chaque itération, on s'approche alors du point de convergence. Ces algorithmes vont utiliser des estimations du champ électrique \mathbf{E}_{corono} pour estimer les commandes pour les DM. Nous considérons ici une consigne visant à minimiser l'intensité I_{DH} au sein du DH, mais d'autres consignes peuvent être données. Cette description est tirée des excellentes explications fournies par Will et al. (2021).

Electric Field Conjugation

Une manière de trouver les tensions nécessaires sur les DM pour répartir l'intensité en plan focal consiste à utiliser une matrice jacobienne \mathbf{J} comme modèle linéaire entre une base de commandes sur les DM et le champ électrique en plan focal. Puisque sa construction nécessite la mesure du champ électrique en plan focal, \mathbf{J} est habituellement construite en utilisant un simulateur de bout-en-bout de l'instrument, qui doit être calibré pour prédire au mieux les actions des DM sur le plan focal.

Nous cherchons donc à minimiser la différence entre le champ électrique au sein d'un DH en plan focal et un champ électrique cible \mathbf{E}_t . Reprenons alors l'expression du champ électrique \mathbf{E}_{corono} donné par l'équation 2.11 et que nous restreignons au DH avec $\mathbf{E}_{DM,DH} = i\mathbf{C} [P\psi]$ et $\mathbf{E}_{corono,DH} = \mathbf{C} [Pe^{e+i\varphi}]$:

$$\mathbf{E}_{DH} = \mathbf{E}_{corono,DH} + \mathbf{E}_{DM,DH}, \quad (2.57)$$

Grâce à la matrice jacobienne \mathbf{J} , il est possible d'exprimer la contribution du champ électrique $\mathbf{E}_{DM,DH}$ comme le produit de \mathbf{J} par la commande de tensions \mathbf{v} :

$$\mathbf{E}_{DH} = \mathbf{E}_{corono,DH} + \mathbf{J}\mathbf{v}, \quad (2.58)$$

Si nous voulons trouver une commande \mathbf{v}_t pour les DM qui produise le champ électrique \mathbf{E}_t , alors on souhaite trouver \mathbf{v}_t qui minimise

$$\mathbf{v}_t = \arg \min_{\mathbf{v}} \|\mathbf{E}_{DH} - \mathbf{E}_t\|^2, \quad (2.59)$$

ce qui revient à trouver une matrice \mathbf{R} telle que

$$\mathbf{v}_t = \mathbf{R}\mathbf{E}_t. \quad (2.60)$$

Ce problème est souvent mal conditionné, car il y a généralement un ordre de grandeur d'écart entre le nombre de pixels dans le DH ($\approx 10^4$) et le nombre d'actionneurs sur les DM ($\approx 10^3$). En utilisant la régularisation de Tikhonov, on cherche \mathbf{v}_t qui vérifie

$$\mathbf{v}_t = \arg \min_{\mathbf{v}} \|\mathbf{E}_{DH} - \mathbf{E}_t\|^2 + \eta \|\mathbf{v}\|^2 \quad (2.61)$$

$$= \arg \min_{\mathbf{v}} \|\mathbf{J}\mathbf{v} + \mathbf{E}_{corono,DH} - \mathbf{E}_t\|^2 + \eta \|\mathbf{v}\|^2, \quad (2.62)$$

avec η le paramètre de conditionnement à choisir convenablement. S'il est trop grand, alors on choisit de ne contrôler que les modes les mieux vus, au risque de ne pas pouvoir retirer toutes les tavelures (*speckles*) du DH. Au contraire, s'il est trop petit, alors les modes très mal vus et/ou ne contenant que du bruit sont inclus, et rendent l'algorithme instable. La solution s'écrit alors

$$\mathbf{v}_t = (\mathbf{J}^* \mathbf{J} + \eta \mathbf{I})^{-1} \mathbf{J}^* (\mathbf{E}_t - \mathbf{E}_{corono,DH}) \quad (2.63)$$

En raison des approximations linéaires faites et de l'évolution du front d'onde à cause de facteurs extérieurs, il faut généralement utiliser cet algorithme de manière itérative sur quelques dizaines d'itérations afin d'obtenir la correction escomptée. De plus, dans le cas d'un système soumis à des perturbations extérieures, telles les dérives exprimées en section 1.2.3, le champ électrique $\mathbf{E}_{corono,DH}$ peut évoluer, dégradant alors le contraste voire même en rendant instable l'algorithme de DH.

Stroke Minimization

Il arrive cependant que l'EFC converge vers des commandes de DM de fortes amplitudes, ce qui n'est pas souhaitable car ils ont une gamme dynamique et une plage de linéarité limitée, et que le risque de les endommager est plus grand. Une autre approche a alors été envisagée, qui consiste à minimiser l'amplitude de la commande des DM sous contrainte de respecter un contraste cible dans le DH.

Revenons alors à l'intensité I_{DH} dans le DH qui se déduit de l'équation 2.58 :

$$I_{DH} = |\mathbf{E}_{DH}|^2 \quad (2.64)$$

$$= \|\mathbf{J}\mathbf{v} + \mathbf{E}_{corono,DH}\|^2. \quad (2.65)$$

Le but, à une itération donnée, est de minimiser l'amplitude de la commande sur les DM sous la contrainte que I_{DH} soit inférieur à une valeur cible $I_{DH,T}$. On cherche alors à trouver les commandes pour les DM qui minimisent

$$\arg \min_{\mathbf{v}} \|\mathbf{v}\|^2 \quad \text{et} \quad I_{DH} < I_{DH,T}. \quad (2.66)$$

En utilisant les multiplicateurs de Lagrange, on construit alors le lagrangien

$$\mathcal{L}_\mu = \|\mathbf{v}\|^2 + \mu(I_{DH} - I_{DH,T}) \quad (2.67)$$

$$= \|\mathbf{v}\|^2 + \mu \left(\|\mathbf{J}\mathbf{v} + \mathbf{E}_{corono,DH}\|^2 - I_{DH,T} \right), \quad (2.68)$$

avec μ le multiplicateur de Lagrange. En utilisant les méthodes standard d'optimisation, la solution se calcule en trouvant le point où s'annule le gradient du lagrangien. Cependant, dans cette situation, la solution est un point-selle, ce qui ne permet pas de trouver une solution de cette manière. La technique consiste alors à fixer un multiplicateur μ_0 , à trouver le point stationnaire de \mathcal{L}_{μ_0} , et, si la contrainte $I_{DH} < I_{DH,T}$ n'est pas satisfaite, à chercher d'autres valeurs de μ pour que cette condition soit respectée.

Lors de la recherche de μ , si μ_n est la valeur testée à l'itération n , alors trouver la position du minimum de \mathcal{L}_{μ_n} est équivalent à trouver la position du minimum de $\mu_n \mathcal{L}_{\mu_n}$:

$$\mu_n \mathcal{L}_{\mu_n} = \|\mathbf{J}\mathbf{v} + \mathbf{E}_{corono,DH}\|^2 - I_{DH,T} + \frac{1}{\mu_n} \|\mathbf{v}\|^2, \quad (2.69)$$

Enfin, remarquons que, puisque $I_{DH,T}$ ne dépend pas de \mathbf{v} , trouver la position du minimum \mathbf{v}_{μ_n} de $\mu_n \mathcal{L}_{\mu_n}$ est équivalent à résoudre :

$$\mathbf{v}_{\mu_n} = \arg \min_{\mathbf{v}} \|\mathbf{J}\mathbf{v} + \mathbf{E}_{corono,DH}\|^2 + \frac{1}{\mu_n} \|\mathbf{v}\|^2. \quad (2.70)$$

On retrouve alors le problème de la régularisation de Tikhonov détaillé en section 2.3.1, et la solution est donnée par :

$$\mathbf{v}_{\mu_n} = - \left(\frac{1}{\mu_n} \mathbf{I} + \mathbf{J}^* \mathbf{J} \right)^{-1} \mathbf{J}^* \mathbf{E}_{corono,DH}. \quad (2.71)$$

On remarque que les solutions de l'EFC et de SM sont très similaires. On peut en effet voir l'un comme un cas particulier de l'autre. La différence principale vient de la stratégie de la recherche : tandis que l'EFC fixe le paramètre de régularisation, et donc favorise une amélioration rapide du contraste, SM optimise la régularisation pour stabiliser le contrôle.

2.4 Mise en œuvre sur des bancs optiques

Les observatoires sont de plus en plus coûteux à réaliser, que ce soit au sol ou dans l'espace, et la pression sur le temps d'observation est forte. De plus, si HST a pu être réparé et amélioré au cours de ses opérations, ce n'est pas le cas pour beaucoup d'autres missions spatiales, comme le JWST envoyé à 1.5 million de kilomètres de la Terre, et qui ne pourra donc pas être réparé en cas de problème. Ainsi, pour concevoir les nouvelles techniques qui équiperont les instruments d'imagerie à haut contraste du futur, il est primordial de les mettre au point en laboratoire afin de minimiser le temps de développement instrumental une fois installés sur le télescope. Ainsi, en instrumentation et tout particulièrement en imagerie à haut contraste, les bancs optiques jouent un rôle majeur pour démontrer la validité de concepts théoriques ou de simulations.

Il existe aujourd'hui un nombre restreint de bancs développant des concepts de coronographie, majoritairement situés en France et aux États-Unis. Parmi ceux se focalisant sur des applications au sol, on peut citer les bancs High Contrast High-Resolution Spectroscopy for Segmented Telescopes Testbed (HCST) de Caltech, SCEAO à Hawaï, le banc

Segmented Pupil Experiment for Exoplanet Detection (SPEED) à l'Observatoire de la Côte d'Azur ou Marseille Imaging Testbed for High Contrast (MITHiC) à Marseille. Du côté spatial, quelques uns des bancs les plus avancés sont le banc High Contrast Imaging Testbed (HCIT) à Jet Propulsion Laboratory (NASA/JPL) ou HiCAT au Space Telescope Science Institute (STScI). Quelques bancs, comme le Très Haute Dynamique 2 (THD2) à l'Observatoire de Paris permettent également des recherches dans les deux domaines pour des applications au sol et dans l'espace. J'ai pu au cours de ma thèse utiliser deux de ces bancs, MITHiC et HiCAT, dont je donne une brève description ci-dessous. Une description plus complète est disponible en section 3.2 pour MITHiC et en section 4.3 pour HiCAT.

2.4.1 MITHiC

Le banc MITHiC, installé à Marseille, a été initié en 2010 pour développer des concepts de coronographes et d'apodisation, en particulier le coronographe à masque de phase double zone (Soummer et al., 2003). Le banc a par la suite subi de nombreuses améliorations, permettant entre autres de mettre au point des algorithmes de mesure de phase, comme COFFEE (Paul et al., 2014) ou FF, ainsi que le senseur de front d'onde Zernike sensor for Extremely Low-level Differential Aberrations (ZELDA), le ZWFS pour SPHERE. Il a également permis le test d'algorithmes pour creuser des DH non linéaires, Non-Linear Dark Dole (NLDH) (Herscovici-Schiller, 2018; Leboulleux, 2018). La présence d'un écran de phase (Vigan et al., 2016) permet de simuler de nombreuses aberrations statiques ou dynamiques présentes entre autres dans SPHERE. MITHiC met en œuvre également un SLM en plan pupille pour la correction des aberrations de phase. La philosophie du banc est de permettre un test rapide des éléments, plutôt que de viser une démonstration complète. Ainsi, il n'est pas installé dans une salle blanche, et utilise presque uniquement des composants sur étagère, en particulier des lentilles et doublets. Son utilisation est aujourd'hui essentiellement tournée au cas monochromatique.

2.4.2 HiCAT

Installé à Baltimore, aux Etats-Unis, dans les locaux du STScI, plus précisément au sein du Makidon Laboratory, HiCAT est un banc d'imagerie à haut contraste initié au début des années 2010. Il a connu de nombreux développements et mises à jour (N'Diaye et al., 2013a, 2014a, 2015a; Leboulleux et al., 2016; Soummer et al., 2018; Moriarty et al., 2018; Soummer et al., 2019) et est aujourd'hui un des bancs à la pointe de la technologie. La principale spécificité de HiCAT est, comme son nom l'indique, de répondre au besoin d'imagerie à haute dynamique avec des pupilles dites complexes, i.e. présentant des structures, telles que les araignées habituellement utilisées pour soutenir le miroir secondaire des télescopes ou l'utilisation de miroirs segmentés (Yaitskova et al., 2003).

En effet, si des contrastes de l'ordre de 10^{-10} ont pu être obtenus sur des bancs optiques (Trauger and Traub, 2007; Seo et al., 2019; Baxter et al., 2021), ces performances n'ont été obtenues qu'avec des configurations dites hors-axe. En utilisant comme miroir primaire une parabole hors-axe, qui va réfléchir le faisceau dans une autre direction que le faisceau incident, on obtient un télescope réflectif et sans obstruction centrale due, par exemple, à l'araignée tenant le miroir secondaire. Sans ces effets de diffraction supplémentaires à supprimer du plan focal, et avec une PSF centro-symétrique, il est alors plus facile d'atteindre de meilleurs contrastes, avec par exemple des masques coronographiques utilisant ces propriétés. On pourra citer par notamment les coronographes de phase tels que historiquement le R&RC ou plus récemment le (VVC, Foo et al., 2005; Mawet et al., 2005).

Cependant, les missions spatiales ne sont pas exclusivement tournées vers l'imagerie à haut contraste, et, pour toutes les applications ne nécessitant pas un contrôle aussi fin du front d'onde, un télescope sur l'axe présente les avantages de compacité et de simplicité. Enfin, avec l'augmentation progressive de taille du miroir primaire des télescopes, au sol comme dans l'espace, l'utilisation de miroirs segmentés s'impose peu à peu, créant de nouvelles géométries de pupilles avec de nouveaux degrés de liberté, rendant la coronographie et le contrôle de front d'onde en général plus compliqué. HiCAT s'inscrit donc dans ces aspects de design qui sont au cœur des discussions menées suite à l'avis de la NSF sur le rapport décennal (National Academies of Sciences, Engineering, and Medicine, 2021).

Au vu des difficultés engendrés par ce type de pupilles complexes, le développement de HiCAT vise une approche systémique. Le but est non pas d'atteindre la performance de contraste de 10^{-10} dans un mode dégradé, mais de faire progresser la technologie en validant le fonctionnement global du banc. Cela correspond à faire fonctionner l'ensemble des nombreux éléments présents, tels que les caméras, les moteurs et optiques déformables tels que les DM, les ASO, ainsi que la partie logicielle de mesure et de contrôle de front d'onde, pour la stabilité ou pour l'optimisation du DH, et ce en mode polychromatique, avec une bande passante de 10% en lumière visible. L'objectif de contraste, dans ces conditions, est alors de 10^{-8} .

Afin de remplir ces conditions, HiCAT dispose d'une combinaison d'éléments qui le rendent unique : en plus d'un APLC dont l'apodiseur peut être remplacé par un miroir plan, un DM segmenté pour simuler un tel télescope, deux miroirs déformables continus pour le contrôle de phase et d'amplitude en plan focal, trois ASO pour les aberrations de bas-ordre, avec une caméra plan focal de Target Acquisition (TA), une caméra de PR et un ZWFS. Du côté des algorithmes, HiCAT met en œuvre plusieurs techniques pour creuser des DH, dont PW couplé à EFC, SM ou récemment l' Automatic Differentiation Wavefront Control (ADWC) (Will et al., 2021).

Chapitre 3

Calibration en laboratoire d'aberrations résiduelles avec un second étage d'optique adaptative

3.1 Contexte

Les instruments d'imagerie à haut-contraste des télescopes au sol avec les systèmes d'ExAO actuels permettent d'obtenir des qualités d'images très proches de la limite de diffraction pour l'étude d'environnements circumstellaires. Cependant des limitations à l'observation de planètes plus petites, plus âgées et plus proches de leur étoile subsistent et sont dues à des aberrations optiques telles que des résidus de turbulence atmosphérique, des NCPA ou des problèmes liés au mauvais co-phasage des différents miroirs d'un télescope segmenté. Ces erreurs ont en commun d'être mal ou non corrigées par l'OA des télescopes. Plusieurs raisons permettent d'expliquer cette absence de correction : elles apparaissent après le système d'OA comme pour les NCPA, l'ASO ne peut pas mesurer les pistons des différents segments, ou alors le miroir déformable ne dispose pas de suffisamment d'actionneurs pour corriger les aberrations de haut ordres.

De nombreuses réflexions sont en cours pour améliorer les systèmes d'OA actuels, et un axe de recherche en particulier est l'ajout d'un deuxième étage d'optique adaptative, avec un ASO dédié au plus près du coronographe et un DM complémentaire dédié aux aberrations résiduelles. Cela permet entre autres de corriger des aberrations de plus hauts ordres pour concentrer plus de lumière au sein du pic de la PSF ou de corriger plus vite pour réduire les erreurs liées au temps de latence de la boucle de correction, permettant d'augmenter les capacités de détection de planètes, et particulièrement de planètes proches de leur étoile. Cette architecture se retrouve par exemple sur les instruments MagAO-X (Males and Guyon, 2018) ou SCEXAO (Ahn et al., 2021), ou sur les mises à niveau des instruments SPHERE+ (Boccaletti et al., 2020) et GPI2.0 (Chilcote et al., 2020).

En parallèle, les télescopes futurs auront des miroirs primaires plus grands que les télescopes actuels, permettant d'utiliser des DM avec un plus grand nombre d'actionneurs. Ainsi sont envisagés des DM allant jusqu'à 128x128 actionneurs pour des missions spatiales (The LUVOIR Team, 2019) voire 200x200 pour les futurs ELT (Kasper et al., 2011, 2013). De telles définitions peuvent alors ouvrir la voie à de nouvelles méthodes de contrôle afin de gérer le plus précisément possible et avec le moins de latence possible la correction du front d'onde, et ainsi améliorer le rejet de la lumière stellaire par le coronographe et finale-

ment augmenter les capacités de détection des exoplanètes.

Dans le cadre d'un CLC, le FPM sépare physiquement la lumière, entre celle qui est transmise jusqu'à l'image coronographique et celle qui est rejetée. Stabiliser les aberrations de bas ordre du faisceau au plus près du coronographe nécessite de faire des choix. Une solution est d'utiliser la lumière rejetée, qui ne comprend qu'une partie du faisceau, le cœur de la PSF, et donc ne contient que les informations sur les aberrations de bas-ordres. Une autre approche est de prélever la lumière juste avant le FPM, que ce soit par division d'amplitude ou à l'aide d'une lame séparatrice dichroïque, et ainsi avoir accès à toutes les aberrations, de bas-ordre et de haut ordre. Si diviser le faisceau se fait au prix de photons qui pourraient être utilisés pour les observations scientifiques, utiliser une autre bande de longueur d'onde peut résoudre ce problème.

Nous explorons tout d'abord ce deuxième aspect : l'utilisation d'un second étage d'OA, dont l'ASO est un ZWFS placé en amont du FPM du coronographe afin de supprimer les aberrations non communes entre l'ASO principal et le coronographe. Cette configuration permet de tirer parti de la très bonne sensibilité du ZWFS, y compris face aux aberrations de segmentation, en évitant l'inconvénient de sa dynamique limitée grâce au premier étage d'ExAO, et ainsi d'améliorer la qualité du front d'onde pour maximiser le rejet de la lumière de l'étoile par le coronographe. Pour développer cette stratégie, nous utilisons dans cette expérience le banc MITHiC décrit en section 2.4.1, qui permet de simuler des aberrations typiques rencontrées dans SPHERE grâce à des écrans de phase gravés en verre. Le dispositif de correction est un SLM, qui offre une très haute résolution, avec 275 pixels contrôlables dans le diamètre de la pupille, soit un total d'environ 59000 pixels contrôlables. Le banc MITHiC dispose actuellement de deux coronographes, un R&RC avec un apodiseur ainsi que d'un CLC, dont je me suis servi pour ces expériences.

Cette travail a été réalisé en étroite collaboration avec le Laboratoire d'Astrophysique de Marseille (LAM) et a mené à une publication dans la revue *Astronomy and Astrophysics* (A&A). L'essentiel du travail de modernisation de MITHiC, qui inclut la conception des nouveaux chemins optiques et l'alignement des nouveaux éléments, ainsi que l'architecture logicielle automatique de MITHiC est issu du travail effectué lors de mes années d'apprentissage au LAM. C'est en grande partie grâce à ces efforts d'automatisation et de contrôle du banc à distance que j'ai pu acquérir les données pour la rédaction de cet article. En effet, en raison de l'éloignement physique Nice - Marseille auquel s'est rajoutée la pandémie de Covid-19, MITHiC est l'un des deux bancs que j'ai exploité pendant ma thèse sans accès physique.

3.2 Publication

Calibration of residual aberrations in exoplanet imagers with large numbers of degrees of freedom

R. Pourcelot^{1,2}, A. Vigan¹, K. Dohlen¹, B. Rouzé^{1,3}, J.-F. Sauvage^{1,4}, M. El Morsy¹, M. Lopez¹, M. N'Diaye², A. Caillat¹, E. Choquet¹, G. P. P. L. Otten¹, A. Abbinanti¹, P. Balard¹, M. Carbillot², P. Blanchard¹, J. Hulin¹, and É. Robert¹

¹ Aix Marseille Univ, CNRS, CNES, LAM, Marseille, France

² Université Côte d'Azur, Observatoire de la Côte d'Azur, CNRS, Laboratoire Lagrange, France
e-mail: raphael.pourcelot@oca.eu

³ École Centrale Marseille, Marseille, France

⁴ ONERA, The French Aerospace Lab, BP72, 29 avenue de la Division Leclerc, 92322 Châtillon Cedex, France

Received 17 December 2020 / Accepted 18 March 2021

ABSTRACT

Imaging faint objects, such as exoplanets or disks, around nearby stars is extremely challenging because host star images are dominated by the telescope diffraction pattern. Using a coronagraph is an efficient solution for removing diffraction but requires an incoming wavefront with good quality to maximize starlight rejection. On the ground, the most advanced exoplanet imagers use extreme adaptive optics (ExAO) systems that are based on a deformable mirror (DM) with a large number of actuators to efficiently compensate for high-order aberrations and provide diffraction-limited images. While several exoplanet imagers with DMs using ~1500 actuators are now routinely operating on large telescopes to observe gas giant planets, future systems may require a tenfold increase in the number of degrees of freedom to look for rocky planets. In this paper, we explore wavefront correction with a secondary adaptive optics system that controls a very large number of degrees of freedom that are not corrected by the primary ExAO system. Using Marseille Imaging Testbed for High Contrast (MITHiC), we implement a second stage of adaptive optics with ZELDA, a Zernike wavefront sensor, and a spatial light modulator to compensate for the phase aberrations of the bench downstream residual aberrations from adaptive optics. We demonstrate that their correction up to 137 cycles per pupil with nanometric accuracy is possible, provided there is a simple distortion calibration of the pupil and a moderate wavefront low-pass filtering. We also use ZELDA for a fast compensation of ExAO residuals, showing its promising implementation as a second-stage correction for the observation of rocky planets around nearby stars. Finally, we present images with a classical Lyot coronagraph on MITHiC and validate our ability to reach its theoretical performance with our calibration.

Key words. instrumentation: adaptive optics – instrumentation: high angular resolution – techniques: high angular resolution

1. Introduction

Imaging extrasolar planets is one of the most demanding endeavors in astronomy today. Collecting photons from these planets will yield precious astrophysical information on their nature, leading to knowledge of their orbital and rotational parameters (Galicher et al. 2014; Vigan et al. 2016a; Chilcote et al. 2015; Maire et al. 2016; Zurlo et al. 2016), clues on their location and formation history (Crepp et al. 2012; Öberg et al. 2011; Piso et al. 2016), and constraints on the chemistry at stake in their atmosphere (Knutson 2007; Phillips et al. 2020). However, imaging an exoplanet, and in particular an Earth analog, is extremely challenging because of the flux ratio (also referred to as the contrast) of at least 10^{-8} with its host star at angular separations shorter than 50 mas (Traub et al. 2010). Using a coronagraph on a large telescope is a compelling approach for attenuating the light of an observed star image and providing the sensitivity to collect sufficient photons from the planet at high angular resolution.

For large telescopes on the ground, angular resolution does not scale with the telescope's primary mirror diameter as Earth's atmospheric turbulence blurs the observations. Adaptive optics (AO) systems have been developed with a wavefront sensor

(WFS) and a deformable mirror (DM) to measure and compensate for the aberrations introduced by the atmosphere in real time, leading to images at nearly the theoretical resolution limit (e.g., Beuzit et al. 1997; Herriot et al. 1998; Rousset et al. 2003; Roddier 2004). The accurate calibration of AO systems relies on the computation of the interaction matrix, a numerical tool relating the response of WFS subapertures to DM actuations.

The latest generation of high-contrast imaging instruments, such as the Very Large Telescope (VLT) Spectro-Polarimetric High-contrast Exoplanet REsearch (SPHERE; Beuzit et al. 2019), Gemini Planet Imager (GPI; Macintosh et al. 2014), and the Subaru Coronagraphic Extreme Adaptive Optics (SCEAO; Jovanovic et al. 2015), include novel extreme adaptive optics (ExAO). These systems are characterized by a wavefront correction with a high temporal frequency, up to 3.5 kHz, and a DM with a large number of actuators, up to 40 across the telescope pupil diameter. While allowing for correction in a field of view up to $\sim 1'' \times 1''$, ExAO enables the production of images with Strehl ratios up to 95% in the near infrared (e.g., Sauvage et al. 2016). Such image quality translates into an increase in the amount of light gathered in the core of the point spread function (PSF) of the planet and, therefore, in the signal-to-noise ratio (S/N). In addition, the high image quality allows

for efficient starlight suppression at large separations to observe faint structures, such as protoplanetary and debris disks, around an observed bright star.

These instruments have proven to be remarkably efficient, with contrasts down to 10^{-6} at $0.3''$ angular separations, leading to several new young substellar mass companion discoveries (Macintosh et al. 2015; Perrin et al. 2015; Konopacky et al. 2016; Chauvin et al. 2017; Keppler et al. 2018; Cheetham et al. 2018), many newly imaged disks (e.g., Avenhaus et al. 2018; Ginski et al. 2016; Stolker et al. 2016; de Boer et al. 2016), and studies of other astrophysical objects at unprecedented resolutions (e.g., Kervella et al. 2015; Schmid et al. 2017). Extensive surveys such as the Gemini Planet Imager Exoplanet Survey (GPIES) with Gemini/GPI (Nielsen et al. 2019) or the SpHERE INfrared survey for Exoplanets (SHINE) with VLT/SPHERE (Vigan et al. 2021) have brought new constraints on the population of young giant planets.

Their success has also shed light on the limiting factors that prevent observations at even deeper contrasts and smaller separations. One of the main limitations for coronagraphy are non-common path aberrations (NCPAs), which are optical distortions on the instrument science path that are unseen by the AO system on its WFS path. As they slowly vary with time (Soummer et al. 2007), these quasi-static aberrations do not average over time and cannot simply be calibrated as a bias. Over the past few years, several strategies have been proposed to calibrate these residual errors (see, for example, the review by Jovanovic et al. 2018).

Among these methods, the Zernike wavefront sensor (ZWFS; Zernike 1934; Bloemhof & Wallace 2003; Dohlen et al. 2004; Wallace et al. 2011) is one of the leading approaches for NCPA correction in exoplanet imagers. Based on this approach, the Zernike sensor for Extremely Low-level Differential Aberration (ZELDA; N'Diaye et al. 2013) was developed, installed, and tested on VLT/SPHERE, showing promise as a calibration tool (N'Diaye et al. 2016; Vigan et al. 2019). This device allowed for diagnosing the low-wind effect, which has been crippling early SPHERE observations (Sauvage et al. 2015). It has also been explored in simulations for alternative applications, such as fine telescope segment co-phasing (Janin-Potiron et al. 2017). The ZWFS is set to be implemented on the *Nancy Grace Roman* Space Telescope (RST) a future NASA flagship mission (Shi et al. 2016) with high-contrast capabilities for exoplanet observations, as well as in future ground-based extremely large telescope (ELT) instruments (e.g., Carlotti et al. 2018).

When looking at the instrumentation requirements for the ELTs currently being built, there is a clear trend for larger numbers of actuators. For example, the M4 mirror in the European Southern Observatory (ESO) ELT¹ will have approximately 80 actuators across the pupil diameter (Vernet et al. 2012). This DM will provide an actuator pitch of ~ 50 cm and run at a maximum rate of 1 kHz, which will be sufficient to provide images with a $\sim 70\%$ Strehl ratio in the *K* band for the first light instruments (Thatte et al. 2016; Davies et al. 2016) in single-conjugated AO mode. While this will enable detection capabilities for studying warm or massive gaseous planets (Carlotti et al. 2018; Houllé et al. 2021), it will not be sufficient to provide ExAO performance for observing cold and light rocky planets (Kasper et al. 2010). For such a challenging task, an actuator pitch of ~ 20 cm and an AO loop running at 2–3 kHz is required (Kasper et al. 2011, 2013), resulting in nearly 200 actuators across the pupil diameter. Similarly, and although it is

composed of several independent primary mirrors and associated deformable secondary mirrors, the Giant *Magellan* Telescope (Johns et al. 2012) will provide a pitch of ~ 20 cm at first light with close to 120 actuators across the pupil diameter. The number of actuators also tends to increase for space applications. For example, Ruane et al. (2020) performs phase conjugation with two DMs from Boston Micromachines, yielding 50 actuators across the diameter of the active area for each device. It is therefore crucial to investigate the wavefront correction possibilities that are offered with a very large number of degrees of freedom.

To handle this new range of high-order spatial frequencies, we explore the use of a second-stage AO system, including a ZWFS and a spatial light modulator (SLM) implemented downstream from the first ExAO system. To make the most of the ZWFS formalism developed by N'Diaye et al. (2013), we propose the use of a phase conjugation technique with a calibration procedure that uses probes that are performed in a two-frame acquisition sequence. We thus do not compute any standard interaction matrix: Each iteration implies solving a second-order polynomial equation per phase measurement bin.

In Sect. 2, we present the Marseille Imaging Testbed for High Contrast (MITHiC) with its 2019 upgrade and a ZELDA prototype to test the measurement and correction on a very large number of degrees of freedom. We also describe the closed-loop tests using ZELDA as a WFS. In Sect. 3, the experimental procedure is detailed with the ZELDA formalism, the Fourier filtering process, and the two-frame calibration of pupil distortion. In Sect. 4, we present the test results for static phase error correction and for an on-bench simulation of real-time SPHERE residual turbulence. Under certain assumptions, we show that it is possible to measure and compensate for aberrations down to a few nanometers in standard deviation in the optical path difference (OPD) with various input phase errors.

2. The MITHiC test bed

MITHiC was initiated in 2010 to develop and test technologies for exoplanet high-contrast imaging (N'Diaye et al. 2012a, 2014). It was used as a test bed for wavefront sensing techniques such as ZELDA (N'Diaye et al. 2013) or COronagraphic Focal-plane wave-Front Estimation for Exoplanet detection (COFFEE; Paul et al. 2013), coronagraphic concepts such as the apodized pupil Roddier & Roddier or the dual-zone phase mask coronagraphs (Soummer et al. 2003a,b; N'Diaye et al. 2010, 2012a), and dark hole algorithms (Herscovici-Schiller 2018; Leboulleux 2018), as well as other science, such as detector characterization (Gach et al. 2019). Figure 1 presents the current optical setup of the bench. It is divided into three major parts, which are briefly described here and in much greater detail in Appendix A.

The telescope part goes from the light source to a dedicated phase screen and simulates a telescope observing an unresolved star. The light source is a fiber-coupled superluminescent diode, which has a central wavelength $\lambda = 670.7$ nm and a spectral bandwidth of 10 nm. The source is linearly polarized to match the SLM requirements precisely. A phase screen manufactured by SILIOS Technologies is then used to introduce various types of aberration patterns that are typically encountered in large optical telescopes. It includes both static patterns and two continuous rings of simulated residual turbulence for VLT/SPHERE and the ELT High Angular Resolution – Monolithic – Optical and Near-infrared – Integral field spectrograph (HARMONI; Vigan et al. 2016b).

¹ <https://www.eso.org/sci/facilities/eelt/>

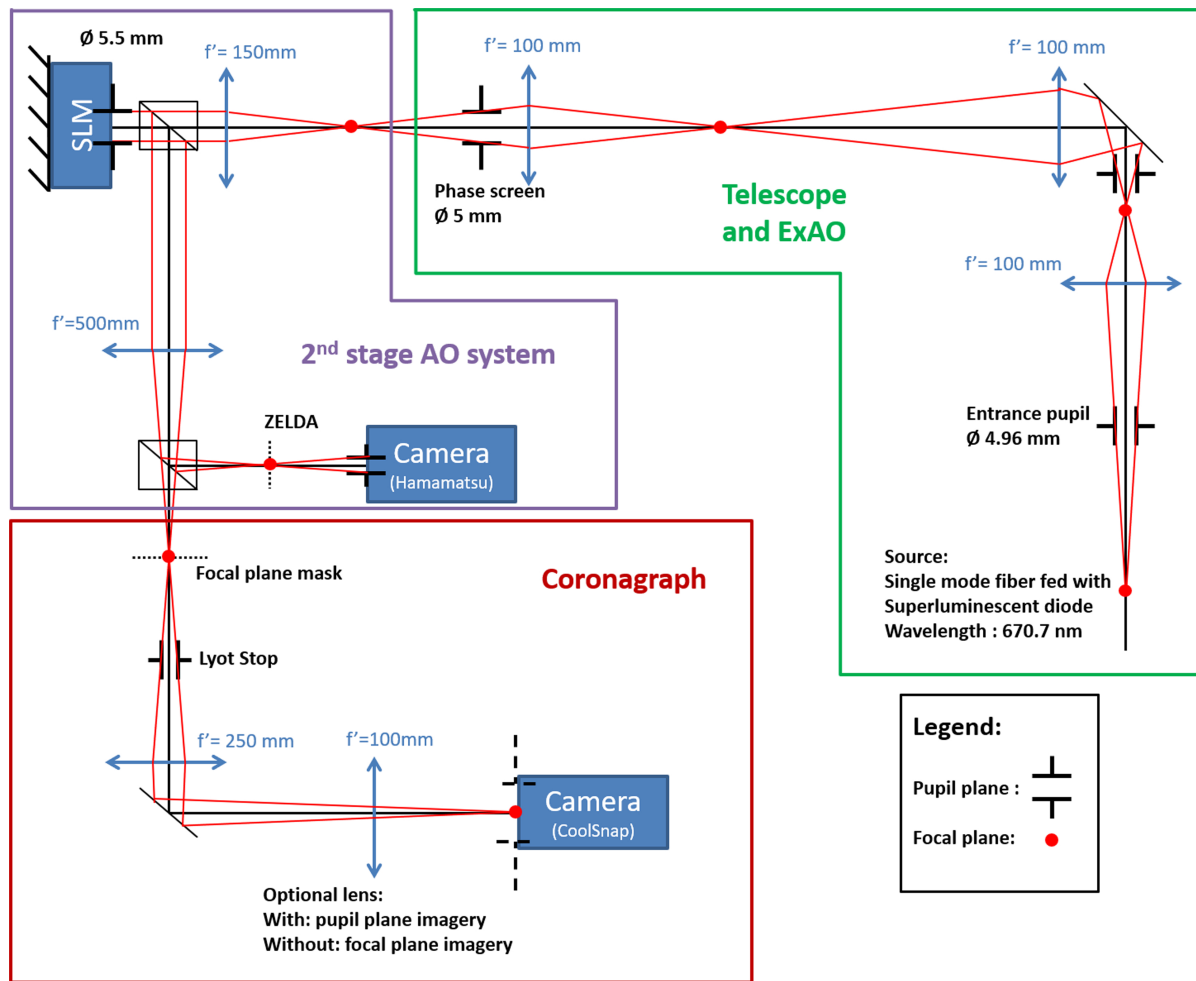


Fig. 1. Schematic view of the MITHiC test bed. Focal planes are marked with red dots, and pupil planes are marked with black apertures with the corresponding pupil diameters. Beam splitter cubes are drawn in black. The telescope, WFS, and coronagraph parts are detailed in Appendices A.1–A.3, respectively. In addition, a control computer (not represented) is used to control the bench; some details are provided in Appendix A.4.

The following part is the second-stage AO system that is based on an SLM for the phase correction and a ZELDA WFS. The pupil of the system is reimaged on an SLM that mimics a DM to apply phase corrections. Our implementation allows for a particularly large number of subapertures on the WFS and a very high density of correction elements on the SLM, with, respectively, 418 measurement points and 274 pixels across the pupil diameter, D . As a downside, using an SLM as a wavefront corrector imposes the use of linearly polarized monochromatic light. The ZELDA WFS is implemented using a phase mask with a depth of 350 nm, corresponding to nearly $\lambda/4$ in optical depth at 670.7 nm, and a diameter of 64 μm , corresponding to a relative size of $1\lambda/D$ (N'Diaye et al. 2013). It is mounted on a three-axis mount that enables its positioning with 1 μm accuracy. The pupil is then reimaged with a diameter of 418 pixels on the detector of ZELDA, which provides more than 130 000 single-resolution elements for wavefront sensing. The acquisition procedure and the associated formalism for wavefront measurements are detailed in Sect. 3. The WFS can be operated for single wavefront measurements, but it is best used in a closed loop with the SLM, as presented in the following sections. Without any correction from the SLM, the total amount of aberrations is approximately equal to 35.5 nm root mean square

(RMS) on the wavefront and is mainly due to the spherical aberration from cumulative wavefront errors from the lenses. Using the phase error compensation described in Sect. 3, the level of residual phase aberrations can ultimately be reduced down to ~ 2 nm RMS, which is close to the theoretical quantization limit of the SLM at 0.76 nm RMS (see details in Appendix A).

Finally, the last part of the bench corresponds to the coronagraph and associated science imaging channel. The test bed currently implements a classical Lyot coronagraph (CLC) based on an opaque focal plane mask (FPM) and an associated Lyot stop. In the final focal plane, the science imaging camera provides a fast readout with low noise to obtain high-contrast images. The camera can be used to image the coronagraphic signal either in the focal plane or in the pupil plane with an optional lens.

3. Principle of wavefront correction in a closed loop

We used the bench to perform closed-loop corrections of various types of phase errors. The phase measurements were performed with ZELDA, whose principle is recalled in Sect. 3.1. As this sensor naturally provides phase error maps, we worked with an interaction-matrix-free correction by applying the opposite measured phase map to the SLM. The algorithm is described

in Sect. 3.2. To overcome distortion in pupil conjugation, which is automatically dealt with in a classical system relying on an interaction matrix, we performed an additional calibration step, detailed in Sect. 3.3. We finally performed an additional low-pass spatial filtering to avoid aliasing propagation and calibration errors (see Sect. 3.4).

3.1. Phase computation with ZELDA

ZELDA uses a focal plane phase mask on the point source image to produce interferences between the light going through and surrounding the mask in a downstream pupil plane. This results in pupil intensity variations, I_c , that are related to the phase aberrations, φ , upstream from the phase mask. In the regime of small aberrations ($\varphi \ll 1$ rad) and assuming a second-order Taylor expansion for φ , the intensity–phase relation from N’Diaye et al. (2013) yields

$$I_c = P^2 + 2b^2(1 - \cos \theta) + 2Pb \left[\varphi \sin \theta - (1 - \varphi^2/2)(1 - \cos \theta) \right], \quad (1)$$

where θ is the phase shift introduced by the mask, P denotes the amplitude profile in the entrance pupil (a top-hat function in our case), and b represents the real amplitude profile, which only depends on the size of the ZELDA mask and can be calculated once and for all. Retrieving the phase map is obtained by solving a second-degree polynomial equation for each pixel in the detector pupil plane. The OPD map is simply derived by inverting the relation $\varphi = 2\pi\text{OPD}/\lambda$. This formalism is cost-efficient in terms of computation.

3.2. Aberration compensation on MITHiC

On MITHiC, the pupil is sampled with 145 000 subapertures in the pupil on the WFS camera and more than 60 000 DM-like actuators on the SLM. With such large numbers of degrees of freedom, we implemented the direct correction of the aberrations without the requirement for a full-fledged interaction matrix; it would be extremely time-consuming to compute on MITHiC, which is not optimized for high-speed operations.

The first step is to acquire an initial OPD map, which requires two acquisitions on the WFS camera: one with the ZELDA mask and one without it for flux normalization, as described in N’Diaye et al. (2013). Both images are dark-corrected and re-centered. The OPD map is then computed using Eq. (1). In practice, we use the pyZELDA² package for the phase reconstruction (Vigan & N’Diaye 2018). With 418 pixels across the pupil diameter, the wavefront measurement with ZELDA allows us to retrieve extremely fine phase information with spatial frequencies up to 209 cycles per pupil (c/p).

Since the pupil is sampled with 1.5 times more pixels by the ZELDA camera than the SLM, we first tried to directly apply the negative of a resampled phase map onto the SLM to compensate for the measured aberrations. However, as we will see in Sect. 4, this leads to a poor wavefront correction in a closed loop due to the geometrical distortion of the pupil. We therefore perform an additional calibration, as well as a spatial filtering of the computed OPD. Once these calibrations are applied, the processed OPD map is downscaled using spline interpolation to get a pupil diameter of 274 pixels to match the pupil size on the SLM, converted into phase, and displayed on the SLM.

For phase errors larger than 40 nm RMS, the ZELDA wavefront reconstruction is outside the sensor linearity range and the error is underestimated (N’Diaye et al. 2016). Therefore, a single correction step will, in general, not be sufficient to fully compensate for the phase errors of the bench. Repeating the previous procedure in a closed-loop fashion allows for convergence in a small number of iterations.

3.3. Compensation for the geometrical distortions

In the absence of a classical interaction matrix, we calibrated the system to compensate for geometric pupil distortion between the WFS camera and the SLM. The calibration step was performed by introducing a grid of $N \times N$ Gaussian phase spots on the SLM, for which we know the exact theoretical position. The input coordinates, x_i, y_i , of each spot, i , can be represented by a column vector, V_i . In the OPD map measured with ZELDA, we then retrieve the output position vector of the spots, V'_i . If we consider an affine distortion, there exists a 2×2 matrix, M , and a 2×1 column vector, C , such that, for all spots i , the V_i coordinates satisfy:

$$V_i = M V'_i + C. \quad (2)$$

We fit this transformation using a least-square algorithm to determine the M and C coefficients to solve the following optimization problem:

$$\min_{M,C} \sum_{i=1}^N (V_i - M V'_i + C)^2. \quad (3)$$

Finally, using the estimated \hat{M} and \hat{C} from the fit, we applied the inverse transform to each spot of our OPD maps to derive V''_i :

$$V''_i = \hat{M}^{-1} (V_i - \hat{C}). \quad (4)$$

Figure 2 illustrates this process with a 7×7 grid. This square grid does not probe all of the surface of the pupil disk but only an inscribed square centered in the pupil. Nevertheless, the 49 introduced dots already ensure the convergence of the determination of the six parameters of M and C . A more complete sampling would have to be tested even if it might not yield increased precision. The computing cost of this calibration sums up to: two frame acquisitions, 7×7 Gaussian fits on 32×32 pixel subarrays, and a linear regression to fit a six-parameter function on 49 points, which is performed within a few tens of seconds. Despite the fact that the bench is not stabilized in temperature or humidity, we found that performing the calibration once per day is sufficient for our usage. Figure 2 (left) shows a clear difference between the introduced calibration spots (arrow ends) and the measured calibration spots (arrow tips). The error shows not only a shift to the left, which can be seen as a misalignment, but also an additional, more complex distortion pattern. When removing the pure shift component, as in Fig. 2 (center), the maximum distance between the introduced and measured spot positions is 6.96 pixels on the ZELDA camera, with an average of 4.27 pixels. In terms of pupil percentage, this average displacement writes as $0.01D$, which is a sub-actuator displacement for a VLT/SPHERE-like DM. The affine approximation to compensate for this error provides accurate results as the position of the spots after correction closely matches the expected position. The maximum distance between the introduced and corrected spots is shorter than 0.6 pixels, which corresponds to less than $0.002D$. The final displacements are presented in Fig. 2 (right). The average distance between an introduced point and a corrected point

² <https://github.com/avigan/pyZELDA>

R. Pourcelot et al.: Calibration of residual aberrations in exoplanet imagers with large numbers of degrees of freedom

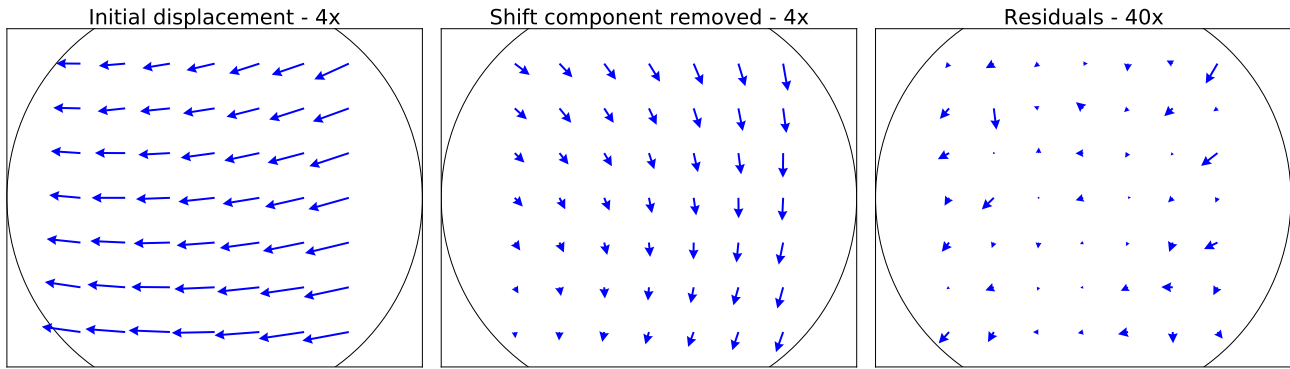


Fig. 2. Geometrical distortion of the pupil between the SLM and the ZELDA WFS. *Left plot:* full pixel displacement between the introduced Gaussian spots and their measured positions, with a scale multiplied by four. *Center plot:* displacement after subtracting the C component, again with a scale multiplied by four. *Right plot:* final residual displacement after correction of the measured positions, this time with a scale multiplied by 40. The black circles represent the pupil footprint.

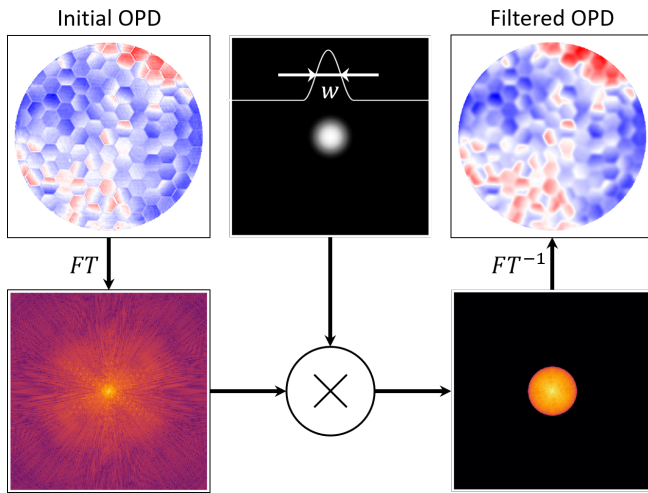


Fig. 3. Detailed steps of Fourier filtering. A Fourier transform (FT) is first applied to the initial OPD. The array in Fourier space is multiplied by the Hann window of total width $2w\lambda/D$. Finally, an inverse FT, denoted FT^{-1} , is applied to retrieve the filtered OPD.

is 0.15 pixels, which shows an efficient correction. Different grid sizes were tested, but N larger than 7 do not provide any quantitative improvements of the distortion correction; as such, we use this value from here on out. This calibration method can be easily implemented on any instrument already hosting a Zernike WFS, such as VLT/SPHERE (Beuzit et al. 2019) and the RST Coronagraphic Instrument (CGI; Kasdin et al. 2020), or on test beds, such as the High Contrast Imaging Testbed (HCIT; Ruane et al. 2020). This calibration is, in fact, applicable to any wavefront sensor that provides measurements in the pupil plane, such as the pyramid WFS (Ragazzoni 1996), or more generally with most of the class of Fourier-based WFSs (Fauvarque et al. 2016).

3.4. Low-pass filtering

Aliasing effects will appear when a wavefront measurement at very high spatial frequency is applied on a much lower-order DM (or equivalent). This was previously highlighted for NCPA correction with ZELDA in VLT/SPHERE, where the OPD maps had to be either low-pass filtered in the Fourier space (N'Diaye et al.

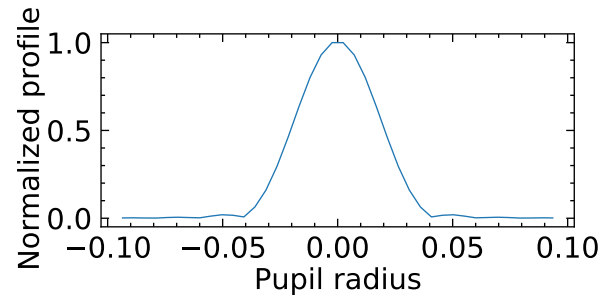


Fig. 4. Illustration of the radial profile of an influence function corresponding to a Hann filter with $w = 52 c/p$, the equivalent of a DM with 104 actuators across.

2016) or alternatively projected onto the controllable modes of the ExAO system (Vigan et al. 2019) before being applied on the DM. In the present case, we implemented an optional low-pass filtering procedure by multiplying the Fourier transform of the OPD map by a Hann window of a specific width, as illustrated in Fig. 3. We adapted the window width, w , to match the desired cutoff frequency. As a definition of the filter value, we set w to be the spatial frequency value at which the Hann window reaches zero. Therefore, a low-pass filter at $w c/p$ yields a Hann window diameter of $2w\lambda/D$.

Using this method of filtering is analogous to choosing the number of actuators and the influence function of the equivalent DM. With a filter cutoff frequency at $w c/p$, we modeled a DM with $2w$ actuators. With a Hann window, the full width at half maximum of the corresponding actuators' influence function is $D/2w$. Figure 4 highlights the radial profile of the corresponding influence function, computed by a Fourier transform of the filtering window. The influence function is Gaussian-like and is therefore a good approximation of the influence function of classical DMs based on either piezo-stack actuators or micro-electro-mechanical systems (MEMS). We could have chosen different filter functions for more realistic simulations of specific DM architectures.

4. Results

In this section we present our results in different configurations. We demonstrate first a static configuration that corresponds to

the compensation for various static phase maps, and second, a dynamic configuration where we introduce residual atmospheric aberrations representative of the on-sky performance of the SPHERE ExAO (SAXO) system. In this configuration we tried to correct for the ExAO residual aberrations in pseudo-real time by using the tools developed in the static case. Finally, we looked at the improvement in MITHiC coronagraphic images following a fine residual aberration compensation.

For all the results hereafter, the tip and tilt aberrations have been removed. While ZELDA is highly sensitive to these modes, in most AO systems they are managed by a dedicated tip and tilt sensor and/or a dedicated mirror that runs at a very high frequency. Furthermore, MITHiC is affected by a small amount of thermal turbulence inside its enclosure, which induces tip and tilt variations of typically 2–3 nm RMS in the 5–10 Hz frequency range. These variations appear at a higher frequency than our correction loop (currently ~ 1 Hz), so we do not address them directly in the present work.

4.1. Static aberrations

We addressed the correction of the quasi-static aberrations on MITHiC, which are illustrated in Fig. 5 (top left). The standard deviation in the OPD inside the pupil, σ_{OPD} , is typically 35 nm RMS at the beginning of the correction step. With the application of the closed-loop correction procedure, including the geometrical distortion correction and for various values of w , we obtained the results shown in Fig. 5. The top plot shows the OPD maps from ZELDA at three representative iterations of the procedure with $w = 115$ c/p. The bottom plot displays the evolution of σ_{OPD} at different iterations.

The general behavior is identical for most values of w , with a steady decrease in σ_{OPD} during the first two or three iterations followed by a stabilization during the following iterations. This is due to the limited linearity range of ZELDA, which is reduced compared to other classical WFSs, such as the Shack-Hartmann WFS. As highlighted in N'Diaye et al. (2013), the linear behavior of ZELDA is typically limited to $\pm 0.03\lambda$ (± 20 nm here), and larger absolute values of phase error will always be underestimated by the second-order reconstruction. As long as there is no phase wrapping, the estimation will always favor a decrease in the wavefront error, which means that a correction in a closed loop will eventually converge. The same behavior is used for co-phasing techniques proposed in multi-wavelength approaches with the ZWFS (Vigan et al. 2011; Cheffot et al. 2020). Ultimately, the usable capture range of ZELDA in a closed loop depends on the phase shift imposed by the mask and ranges between -0.14λ and $+0.36\lambda$ for the MITHiC prototype (N'Diaye et al. 2016).

For w between 75 and 137 c/p, σ_{OPD} stabilizes around ~ 1.9 nm RMS, which is above the theoretical limit of 0.76 nm RMS. Most of the residual aberrations can be attributed to low-order aberrations from the internal turbulence on MITHiC, vibrations of the bench, and dust particles on optical surfaces that create small errors in the ZELDA reconstruction. For $w = 20$ c/p, the convergence is slower than for higher filtering values and it does not quite reach this low value of 1.9 nm RMS, which indicates that there is a non-negligible amount of aberrations with spatial frequencies between 20 and 75 c/p. The $w = 5$ c/p case is even more extreme, with an even slower decrease in σ_{OPD} and a convergence toward a larger value of ~ 14 nm RMS after 15 iterations.

The $w = 200$ c/p and the no-filter curves show the same steady decrease during the first iterations, showing that the fil-

ter can be optional for up to five iterations, for example to record a flat position to perform other science later. However, the loop is no longer stable and diverges after about seven iterations when no filter is applied and after 15–20 iterations for $w = 200$ c/p. We note that, even though the $w = 200$ c/p filter maintains all the spatial frequencies measured by ZELDA, the attenuation of the highest frequencies by the apodization of the filtering window allows for a significant stabilization of the loop. We attribute this effect to a misestimation or mis-correction of the highest spatial frequencies – which originate from pupil edge effects aliasing since the correction maximum frequency is at 137 c/p – as well as higher-order distortion residuals since we only calibrate for linear transformations.

To emphasize the need for the pupil distortion calibration detailed in Sect. 3.3, we present the convergence results without the distortion correction in Fig. 6. In these tests, the measured OPD map is simply filtered, scaled down, and applied to the SLM. For the two smallest w (5 and 20 c/p), the results are strictly identical to the previous test. For larger w , however, the behavior is very different: After reaching a minimum around 5 nm RMS, the standard deviation quickly diverges and converges to values larger than 20 nm RMS after ten iterations.

The divergence is caused by the apparition of high-spatial-frequency wrinkles that slowly degrade the wavefront quality. The issue remains insignificant for $w = 20$ c/p, corresponding to a VLT/SPHERE-like case, but becomes critical for w larger than 75 c/p. If the computation of an interaction matrix can be performed to get rid of these ripples, new adaptive ELTs might struggle to construct them due to the absence of an appropriate calibration source (Heritier et al. 2018). Our calibration therefore shows another way of sensing the distortion modes and improving the correction with on-sky measurements with a simple implementation as long as the phase errors are not too large. In systems with large phase errors, such as a system without a first step of AO correction, further strategies would have to be explored. For example, to measure the distortion, the position of the introduced Gaussian spots could be estimated through the turbulence by averaging turbulence with long exposures. Further studies would have to be performed to assess the precision of such measurements.

Based on the successful implementation of our wavefront correction procedure, we highlight one emblematic case of quasi-static aberrations where a very large number of degrees of freedom for wavefront correction would be particularly interesting for future applications: the compensation for residual co-phasing errors for telescopes with segmented primary mirrors. To test ZELDA in this practical case, we selected a pattern that combines typical NCPAs and a segmented pupil with random tip, tilt, and piston on individual segments on the MITHiC SILIOS phase screen. The results of the correction procedure with $w = 115$ c/p are illustrated in Fig. 7. The 3 nm RMS residual wavefront error after a few iterations shows the ability of ZELDA to measure fine differential piston errors. The high 115 c/p cutoff value for w ensures a good correction for the segment discontinuities.

The use of ZELDA for fine segment co-phasing was proposed by Janin-Potiron et al. (2017); in their approach, they measure the residual piston, tip, and tilt of individual segments and then apply the correction directly on the segments using their control actuators. In our case, as we benefit from a large number of subapertures and actuators, we go one step further and correct not only for the piston, tip, and tilt, but also for higher-order phase errors such as low-order aberrations on individual segments. On a pupil with 30 segments across the diameter, such

R. Pourcelot et al.: Calibration of residual aberrations in exoplanet imagers with large numbers of degrees of freedom

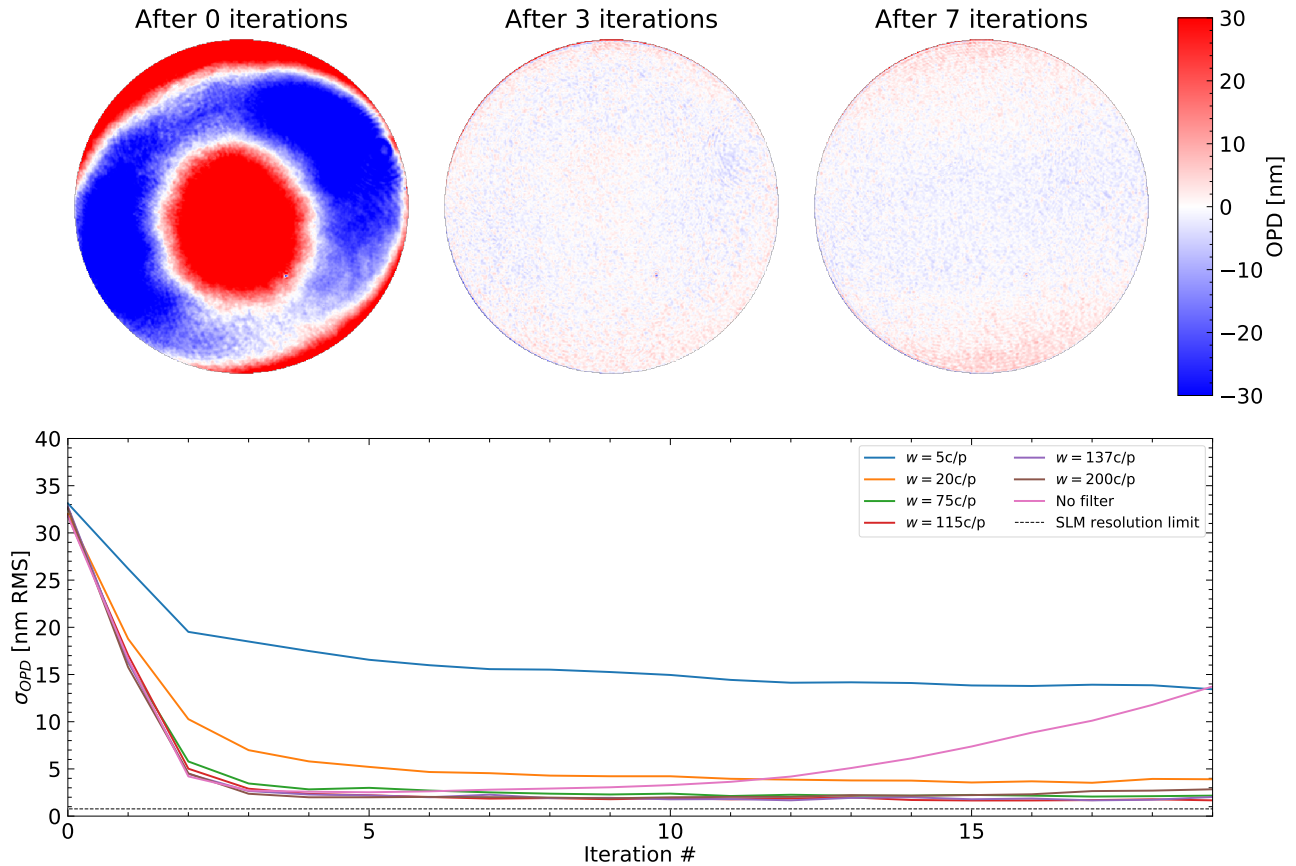


Fig. 5. Bench residual aberration compensation in a closed loop with the pupil distortion correction and a filter of 115 c/p. *Top row:* wavefront measurements obtained with ZELDA at iterations 0 (initial aberration), 3, and 7. *Bottom plot:* OPD standard deviation in the pupil as a function of iteration number and for various values of filtering. A filter value of 20 c/p (orange) simulates a VLT/SPHERE-like DM cutoff filter. For each measurement, the global tip and tilt are subtracted.

as the ELT, 120 actuators across the pupil diameter will yield roughly 4×4 actuators per segment, which would allow for sub-segment aberration correction. The curve in Fig. 7 that is the closest to this case is the orange curve, simulating a case with 40 actuators for 11 segments. This sort of possibility could prove extremely valuable for exoplanet imagers on future ELTs.

4.2. Temporal error analysis with residual ExAO aberrations

When using ZELDA, it is also worth considering the compensation for turbulence residuals in real time, for example downstream an ExAO system that provides first-stage correction. Similarly to the co-phasing case, this approach could potentially provide a second-stage WFS to increase the ExAO correction level in extremely demanding cases.

The phase screen installed on MITHiC provides an external ring of engraved turbulence that simulates residuals from the VLT/SAXO system (Fusco et al. 2006) in median seeing conditions at the Paranal Observatory. This ring can be rotated at a controlled speed to emulate the wind speed. To overcome the bench limitation in terms of temporal frequency (~ 1 Hz), we discretized the steps to simulate a VLT/SPHERE residual turbulence for an ExAO system, which, in practice, means that the screen rotates very slowly and in discrete steps that are synchronized with the ZELDA measurements. The delay associated with one-frame processing is therefore 0.67 ms.

To explore several simple, yet realistic, AO systems, we included a delay, d , expressed in numbers of frames. The turbulence starting point on the phase screen was identical for each experiment. At each time step, k , the following steps were performed: (i) acquire a phase measurement, φ_k ; (ii) compute the corresponding correction, Ψ_k , using the procedure from Sect. 3.2; (iii) move the phase screen by a step of δ , simulating the wind-induced motion of the atmosphere in a $1/1500$ s interval on an eight-meter-size telescope (a lateral shift of $a \times \delta$ is also applied, a denoting a random number in the range $[-1 : 1]$); and (iv) apply the correction, Ψ_{k-d} , on the SLM with a gain of 0.5.

Figure 8 presents σ_{OPD} for the standard deviation as seen by ZELDA in the OPD as a function of iterations for three different cases. While the starting standard deviation in the OPD is between 21 and 23.5 nm RMS for all the configurations, there is a clear reduction in the wavefront error after fewer than ten iterations. However, the mean level reached for each curve that represents a filtered OPD is different. The highest threshold at 16.9 nm RMS is reached with the two-frame delay configuration with the lowest filter at 44 c/p (in red): The controllable modes are restricted by the low-pass filter. As a result, the contribution to wavefront error coming from uncontrolled high spatial frequencies, or fitting error, is higher. By increasing the filter frequency cutoff to 55 c/p (in blue) while maintaining the two-frame delay, we reduced this fitting error and therefore improved the final correction quality to 15.6 nm RMS. We finally considered the

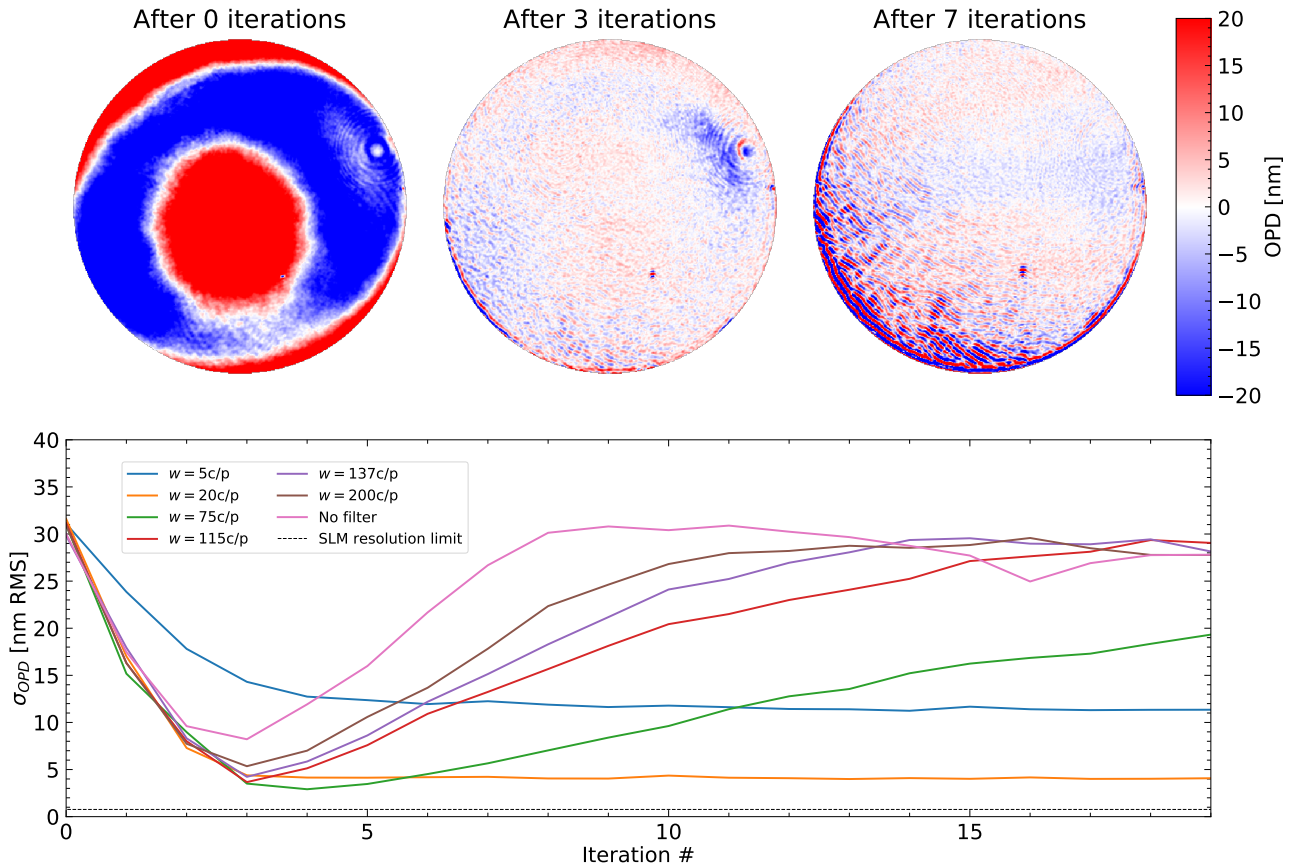


Fig. 6. Bench residual aberration compensation in a closed loop without any correction of the pupil distortion and with a filter of 115 c/p. *Top row:* wavefront measurements with ZELDA at iterations 0 (initial aberration), 3, and 7. *Bottom plot:* OPD standard deviation in the pupil as a function of iteration number and for various values of filtering. The filter value of 20 c/p (orange) simulates a VLT/SPHERE-like DM cutoff filter. For each measurement, the global tip and tilt are subtracted.

hypothetic case where the lag error could have been reduced to one frame (in green) with the filter at 44 c/p. This lag reduction provides a clear improvement in the correction quality, which reduces to 14.6 nm RMS, yielding a gain of 2.3 nm RMS, on average, with respect to its two-frame lag counterpart. The final threshold in all three configurations is noticeably higher than what was achievable in Sect. 4.1 due, in large part, to the fitting error of approximately 10 nm. Furthermore, we used a loop gain of 0.5, which will undeniably limit the ultimate performances in a dynamic case. We did not identify the exact origin of the periodic pattern shown in Fig. 8. Nevertheless, the fact it is identical for each realization when the same turbulence is used leads us to conclude that it is inherent to the phase screen rather than a result of our analysis.

Figure 9 provides an additional description of the distribution of aberrations with spatial frequency in these three different cases after 40 ms of simulated time, which is equivalent to 60 iterations. The plateaus reached in Fig. 8 show that other iteration values would yield the same power density spectrum (PSD) behavior. The gain with respect to the initial phase step (in blue) is clear for the three PSD curves in the low- and mid-spatial frequencies, between 0 and 20 c/p. Between 10 and 40 c/p are the differences in terms of the OPD of Fig. 8: For the two-frame delay curves, the stronger apodization of the filter at 44 c/p translates into a higher PSD around the 20–40 c/p area. Except for the low frequencies that are crippled by the bench turbulence,

the best correction is provided by the reduced lag simulation (in green). The peak close to 20 c/p corresponds to the cutoff frequency of the VLT/SAXO system that was simulated by the rotating phase screen.

In this experiment we performed two camera acquisitions for each phase measurement: one without the ZELDA mask to obtain a clear pupil image and one with the mask. This approach is not really suitable for an on-sky system as moving a mask at this cadence would be difficult. Furthermore, it would need to work solely based on the ZELDA image to maximize efficiency. Relying on a clear pupil measurement made at the beginning for the rest of the sequence has been investigated on MITHiC; unfortunately, it causes the correction to diverge, due to Fresnel propagation effects that modify the pupil intensity distribution, and biases the phase reconstruction. Based on the work of Vigan et al. (2019), we expect this effect to not be present in VLT/SPHERE data. In Fig. C.1 of that paper, the authors show the on-sky clear pupil image that they use for their correction sequence, which shows no sign of the turbulent phase. Although it is not directly reported in their work, they confirm that the clear pupil image is highly stable over time (private communication). However, MITHiC has not been designed to minimize these amplitude effects, and the test bed is very sensitive to misalignment or to phase errors along the optical axis because we scale down the eight-meter-class telescope turbulence on the 5 mm test bed pupil.

R. Pourcelot et al.: Calibration of residual aberrations in exoplanet imagers with large numbers of degrees of freedom

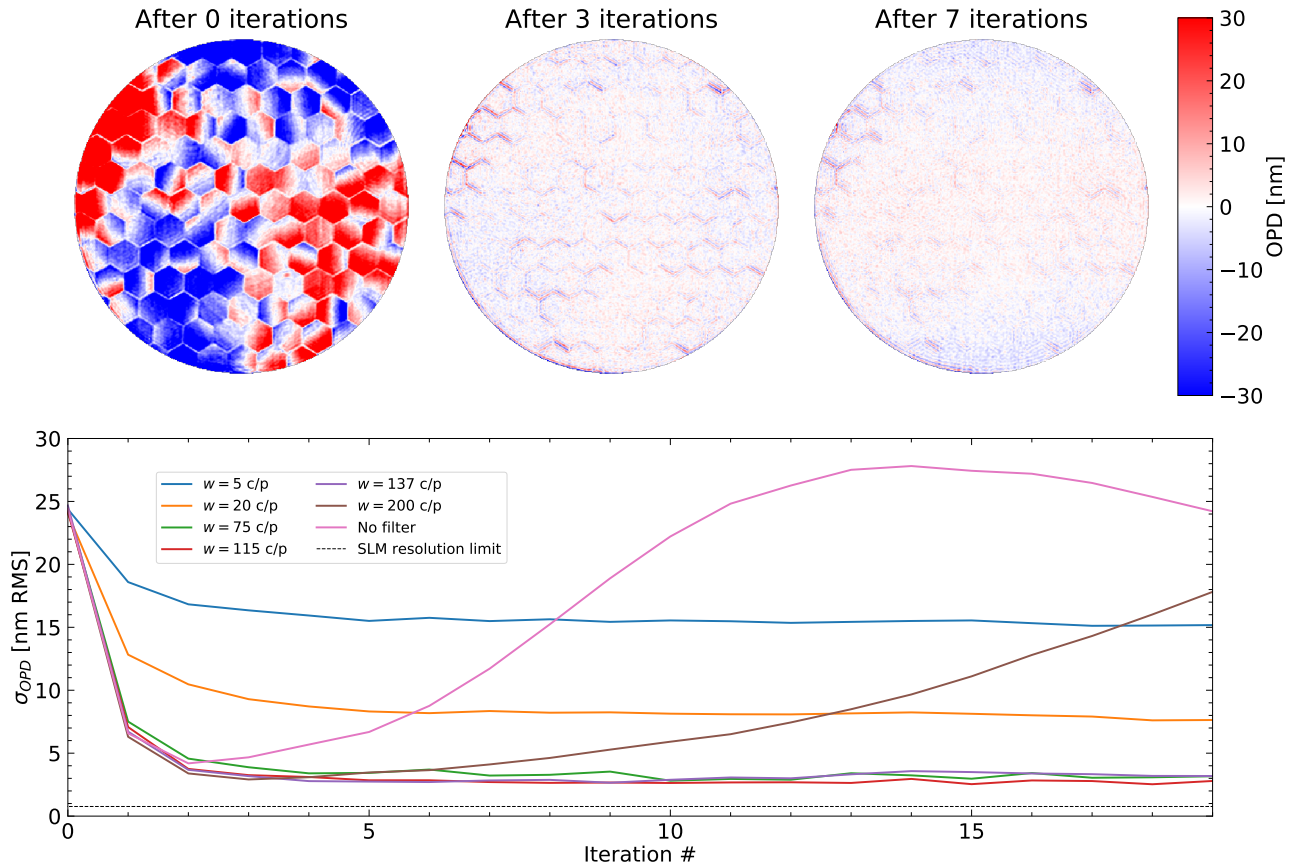


Fig. 7. Compensation in a closed loop of a pattern simulating co-phasing errors of a segmented mirror using a low-pass filter value of 115 c/p. The pattern is one of the static configurations of the MITHiC phase screen (see Appendix A.1). *Top row:* wavefront measurements obtained with ZELDA at iterations 0, 2, and 6. *Bottom plot:* OPD standard deviation in the pupil as a function of iteration number.

4.3. Impact on coronagraphic images

The contrast performance of coronagraphs is crucially dependent on the quality of the incoming wavefront at the level of the FPM. Our bench calibration procedure allows for an accurate compensation for the MITHiC aberrations down to a few nanometer RMS. With such a high level of wavefront correction, MITHiC becomes diffraction-limited and should offer a significant attenuation of the diffraction with the CLC. While the CLC provides a moderate contrast (compared with the apodized-pupil Lyot coronagraph; Soummer 2005), and a moderate inner working angle (compared with the vortex coronagraph; Mawet et al. 2005), it remains a user-friendly coronagraph for simple coronagraphic imaging in a monochromatic light system that works with a circular pupil, such as MITHiC.

We performed coronagraphic measurements in the initial configuration of MITHiC (i.e., without aberration compensation and after five iterations of the compensation procedure with $w = 125$ c/p), which means that most of the controllable spatial frequencies with the SLM are corrected. Figure 10 shows the coronagraphic images before and after the aberration compensation. Due to the use of a beam splitter to send part of the beam to ZELDA, the left part of the images is dominated by relatively bright ghosts, which are circled in blue. The two symmetric ghosts circled in white on either side of the PSF are induced by the other beam splitter located in the collimated beam that hits the SLM. Ignoring the ghosts, the residual aberration

correction results in a substantial improvement of the diffraction attenuation of the coronagraph, with a visible decrease in the amount of light scattered in speckles all over the field of view. Before calibration, the focal plane shows diffraction rings, speckles, and pinned speckles (Sivaramakrishnan et al. 2002) up to $15\lambda/D$. After calibration, the brightness of the speckles and residual diffraction appears largely attenuated, indicating an improvement in the CLC performance. Apart from the four ghost images, some irregular speckle patterns are visible at larger separations in the coronagraphic images. This indicates the presence of residual high-spatial-frequency aberrations that could originate from NCPAs between the ZELDA arm and the coronagraph arm.

The gain in contrast performance of the CLC is confirmed by the PSF and coronagraphic image profiles in Fig. 11, which show a clear distinction before and after residual aberration compensation. This is particularly visible for the coronagraphic profiles, with a mean gain of a factor of five between 3 and $15\lambda/D$. We compare the aberration-corrected coronagraphic profile to a CLC simulation that takes a residual OPD map measured with ZELDA prior to the coronagraphic measurement as input. Between 3 and $7\lambda/D$, our measurements are clearly at the theoretical limit of the CLC implemented on MITHiC. At larger separations, there is a slow departure between the theoretical and experimental profiles, which can be explained by some residual aberrations and by the readout noise floor of the camera above $\sim 12\lambda/D$.

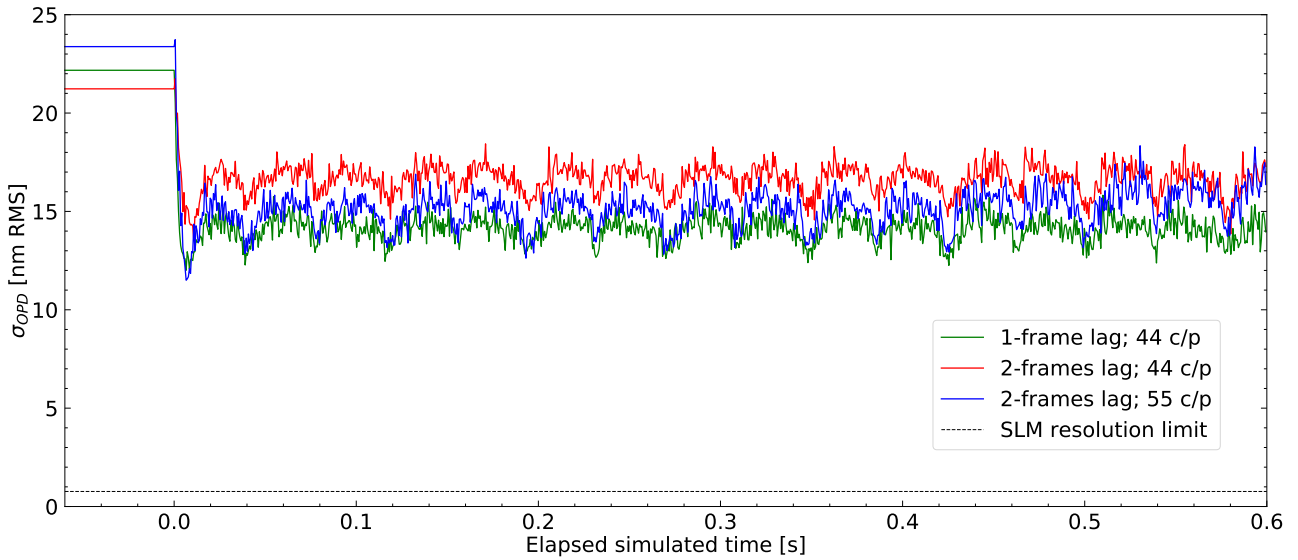


Fig. 8. Evolution of the standard deviation in the OPD as a function of iteration when correcting VLT/SPHERE residual atmospheric turbulence with a wind speed of 10 m s^{-1} and an iteration lag of 0.67 ms for 0.6 s (1000 iterations). The green curve shows the case with a filter at 44 c/p and a one-frame lag, the red curve with a filter at 44 c/p and a two-frame lag, and the blue curve with a filter at 55 c/p and a two-frame lag. The correction loop starts at time 0.

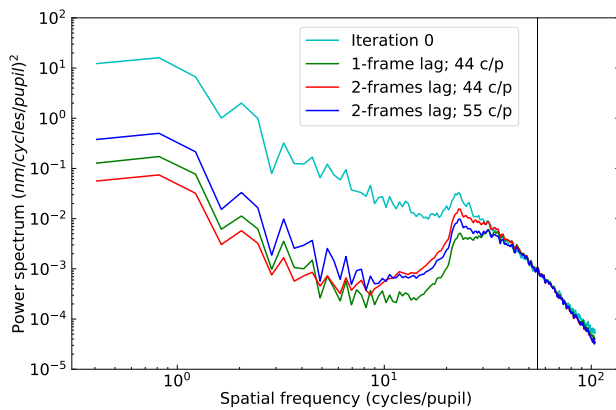


Fig. 9. PSD of the OPD maps at simulated times of 0 ms (cyan) and 40 ms for the two-frame delay with $w = 55 \text{ c/p}$ (blue) and $w = 44 \text{ c/p}$ (red) and the one-frame delay with $w = 44 \text{ c/p}$ (green). The vertical black line represents the cutoff frequency at 55 c/p .

5. Conclusion

The wavefront quality is a driving parameter in the performance of high-contrast imaging systems that use coronagraphy to attenuate telescope diffraction on an observed star image. ZELDA has already been demonstrated to be a powerful secondary WFS that can calibrate aberrations unseen by an ExAO system.

In the present work, we demonstrated the ability of ZELDA to work in a closed loop with an SLM to perform a second-stage AO correction, controlling a very large number of degrees of freedom. Thanks to the use of a high-density SLM, the MITHiC test bed offers tens of thousands of DM-like actuators for wavefront correction. While these numbers appear large by today's standards, they are in line with the expectations for high-contrast imaging of Earth-like planets with future ground-based ELTs. Rather than building a large interaction matrix, we instead implemented a direct wavefront correction based on the OPD maps

obtained with ZELDA and complemented by a simple and fast distortion calibration procedure. Our results demonstrate that this procedure is very efficient at compensating for the static phase patterns of the bench and remaining stable once a minimum has been reached. With the current procedure, the correction for the wavefront errors in a static case reaches a level of $\sim 2.6 \text{ nm RMS}$.

The pupil distortion calibration is a crucial step. While such effects are naturally taken into account in systems relying on a classical interaction matrix, this is not the case here. We instead used a two-frame calibration where Gaussian reference spots are introduced on the SLM. Based on their known input position, we were able to easily calibrate the distortions in the system and subsequently correct for them when applying the phase corrections on the SLM. Without this calibration, the wavefront errors quickly diverge in the phase compensation procedure due to the apparition of high-spatial-frequency ripples induced by the distortion.

We also demonstrate a dynamic “fast-ZELDA” mode with a more dynamic case where the sensor is used to compensate for the residuals of a VLT/SPHERE-like ExAO system. This setup acts as a second-stage correction that could possibly be used in very demanding science cases. For this demonstration, we used the MITHiC phase screen, which allows for the simulation of VLT/SPHERE-like turbulence residuals. We simulated a system running at 1.5 kHz with a delay of one or two frames in the correction of the residuals. The results show an efficient wavefront correction that is stable over a thousand iterations. While the simulated residual aberrations present a wavefront error of around $20\text{--}25 \text{ nm RMS}$, the closed-loop correction, dominated by the uncontrollable fitting errors and the bench internal turbulence, reduces this to approximately 15 nm RMS .

Our setup on MITHiC presents some shortcomings. Firstly, we work with an SLM in monochromatic light. From the WFS point of view, similar results could certainly be obtained with a reasonable broadband since ZELDA has been shown to accommodate bandwidths of 20% well (N'Diaye et al. 2013, 2016). However, the SLM is chromatic and cannot be used in

R. Pourcelot et al.: Calibration of residual aberrations in exoplanet imagers with large numbers of degrees of freedom

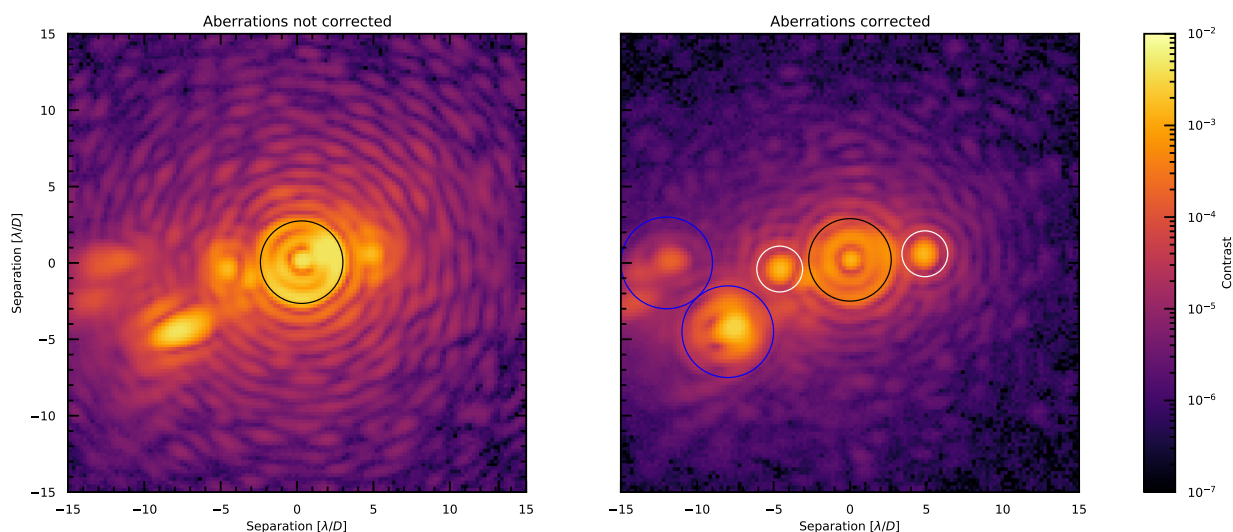


Fig. 10. Coronagraphic images obtained before (left) and after (right) compensation of the bench aberrations. The compensation is performed with a low-pass filtering value of 125 c/p. The CLC FPM has a radius of $2.7\lambda/D$, the footprint of which is circled in black. The left part of the images is contaminated by several ghosts, circled in blue, which were introduced by the beam splitter located between the SLM and the coronagraphic FPM, which is used to send part of the beam to ZELDA. The speckles circled in white are created by ghost reflections in the cubic beam splitter in front of the SLM.

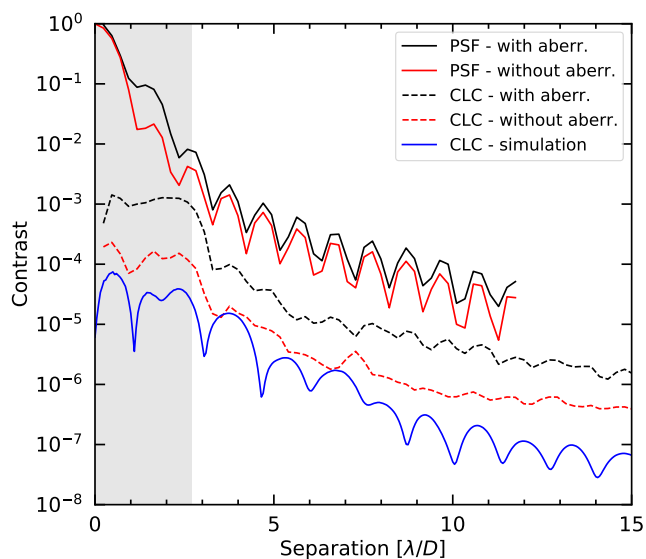


Fig. 11. PSF and coronagraphic profiles before (black) and after (red) compensation of the bench aberrations. The profiles for the PSF and coronagraphic data are obtained with the azimuthal average and standard deviation of the images, respectively. The profiles are compared to the theoretical simulated profile (blue) obtained using as input an OPD map measurement with the bench aberration compensation prior to the coronagraphic measurement. The ghosts visible in Fig. 10 are masked when computing the profiles. The grayed out part of the plot corresponds to the area masked by the FPM in the coronagraphic images.

a broadband setup. Broadband demonstration would require the implementation of a classical high-density DM. Secondly, our measurement procedure requires two camera acquisitions for one OPD measurement: with and without the ZELDA mask. This would be an issue when running a system at several kilohertz. Further studies need to be performed on the stability of

the amplitude in the pupil, as well as on whether or not taking the acquisition without the mask is mandatory. Nevertheless, we could foresee a fast synchronized tip and tilt mirror that would temporally switch the beam from one configuration to the other or a setup with a beam splitter to perform the two simultaneous measurements. Such an idea has been developed with the vector ZWFS, which splits the beam into the two circular polarizations, which face respectively a $+\pi/2$ and $-\pi/2$ Zernike phase mask. (Doelman et al. 2019).

The coronagraphic measurements with the CLC on MITHiC confirm the extreme efficiency of our residual aberration compensation. Despite its simple design, the CLC becomes an efficient solution for diffraction attenuation in monochromatic light and with an unobstructed circular pupil. Combined with ZELDA for the fine phase correction, this setup is now the baseline for the forthcoming studies with MITHiC, which are centered on laboratory investigations of fiber injection procedures for the High-Resolution Imaging and Spectroscopy of Exoplanets (HiRISE) project (Vigan et al. 2018; Otten et al. 2021). These investigations will advance wavefront control techniques for future exoplanet imagers.

Acknowledgements. AV acknowledges support from Région Provence-Alpes-Côte d'Azur, under grant agreement 2014-02976, for the ASOREX project. AV, ME, GO and ML acknowledge funding from the European Research Council (ERC) under the European Union's Horizon 2020 research and innovation programme (grant agreement No. 757561). ER and JH have benefited from the support of the A*MIDEX university foundation while following the Erasmus Mundus Europhotonics Master program of the European Union.

References

- Avenhaus, H., Quanz, S. P., Garufi, A., et al. 2018, *ApJ*, **863**, 44
 Beuzit, J. L., Demailly, L., Gendron, E., et al. 1997, *Exp. Astron.*, **7**, 285
 Beuzit, J. L., Vigan, A., Mouillet, D., et al. 2019, *A&A*, **631**, A155
 Bloemhof, E. E., & Wallace, J. K. 2003, in Proc. SPIE, eds. R. K. Tyson, & M. Lloyd-Hart, *SPIE Conf. Ser.*, **5169**, 309
 Caillat, A., Pascal, S., Tisserand, S., et al. 2014, in *Advances in Optical and Mechanical Technologies for Telescopes and Instrumentation*, SPIE Conf. Ser., 9151, 91511F

- Carlotti, A., Hénault, F., Dohlen, K., et al. 2018, in *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy VII*, SPIE Conf. Ser., 10702, 107029N
- Chauvin, G., Desidera, S., Lagrange, A. M., et al. 2017, *A&A*, 605, L9
- Cheetham, A., Bonnefoy, M., Desidera, S., et al. 2018, *A&A*, 615, A160
- Cheffot, A.-L., Vigan, A., Leveque, S., & Hugot, E. 2020, *Opt. Exp.*, 28, 12566
- Chilcote, J., Barman, T., Fitzgerald, M. P., et al. 2015, *ApJ*, 798, L3
- Crepp, J. R., Johnson, J. A., Fischer, D. A., et al. 2012, *ApJ*, 751, 97
- Davies, R., Schubert, J., Hartl, M., et al. 2016, in *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy VI*, SPIE Conf. Ser., 9908, 99081Z
- de Boer, J., Salter, G., Benisty, M., et al. 2016, *A&A*, 595, A114
- Doelman, D. S., Fagginger Auer, F., Escuti, M. J., & Snik, F. 2019, *Opt. Lett.*, 44, 17
- Dohlen, K. 2004, in EAS Publications Series, eds. C. Aime, & R. Soummer, *EAS Publ. Ser.*, 12, 33
- Fauvarque, O., Neichel, B., Fusco, T., Sauvage, J.-F., & Girault, O. 2016, *Optica*, 3, 1440
- Fusco, T., Rousset, G., Sauvage, J.-F., et al. 2006, *Opt. Exp.*, 14, 7515
- Gach, J. L., Boutolleau, D., Caillat, A., et al. 2019, ArXiv e-prints [arXiv:1910.00374]
- Galicher, R., Rameau, J., Bonnefoy, M., et al. 2014, *A&A*, 565, L4
- Ginski, C., Stolker, T., Pinilla, P., et al. 2016, *A&A*, 595, A112
- Heritier, C. T., Esposito, S., Fusco, T., et al. 2018, *MNRAS*, 481, 2829
- Herriot, G., Morris, S., Roberts, S., et al. 1998, in *Adaptive Optical System Technologies*, eds. D. Bonaccini, & R. K. Tyson, *SPIE Conf. Ser.*, 3353, 488
- Herscovici-Schiller, O. 2018, Theses, Observatoire de Paris; PSL Research University; ONERA, France
- Houllé, M., Vigan, A., Carlotti, A., Choquet, E., & Cantalloube, F. 2021, *A&A*, accepted [arXiv:2104.11251]
- Janin-Potiron, P., N'Diaye, M., Martinez, P., et al. 2017, *A&A*, 603, A23
- Johns, M., McCarthy, P., Raybould, K., et al. 2012, in *Ground-based and Airborne Telescopes IV*, SPIE Conf. Ser., 8444, 84441H
- Jovanovic, N., Martinache, F., Guyon, O., et al. 2015, *PASP*, 127, 890
- Jovanovic, N., Absil, O., Baudoz, P., et al. 2018, in *Adaptive Optics Systems VI*, eds. L. M. Close, L. Schreiber, & D. Schmidt, *SPIE Conf. Ser.*, 10703, 107031U
- Kasdin, N. J., Bailey, V. P., Mennesson, B., et al. 2020, *SPIE Conf. Ser.*, 11443, 114431U
- Kasper, M., Beuzit, J. L., Verinaud, C., et al. 2010, in *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy III*, SPIE Conf. Ser., 7735, 77352E
- Kasper, M., Gratton, R., Verinaud, C., et al. 2011, *Second International Conference on Adaptive Optics for Extremely Large Telescopes*, 12, Online at <http://ao4elt2.lesia.obspm.fr>
- Kasper, M., Verinaud, C., & Mawet, D. 2013, in *Proceedings of the Third AO4ELT Conference*, eds. S. Esposito, & L. Fini, 8
- Keppler, M., Benisty, M., Müller, A., et al. 2018, *A&A*, 617, A44
- Kervella, P., Montargès, M., Lagadec, E., et al. 2015, *A&A*, 578, A77
- Knutson, H. A. 2007, *Nature*, 448, 143
- Konopacky, Q. M., Rameau, J., Duchêne, G., et al. 2016, *ApJ*, 829, L4
- Leboulleux, L. 2018, Theses, Aix-Marseille Université, France
- Liot, B. 1932, *Z. Astrophys.*, 5, 73
- Macintosh, B., Graham, J. R., Ingraham, P., et al. 2014, *Proc. Nat. Acad. Sci.*, 111, 12661
- Macintosh, B., Graham, J. R., Barman, T., et al. 2015, *Science*, 350, 64
- Maire, A. L., Bonnefoy, M., Ginski, C., et al. 2016, *A&A*, 587, A56
- Mawet, D., Riaud, P., Absil, O., & Surdej, J. 2005, *ApJ*, 633, 1191
- N'Diaye, M., Dohlen, K., Cuevas, S., et al. 2010, *A&A*, 509, A8
- N'Diaye, M., Dohlen, K., Fusco, T., et al. 2012a, in *Lab Results of the Circular Phase Mask Concepts for High-contrast Imaging of Exoplanets*, SPIE Conf. Ser., 8450, 84500N
- N'Diaye, M., Dohlen, K., Cuevas, S., et al. 2012b, *A&A*, 538, A55
- N'Diaye, M., Dohlen, K., Fusco, T., & Paul, B. 2013, *A&A*, 555, A94
- N'Diaye, M., Dohlen, K., Caillat, A., et al. 2014, in *Adaptive Optics Systems IV*, eds. E. Marchetti, L. M. Close, & J. P. Vran, *SPIE Conf. Ser.*, 9148, 91485H
- N'Diaye, M., Vigan, A., Dohlen, K., et al. 2016, *A&A*, 592, A79
- Nielsen, E. L., De Rosa, R. J., Macintosh, B., et al. 2019, *AJ*, 158, 13
- Öberg, K. I., Murray-Clay, R., & Bergin, E. A. 2011, *ApJ*, 743, L16
- Otten, G. P. P. L., Vigan, A., Muslimov, E., et al. 2021, *A&A*, 646, A150
- Paul, B., Mugnier, L. M., Sauvage, J. F., Ferrari, M., & Dohlen, K. 2013, *Opt. Exp.*, 21, 31751
- Perrin, M. D., Duchene, G., Millar-Blanchaer, M., et al. 2015, *ApJ*, 799, 182
- Phillips, M. W., Tremblin, P., Baraffe, I., et al. 2020, *A&A*, 637, A38
- Piso, A.-M. A., Pegues, J., & Öberg, K. I. 2016, *ApJ*, 833, 203
- Ragazzoni, R. 1996, *J. Mod. Opt.*, 43, 289
- Roddiier, F. 2004, *Adaptive Optics in Astronomy*
- Roddiier, F., & Roddiier, C. 1997, *PASP*, 109, 815
- Ronzitti, E., Guillon, M., de Sars, V., & Emiliani, V. 2012, *Opt. Exp.*, 20, 17843
- Rousset, G., Lacombe, F., Puget, P., et al. 2003, in *Adaptive Optical System Technologies II*, eds. P. L. Wizinowich, & D. Bonaccini, *SPIE Conf. Ser.*, 4839, 140
- Ruane, G., Wallace, J. K., Steeves, J., et al. 2020, *J. Astron. Telesc. Instrum. Syst.*, 6, 045005
- Sauvage, J.-F., Fusco, T., Guesalaga, A., et al. 2015, *Adaptive Optics for Extremely Large Telescopes IV (AO4ELT4)*, E9
- Sauvage, J.-F., Fusco, T., Petit, C., et al. 2016, *J. Astron. Telescopes Instrum. Syst.*, 2, 025003
- Schmid, H. M., Bazzan, A., Milli, J., et al. 2017, *A&A*, 602, A53
- Shi, F., Balasubramanian, K., Hein, R., et al. 2016, *J. Astron. Telescopes Instrum. Syst.*, 2, 011021
- Sivaramakrishnan, A., Lloyd, J. P., Hodge, P. E., & Macintosh, B. A. 2002, *ApJ*, 581, L59
- Soummer, R. 2005, *ApJ*, 618, L161
- Soummer, R., Aime, C., & Falloon, P. E. 2003a, *A&A*, 397, 1161
- Soummer, R., Dohlen, K., & Aime, C. 2003b, *A&A*, 403, 369
- Soummer, R., Ferrari, A., Aime, C., & Jolissaint, L. 2007, *ApJ*, 669, 642
- Stolker, T., Dominik, C., Avenhaus, H., et al. 2016, *A&A*, 595, A113
- Strauß, J., Häfner, T., Dobler, M., Heberle, J., & Schmidt, M. 2016, *Physics Procedia*, 83, 1160, *Laser Assisted Net Shape Engineering 9 International Conference on Photonic Technologies Proceedings of the LANE 2016 September 19-22, 2016 Fürth, Germany*
- Thatte, N. A., Clarke, F., Bryson, I., et al. 2016, in *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy VI*, SPIE Conf. Ser., 9908, 99081X
- Traub, W. A., & Oppenheimer, B. R. 2010, in *Direct Imaging of Exoplanets*, ed. S. Seager, 111
- Vernet, E., Cayrel, M., Hubin, N., et al. 2012, in *Adaptive Optics Systems III*, SPIE Conf. Ser., 8447, 844761
- Vigan, A., & N'Diaye, M. 2018, *Astrophysics Source Code Library* [record ascl:1806.003]
- Vigan, A., Dohlen, K., & Mazzanti, S. 2011, *Appl. Opt.*, 50, 2708
- Vigan, A., Bonnefoy, M., Ginski, C., et al. 2016a, *A&A*, 587, A55
- Vigan, A., Postnikova, M., Caillat, A., et al. 2016b, *SPIE Conf. Ser.*, 9909, 99093F
- Vigan, A., Otten, G. P. P. L., Muslimov, E., et al. 2018, in *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy VII*, eds. C. J. Evans, L. Simard, H. Takami, et al., *SPIE Conf. Ser.*, 10702, 1070236
- Vigan, A., N'Diaye, M., Dohlen, K., et al. 2019, *A&A*, 629, A11
- Vigan, A., Fontanive, C., Meyer, M., et al. 2021, *A&A*, in press, <https://doi.org/10.1051/0004-6361/202038107>
- Wallace, J. K., Rao, S., Jensen-Clem, R. M., & Serabyn, G. 2011, *Proc. SPIE*, 8126, 81260F
- Zernike, F. 1934, *MNRAS*, 94, 377
- Zurlo, A., Vigan, A., Galicher, R., et al. 2016, *A&A*, 587, A57

Appendix A: Detailed description of MITHiC

This section provides a more in-depth description of MITHiC. Three main parts of the test bed (see Fig. 1) are described in dedicated subsections: the telescope and ExAO in Appendix A.1, the second-stage AO part in Appendix A.2, and the coronagraph part in Appendix A.3. In addition, we briefly describe the bench control in Appendix A.4.

Generally speaking, all the lenses on the bench are two-inch off-the-shelf achromatic doublets coated for visible and near-infrared applications, and one-inch high-quality beam splitters. The optics are oversized compared to the beam size, which is usually smaller than 5 mm. Using large optics with high optical quality allows us to reduce the amount of aberrations, with a beam only hitting at a small fraction of the high-quality optic, and to limit any vignetting effect of the diffracted beams.

A.1. Telescope and ExAO

The telescope part goes from the light source to a dedicated phase screen and simulates a telescope observing an unresolved star. The light source is a fiber-coupled superluminescent diode, which has a central wavelength $\lambda = 670.7$ nm and a spectral bandwidth of 10 nm. The controller of the light source is connected to an Arduino Uno board that can switch the source on or off on commands received from the MITHiC control computer. The light is linearly polarized to match the SLM requirement, using a combination of a linear polarizer and a quarter-wave plate. The light is then injected into a polarization-maintaining fiber. The output end of the fiber is mounted into a fiber-optic positioner with six degrees of freedom and serves as an unresolved point source at the entrance of the bench. The point source directly illuminates the circular, unobstructed entrance pupil. By selecting the core part of the Gaussian beam, we approximate a flat wavefront with a homogeneous illumination within the pupil. This approximation is valid given the small numerical aperture of the fiber ($NA \approx 0.12$), the large distance between the output of the fiber and the pupil (~ 15 cm), and the small pupil of diameter 4.96 mm.

A phase screen is then used to simulate various types of aberration patterns that are typically encountered in large optical telescopes. The phase screen was manufactured by SILIOS Technologies, based on specifications for MITHiC (Vigan et al. 2016b). It consists of a 100-millimeter-diameter fused silica substrate in which phase patterns are engraved using cumulative etching technology. This technology allows for building multilevel stair-like topologies directly into fused silica substrates (Caillat et al. 2014). It is based on successive masking photolithography and reactive ion etching steps (i.e., successive etching steps through resin masks). The whole phase pattern is thus engraved at the same time, resulting in a very high uniformity over the full engraved area. The MITHiC phase screen includes a dozen static patterns representing standard NCPAs, segmented pupils with piston, tip and tilt aberrations, turbulence, or low-wind effects as visible on VLT/SPHERE (Sauvage et al. 2015). In addition, the phase screen includes two continuous rings of simulated residual turbulence for VLT/SPHERE and ELT/HARMONI. The phase screen is mounted in a custom structure designed by SILIOS, which includes a stepper motor that enables a fast rotation of the phase screen to select specific phase patterns or continuous motion for the simulated residual turbulence. The phase screen is mounted on a precision motorized linear stage to move it in translation with respect to the optical axis.

A.2. Second-stage AO

The second part corresponds to the second-stage AO part, which uses an SLM for the wavefront correction and a ZELDA WFS.

The SLM from Hamamatsu acts as a DM. It is made of liquid crystal pixels that can each induce independent phase shifts and offers a fill factor of 98%. There are 274 SLM pixels across the pupil diameter, $D_{\text{SLM}} = 5.5$ mm, resulting in almost 60 000 independent resolution elements in the pupil. The SLM takes an eight-bit image as an input, allowing for 256 evenly spaced phase values for each pixel. At $\lambda = 670.7$ nm, a 2π phase shift yields a pixel value of N_{steps} of 254. The resolution, Δ_{SLM} , in terms of OPD is therefore $\Delta_{\text{SLM}} = \lambda/N_{\text{steps}} \approx 2.64$ nm. A low limit of the wavefront error RMS value achievable by such a device is given by the quantization noise: $\sqrt{\Delta_{\text{SLM}}^2/12} = 0.76$ nm RMS. The SLM is connected to a dedicated computer running Linux, on which a Python server runs and displays the eight-bit images sent by the MITHiC control computer over the local network. The SLM is used in reflection, so it is preceded by a high-quality beam splitter. While this configuration induces a loss of 75% of the flux because of the double pass, it allows us to keep the SLM perpendicular to the optical beam.

Following the SLM, a beam splitter sends half of the light toward ZELDA for wavefront sensing. The ZELDA phase mask is located in an F/90 focal plane. It was manufactured in fused silica by SILIOS with photolithography, following the process described in N'Diaye et al. (2010). Its depth is 350 nm, corresponding to nearly $\lambda/4$ in optical depth at 670.7 nm, and it has a diameter of 64 μm , corresponding to a relative size of λ/D (N'Diaye et al. 2013). The phase mask is mounted on a three-axis mount motorized with high-resolution linear actuators, which enable its positioning with 1 μm accuracy.

In the next pupil plane, a Hamamatsu ORCA-Flash4.0 V3 CMOS camera is used to reimage the pupil. In this plane, the pupil image has a diameter $D_{\text{WFS}} = 2.75$ mm, which corresponds to 418 pixels on the detector, and provides more than 130 000 single-resolution elements for wavefront sensing.

The ZELDA WFS arm provides wavefront sensing in a plane close to the coronagraphic FPM, which removes most of the NCPA in traditional benches or instruments. The only differential optical element here is a cubic beam splitter. The remaining NCPA would have to be calibrated to enhance the wavefront correction in the coronagraphic focal plane. This can be done, for example, by placing another ZELDA mask instead of the coronagraph FPM, which has not been used in this paper.

A.3. Coronagraphic imaging

The last part of the bench corresponds to the coronagraph and associated science imaging channel. The bench includes a focal plane at F/90 that is immediately followed by a pupil plane, which enables the implementation of all coronagraphs based on the combination of an FPM and a Lyot stop (Lyot 1932). Although there is no available pupil plane upstream from the FPM, the beam is collimated after the SLM, which enables the insertion of an apodizer if necessary.

The bench was originally designed to test the Roddier & Roddier phase mask coronagraph, both in its original form (Roddier & Roddier 1997) and with an apodizer (Soummer et al. 2003a; N'Diaye et al. 2012b). While these coronagraphs can in theory provide extremely deep raw contrasts, they are also very sensitive to aberrations, vibrations, centering, etc. Moreover, SLMs are notably affected by fill factor issues

(Strauß et al. 2016; Ronzitti et al. 2012), which cause some of the incoming wavefront to not “see” the liquid crystal pixels; as a result, they are not corrected. This results in a partially uncorrected PSF at the level of the FPM, which affects the final performance, in particular at very small inner working angles ($\sim\lambda/D$) where the Roddier & Roddier coronagraph is expected to be particularly interesting.

To alleviate some of the performance issues at small inner working angles, we recently implemented a CLC based on an opaque FPM and an associated Lyot stop. The diameters of the FPM and Lyot stop were numerically optimized to maximize the raw image contrast for separations ranging between 5 and $10\lambda/D$ over a grid of sizes for both components, leading us to diameters of $5.38\lambda/D$ for the FPM and $0.77D$ for the Lyot stop. This setup will, in theory, allow us to reach a mean contrast of 2×10^{-6} in the $5\text{--}10\lambda/D$ range with 10 nm RMS of static aberrations. The FPM was manufactured by OPTIMASK using a chromium deposit on a BK7 substrate, providing an optical density of more than four at our working wavelength. The Lyot stop was manufactured by STEEC using laser cutting in a 100 μm stainless steel plate. Similarly to the ZELDA phase mask, the coronagraphic FPM is mounted on a controllable three-axis stage. The Lyot stop is simply mounted on a three-axis stage that is manually movable with micrometric screws.

The science imaging camera is a Coolsnap HQ2 CCD camera from Teledyne Photometric that provides a fast readout with low noise. The camera can be used to image the coronagraphic signal either in the focal plane or in the pupil plane with an optional lens.

A.4. Control computer

All the active elements on the bench are controlled by a single computer. We have developed dedicated control software written entirely in Python, which is interfaced with all controllable elements: the light source controller, the phase screen translation and rotation stages, the three-axis stages for the ZELDA and coronagraphic FPMs, and the ZELDA and science cameras.

On the bench, we also have USB-controlled humidity and temperature sensors from Thorlabs, as well as an Arduino Nano 33 BLE board with an embedded accelerometer working at 800 Hz to monitor vibrations.

The controller of the source is connected to an Arduino board running custom software that is controlled with serial-over-USB using `pySerial`³. The control only offers an on–off switch of the source, so the power of the source is set to a constant level that satisfies the various uses of the bench.

All the precision linear stages from Physik Instrumente (PI) are controlled using the official `PIPython`⁴ module, which wraps the PI general command set (GCS) and provides methods to connect to the devices. The stepper for the rotation of the phase screen is controlled with `pySerial` and is based on the official serial commands from the manufacturer of the motor. The Thorlabs elements are controlled using custom python modules that directly interface with the drivers using the Python built-in `ctypes`⁵ module.

The cameras are controlled with a custom wrapper that supports different types of cameras. The Hamamatsu camera for ZELDA is supported using a custom module that interfaces with the official driver from Hamamatsu named `DCAM`, again using `ctypes`. For the science camera, we use the official `PVCAM`⁶ module from Teledyne Photometric.

Finally, the SLM is controlled through a client and server system, with the client running on the MITHiC control computer and the server running on the dedicated SLM computer. The client directly sends eight-bit encoded images to be displayed on the SLM, and the server displays these images on a full-screen window using the Qt graphical user interface toolkit⁷ and its official Python implementation, `PySide2`⁸.

The advantage of the full Python implementation of the test bed control is the ability to easily script repetitive or long procedures, such as ZELDA and coronagraph FPM centering, coronagraphic data acquisition sequences, calibrations, etc. Covered by an enclosure, the bench is also fully operable remotely over the network using remote desktop functionalities, which limits sources of vibration and temperature variations, air movements, and dust accumulation in the MITHiC room.

³ <https://pythonhosted.org/pyserial/>

⁴ <https://github.com/git-anonymous/PIPython>

⁵ <https://docs.python.org/3/library/ctypes.html>

⁶ <https://github.com/Photometrics/PyVCAM>

⁷ <https://www.qt.io/>

⁸ https://wiki.qt.io/Qt_for_Python

3.3 Conclusion

Malgré les performances inédites de la dernière génération d'instruments haut-contraste, les limites actuelles en coronographie restent directement liées aux aberrations optiques résiduelles. Un meilleur contrôle, qui dépend d'une meilleure mesure effectuée au plus près du FPM est une solution présentant beaucoup d'atouts. Effectuer cette mesure avec un ZWFS présente l'avantage d'utiliser les photons de manière quasiment optimale en plus de pouvoir mesurer les aberrations liées à l'éventuelle segmentation du miroir primaire, souvent invisible des ASO utilisés en OA.

Dans ce travail, nous avons ainsi démontré la correction d'aberrations statiques jusqu'à quelques nm RMS, à un niveau proche de la limite de quantification du SLM, en utilisant une boucle fermée par conjugaison de phase, ainsi que l'amélioration des images coronographiques grâce à ces corrections. À cause de légers défauts dans l'image de la pupille, tels que des rotations ou des distorsions, une calibration était nécessaire pour pouvoir utiliser la résolution complète du SLM. Plutôt que d'utiliser une matrice d'interaction, qui aurait été compliquée à manipuler en raison du nombre d'actionneurs et de points de mesure du front d'onde, nous avons mis au point une méthode de calibration de la rotation et des distorsions de la pupille, basée sur la mesure différentielle d'une grille de sondes gaussiennes introduite avec le SLM. En utilisant la conjugaison de phase calibrée de cette même manière, nous avons également montré une amélioration de la correction de résidus de l'OA de SPHERE en simulant une boucle de correction en temps réel sur un télescope du VLT sous 10 m/s de vent.

3.4 Perspectives

Ce travail très exploratoire pourrait être poursuivi dans plusieurs directions. Tout d'abord, à propos des performances de la correction par conjugaison de phase : comment cette technique se compare-t-elle à la méthode canonique de calibration avec une matrice d'interaction? Si la conjugaison de phase a l'avantage de fournir simplement des cartes d'OPD en nm, la matrice d'interaction est néanmoins réputée pour sa stabilité. De plus, avec ce grand nombre de degrés de liberté, une étude plus poussée de complexité algorithmique pour le calcul des commandes pourrait être envisagée.

Concernant les limites de la correction statique, les origines de perturbations venaient essentiellement des poussières présentes dans le système et des bords de la pupille. En effet, les conjugaisons optiques, optimisées pour la qualité d'image en plan focal, ne compensent pas l'astigmatisme présent dans les images des pupilles. Revoir cette approche de conjugaison de phase avec un système corrigé de ces défauts pourrait permettre de pousser la technique au plus proche des limites du matériel.

Il pourrait être également intéressant d'effectuer la correction des résidus de turbulence en continu, afin de s'affranchir de la discrétisation du phénomène. Ces tests se révèlent d'autant plus intéressants que le ZWFS est maintenant installé dans plusieurs télescopes, en particulier avec l'instrument Keck Planet Imager and Characterizer (KPIC), et envisagé pour les prochaines générations d'instruments (e.g., Carlotti et al., 2018).

Cette approche utilisant un deuxième étage d'OA, avec un ASO et un DM supplémentaire est actuellement à l'étude pour la mise à niveau de SPHERE (Boccaletti et al., 2020). Si dans ce cas le but est surtout d'améliorer la correction des aberrations de bas ordre afin d'améliorer le contraste à faible séparation, l'intérêt scientifique de corriger les très hauts

ordres reste présent. De plus, avec une qualité de correction suffisante, envisager l'utilisation d'un ZWFS comme ASO pour un étage supplémentaire est de plus en plus crédible.

Plusieurs résultats ont fait état de l'excellente sensibilité du ZWFS aux erreurs de co-phasage fin d'un miroir primaire segmenté, en simulation (Janin-Potiron et al., 2017) ou récemment sur le ciel (van Kooten et al., 2022). Dans ces cas, l'approche consiste à utiliser un modèle particulier entre le ZWFS et le miroir primaire, et de corriger les aberrations introduites avec les actionneurs du miroir primaire. La solution que nous proposons ici possède l'avantage de la simplicité : les aberrations de segmentation sont corrigées par le DM du second étage d'OA. Les résidus de front d'onde sont maintenus sous les 5 nm Root Mean Square (RMS) alors que les erreurs des segments individuels ne sont pas corrigées au niveau du miroir primaire. Cela peut par exemple s'avérer utile si les actions sur le miroir primaire sont lentes, ou si la durée de vie des actionneurs des différents segments est limitée comme dans le cas du JWST (Lightsey et al., 2012).

Enfin, ces procédures de correction des aberrations statiques sont toujours utilisées sur MITHiC. En effet, dans le cadre du projet HiRISE (Otten et al., 2021) qui vise à connecter SPHERE au spectrographe CRyogenic InfraRed Echelle Spectrograph (CRIRES+) sur le VLT via un lien par fibre optique, MITHiC est utilisé pour démontrer la faisabilité de l'injection de signal dans des fibres optiques (El Morsy et al., 2022).

Chapitre 4

Stabilisation du contraste avec un télescope spatial

4.1 Contexte

Nous avons exploré précédemment la stabilité d'un instrument à haut contraste en séparant le faisceau juste avant le FPM du CLC. Cette configuration présente l'inconvénient de prélever une partie de la lumière utilisée pour l'imagerie, augmentant ainsi le temps d'observation nécessaire pour effectuer les prises de données scientifiques. Or, dans le cas du CLC, la partie centrale de l'image est rejetée : seul le signal des séparations au-delà du FPM est transmis vers la caméra d'imagerie. Une question se pose alors : comment utiliser cette lumière gratuite du point de vue la caméra d'imagerie ?

Le concept d'utiliser la lumière rejetée par le coronographe existe depuis quelques temps (Baudoz et al., 2006; Galicher et al., 2010; Guyon et al., 2009; Singh et al., 2015). Dans le cas du CLC, en réalisant le FPM avec un miroir percé d'un trou que l'on aligne sur le centre de la PSF, il est possible de récupérer cette lumière rejetée (Macintosh et al., 2006). Dans cette configuration, le ZWFS a alors été envisagé comme une solution d'ASO pour mesurer les aberrations de bas-ordre. En particulier, il présente plusieurs avantages pour les applications spatiales : il est constitué d'un simple substrat en silice à placer en plan focal, il est simple à aligner et est relativement compact. Un autre intérêt réside dans sa capacité à mesurer des aberrations de chemin commun dans cette configuration. Ainsi, ce concept a été adopté dans le design de l'instrument coronographique Coronagraphic Instrument (CGI) de la prochaine mission spatiale (RST Spergel et al., 2015; Noecker et al., 2016; Shi et al., 2016, 2018), utilisant un HLC, le ZWFS étant directement gravé en réflexion sur le FPM.

J'ai également cherché à adapter ce concept dans le cas du LC pour le contrôle des aberrations de bas ordre. J'ai tout d'abord cherché à adapter le formalisme existant du ZWFS pour décrire le signal mesuré dans ce cas filtré, et étendre la validité de la reconstruction analytique. Je me suis par la suite attelé à valider ce concept expérimentalement sur le banc HiCAT, à Baltimore. Le formalisme, la mise en œuvre et l'alignement du ZWFS ont fait l'objet de deux proceedings de conférence SPIE, en annexe B.1 et B.2.

En utilisant la turbulence interne présente sur HiCAT, constituée majoritairement d'aberrations de bas ordre, j'ai également pu démontrer l'utilisation d'un tel analyseur filtré pour corriger ces aberrations, identifiées comme problématiques pour l'observation directe d'exoplanètes avec les futurs télescopes spatiaux. Ce travail expérimental de caractérisation et d'exploitation, effectué dans le courant de l'année 2021, a conduit à une publication dans

la revue A&A accepté en 2022. Dans cet article, j'étudie les performances de la boucle de correction en terme d'erreur de front d'onde, et en étudiant son comportement dans différents cas de turbulence. Je montre également la possibilité de stabiliser un DH pré-établi par PW et SM, dans une configuration « set-and-forget ».

Suite à une première visite dans les premiers mois de la thèse, je me suis retrouvé dans l'incapacité de voyager aux États-Unis à cause de la pandémie de Covid-19. J'ai par conséquent participé à l'alignement à distance et, grâce à l'infrastructure totalement contrôlable à distance de HiCAT, j'ai pu prendre toutes mes données à plus de 6000 km du banc. Je n'ai pu voir le ZWFS sur HiCAT qu'en mai 2022 après que les voyages ont été ré-autorisés.

4.2 Analyse d'un signal filtré avec un ZWFS

Utiliser un ASO avec la lumière rejetée du FPM du CLC signifie que l'on utilise un signal filtré : on ne conserve que les basses fréquences spatiales du signal. Cela signifie entre autres que contrairement à la majorité des cas d'application, l'amplitude en plan pupille n'est pas binaire, et présente de larges modulations.

Un exemple tiré de simulations avec le FPM de HiCAT est présenté en figure 4.1. En particulier, de la distribution d'intensité due à l'apodiseur simulé résulte une répartition de l'information en plan pupille localisée en 6 lobes particuliers. De même, la figure 4.1 présente quelques modes de Zernike sur pupille circulaire filtrés par ce même FPM. Si les modes de bas ordre sont dans l'ensemble peu modifiés, ce n'est pas le cas pour les modes d'ordre supérieurs. L'OPD résiduelle du mode Z_{80} est ainsi fortement atténuée, ce qui est d'autant plus marqué pour le mode Z_{100} représenté. De plus, le mode Z_{80} illustre un autre problème : le couplage entre modes. En effet, l'ordre radial du mode introduit ne correspond pas à l'ordre radial du mode non filtré, mais à un mode d'astigmatisme d'ordre inférieur. En effet, si les modes de Zernike représentent une base de l'espace des aberrations non filtrées, ce n'est plus le cas des modes de Zernike filtrés qui ne sont plus orthogonaux.

Ce phénomène est également visible avec les images enregistrées pour la construction expérimentale d'une matrice d'interaction \mathbf{J} sur 117 modes, présentée en figure 4.2. Il est alors possible de voir que, en plus de la perte de sensibilité lorsque l'on se déplace vers les modes d'ordre radiaux supérieurs, il y a également une perte de sensibilité importante due aux modes azimutaux plus élevés, tels le trèfle ou le quadrifoglio. Ce couplage peut s'estimer grâce à la matrice de covariance, présentée en figure 4.3, en calculant le produit $\mathbf{J}^T \mathbf{J}$. Sur cette matrice, on retrouve cet aspect périodique de la sensibilité aux modes de certains

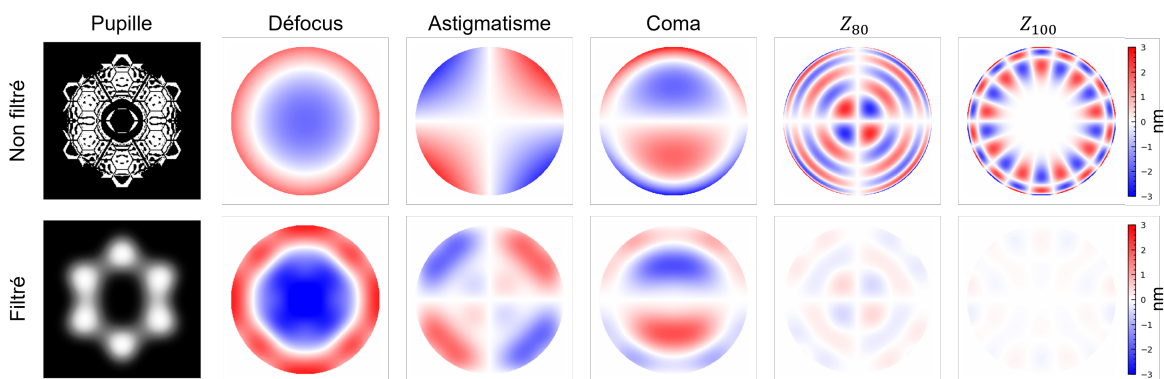


FIGURE 4.1 – Exemples d'un apodiseur et d'aberrations filtrées.

ordres, radiaux ou azimutaux. De plus on observe des sous-diagonales montrant un couplage fort, jusqu'à plus de 60% de la réponse maximale dans la matrice de covariance, entre les modes de même ordre azimutal mais d'ordre radiaux différents.

De ces considérations on peut en tirer plusieurs conséquences immédiates : le contrôle de hauts ordres par des modes de Zernike peut poser des problèmes de couplage entre les modes. Ainsi, dans les études suivantes, nous nous limitons à un nombre de 11 modes à contrôler. C'est l'approche que j'utilise tout d'abord pour démontrer la stabilisation du front d'onde et du DH par la boucle de correction des aberrations de bas-ordre sur HiCAT, et qui a mené à la publication dans A&A de l'article présenté en section 4.3. Néanmoins, contrôler plus de modes permet de garantir la stabilité du front d'onde jusqu'à un certain point. Cela implique de contrôler des modes dont la contribution est mal interprétée par l'ASO et donc potentiellement introduire des aberrations de plus hauts ordres sur le DM1. C'est alors la stabilité du DH qui devient limitante. Ainsi, d'autres approches en cours de développement sont décrites en section 4.5.

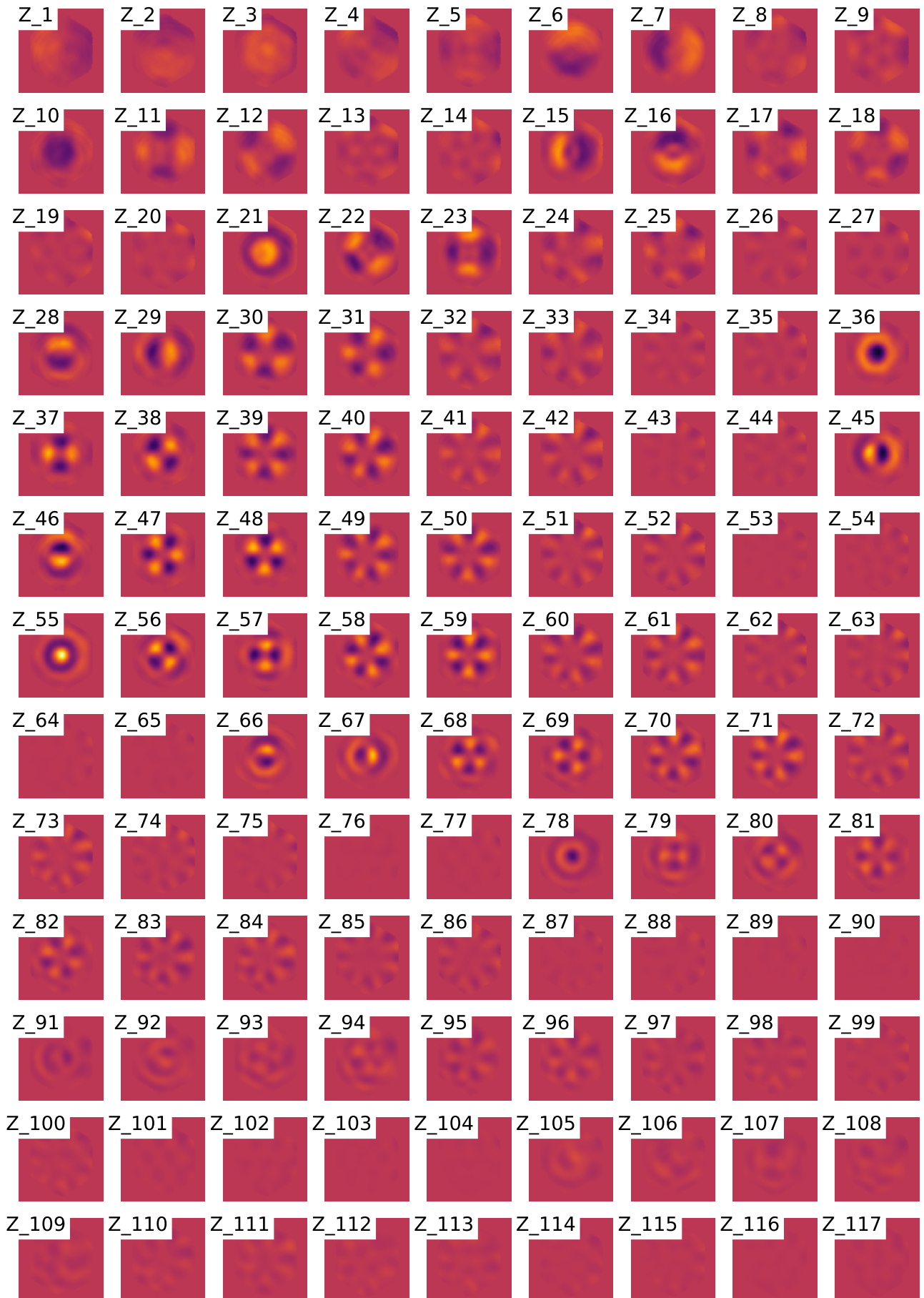


FIGURE 4.2 – Composantes d'une matrice d'interaction mesurée expérimentalement sur HiCAT entre le ZWFS et le DM1. L'échelle d'intensité est la même pour tous les modes.

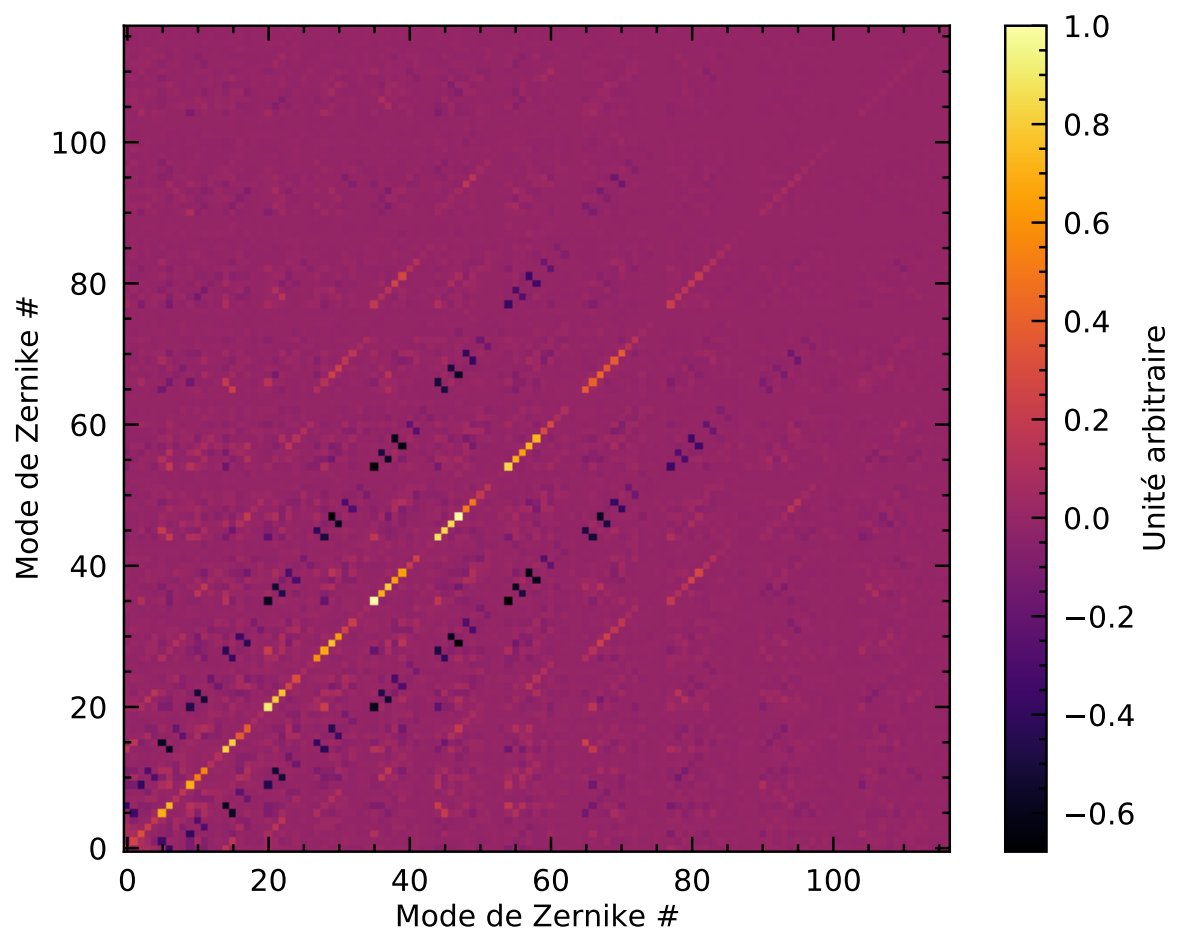



FIGURE 4.3 – Exemple de matrice de covariance expérimentale sur HiCAT mesurée à partir des données présentées en figure 4.2.

4.3 Publication

Low-order wavefront control using a Zernike sensor through Lyot coronagraphs for exoplanet imaging

Blind stabilization of an image dark hole

R. Pourcelot¹ , M. N'Diaye¹, E. H. Por², I. Laginja^{3,4}, M. Carbillot¹, H. Benard⁵, G. Brady², L. Canas⁵, K. Dohlen³, J. Fowler², O. Lai¹, M. Maclay², E. McChesney², J. Noss², M. D. Perrin², P. Petrone⁶, L. Pueyo², S. F. Redmond⁷, A. Sahoo², A. Vigan³, S. D. Will^{2,8,9}, and R. Soummer²

¹ Université Côte d'Azur, Observatoire de la Côte d'Azur, CNRS, Laboratoire Lagrange, 06108 Nice, France
e-mail: raphael.pourcelot@oca.eu

² Space Telescope Science Institute, 3700 San Martin Drive, Baltimore, MD 21218, USA

³ Aix Marseille Université, CNRS, CNES, LAM (Laboratoire d'Astrophysique de Marseille) UMR 7326, 13388 Marseille, France

⁴ ONERA, The French Aerospace Lab, BP72, 29 avenue de la Division Leclerc, 92322 Châtillon Cedex, France

⁵ Thales Alenia Space, 5 Allée des Gabians – B.P. 99 – 06156 Cannes la Bocca Cedex – France

⁶ Hexagon Federal, Chantilly, VA 20151, USA

⁷ Department of Mechanical and Aerospace Engineering, Princeton University, Princeton, NJ 08540, USA

⁸ The Institute of Optics, University of Rochester, Rochester, NY 14627, USA

⁹ NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD 20771, USA

Received 17 January 2022 / Accepted 13 April 2022

ABSTRACT

Context. The combination of large segmented space telescopes, coronagraphy, and wavefront control methods is a promising solution for producing a dark hole (DH) region in the coronagraphic image of an observed star in order to study planetary companions. The thermal and mechanical evolution of such a high-contrast instrumental setup leads to wavefront drifts that degrade the DH contrast during the observing time, thus limiting the ability to retrieve planetary signals.

Aims. Lyot-style coronagraphs are starlight-suppression systems that remove the central part of the image for an unresolved observed star, that is, the point spread function, with an opaque focal plane mask (FPM). When implemented with a flat mirror containing an etched pinhole, the mask rejects part of the starlight through the pinhole which can be used to retrieve information about low-order aberrations.

Methods. We propose an active control scheme using a Zernike wavefront sensor (ZWFS) to analyze the light rejected by the FPM, control low-order aberrations, and stabilize the DH contrast. We first present the concept formalism and then describe how we characterized the sensor behavior in simulations and in the laboratory. We performed experimental tests to validate a wavefront control loop using a ZWFS on the HiCAT testbed.

Results. By controlling the first 11 Zernike modes, we show a decrease in the standard deviation of the wavefront error by a factor of up to 9 between open- and closed-loop operations using the ZWFS. In the presence of wavefront perturbations, we show the ability of this control loop to stabilize a DH contrast around 7×10^{-8} with a standard deviation of 7×10^{-9} .

Conclusions. Active control with a ZWFS proves to be a promising solution in Lyot coronagraphs with an FPM-filtered beam for controlling and stabilizing low-order wavefront aberrations and DH contrast for exoplanet imaging with future space missions.

Key words. instrumentation: high angular resolution – methods: data analysis – telescopes

1. Introduction

With about 5000 known planets orbiting nearby stars¹, the search to find an Earth analog around a Sun-like star has received increasing attention over the past few years. Still, to assess the resemblance of a given exoplanet candidate with Earth, characteristics such as atmospheric composition and physical parameters need to be retrieved. Direct imaging and spectroscopy of exoplanets represent a promising approach to collect photons from a planetary companion around its parent star and perform spectral characterization of the planet. However, this proves extremely challenging as exoplanets, and in particular Earth

twins, are up to 10^{10} times fainter than their host star at angular separations shorter than 100 mas in the visible wavelength range.

Since the mid 2010s, circumstellar disks and planetary companions have been routinely observed around nearby stars with several state-of-the-art exoplanet imagers on eight-meter-class ground-based telescopes (Macintosh et al. 2014; Jovanovic et al. 2015; Beuzit et al. 2019), with large surveys being carried out (e.g., Nielsen et al. 2019; Vigan et al. 2021). Such instruments have so far enabled the observation of young gas giant planets with a planet-to-star flux ratio, or contrast, of down to 10^{-6} at angular separations of as small as 200 mas from their host star in the near infrared (NIR; e.g., Macintosh et al. 2015; Chauvin et al. 2017; Keppler et al. 2018; Currie et al. 2020). The next generation of large ground-based facilities includes the extremely

¹ <http://exoplanet.eu/>

large telescopes (ELTs, Simard et al. 2016; Fanson et al. 2018; Ramsay et al. 2020) which are designed to help us to further understand the formation and evolution of planetary systems. Equipped with instruments to image small gaseous or large telluric planets and spectrally analyze their atmosphere, they are expected to achieve contrasts of down to 10^{-8} at distances shorter than 50 mas in the NIR (Fitzgerald et al. 2019; Guyon et al. 2019; Kasper et al. 2021). In addition, future large observatories in space with high-contrast capabilities are envisioned options to observe small rocky planets with 10^{-10} contrast at less than 50 mas in reflected light in the visible wavelength range.

Following this path, in its 2020 Astronomy and Astrophysics Decadal Survey, the United States National Academies of Science, Engineering, and Medicine (NASEM) recommends the development of a space telescope of at least 6 m in diameter, large enough to provide the sensitivity and resolution required for the detection and characterization of Earth-like exoplanets (National Academies of Sciences, Engineering, & Medicine 2021). Such a large telescope is expected to be deployable and have a segmented primary mirror to fit current and expected launch vehicles. This mission will build on the recent studies from two NASA mission concepts, the Habitable Exoplanet Imaging Mission (HabEx, Gaudi et al. 2020) and the Large Ultraviolet Optical Infrared surveyor (LUVOIR, The LUVOIR Team 2019). While HabEx has an approach based on a 4m-diameter monolithic-mirror telescope, LUVOIR relies on a concept with a segmented primary mirror with a diameter of up to 15 m.

To overcome the large flux ratio between an observed star and its planet, several teams are currently investigating different schemes of high-contrast instruments with coronagraphic capabilities. Preliminary coronagraph designs, simulations, and experiments show 10^{-9} – 10^{-10} raw contrast capabilities, with the assumption of very low wavefront errors or sufficient photon flux for wavefront correction loops (e.g., Ruane et al. 2018; N'Diaye et al. 2016; Por 2020; Sirbu et al. 2021; Seo et al. 2019). Carried out to refine the stability specifications for LUVOIR, the ULTRA study presents a total wavefront error budget of 158 pm root mean square (RMS) on all timescales and for aberrations with all spatial frequency contents (Coyle et al. 2019). To meet these constraints, active optics with deformable mirrors (DMs) provide a promising solution for two main reasons: (i) They are able to produce a high-contrast region, or dark hole (DH), in the coronagraphic image of an observed star that can be used to enhance the planet signal, and (ii) they can maintain this DH during observations by correcting for the aberrations induced by the thermal and mechanical evolution of the observatory and measured by wavefront sensors (WFSs) in real time.

The first-step active optics system leads to the generation of a DH with an optimal wavefront shape to reach the targeted contrast. However, this wavefront shape experiences small perturbations due to mechanical flexures and thermal variations during the observing time. These perturbations lead to aberrations that degrade the achieved DH contrast. Several second-step wavefront-sensing schemes and control solutions have been proposed in recent years to stabilize the DH contrast during the observation, specific to each coronagraph design (e.g., Jovanovic et al. 2018). Among these wavefront-sensing solutions, the Zernike wavefront sensor (ZWFS, e.g., Zernike 1934; Bloemhof & Wallace 2003; Dohlen 2004; Wallace et al. 2011; N'Diaye et al. 2013b) has proven to be one of the most efficient sensors in terms of photon usage (Guyon 2005; Chambouleyron et al. 2021), and is capable of measuring aberrations down to the picometer level (Ruane et al. 2020; Steeves et al. 2020). In

the context of the *Nancy Grace Roman* Space Telescope (RST, Spergel et al. 2015; Krist et al. 2015), this solution was adopted in the presence of a monolithic primary mirror to control line-of-sight jitter-pointing errors, thermal focus drifts, and other low-order modes. On RST, the ZWFS uses the light rejected in reflection by the focal plane mask (FPM) of the Hybrid Lyot Coronagraph or the Shaped Pupil Coronagraph (Shi et al. 2016, 2018).

In the case of segmented aperture telescopes, such as LUVOIR, recent developments have considered Lyot-type coronagraphs (LCs) as promising solutions for starlight suppression. LCs use a FPM that can be implemented using a flat mirror with a pinhole to reject starlight. Such a configuration was studied in the Lyot project (Sivaramakrishnan et al. 2007) and was successfully implemented on the exoplanet imagers Palomar P1640 (Oppenheimer et al. 2012) and the Gemini Planet Imager for exoplanet observations (Macintosh et al. 2014). Taking advantage of the available photons from the FPM-filtered beam, we explore the use of a second-step active control loop using a ZWFS to control low-order aberrations. The aim is to maintain the wavefront shape at a point that yields a minimum DH contrast.

In this paper, we present the concept of a ZWFS in a LC FPM-filtered beam, the formalism to describe the optical propagation, and the analytical phase reconstruction of the low-order aberrations with our ZWFS-based approach. Using the High-contrast imager for Complex Aperture Telescopes testbed (HiCAT, N'Diaye et al. 2013a, 2014, 2015; Lebouilleux et al. 2016; Soummer et al. 2018; Moriarty et al. 2018), we implemented and tested our approach for experimental validations in the presence of a segmented aperture. We studied the ZWFS response for the first 11 Zernike modes and with different DM offsets, which correspond to the commands that are sent to the DMs to either maximize the optical wavefront quality or produce an image DH on HiCAT. Finally, we show the stability results for the wavefront error and DH contrast that are achieved with our concept in the presence of drifts introduced on DMs or with various configurations of internal air turbulence on the bench. Specific measurements of segment piston, tip, and tilt errors are not considered in this study and are left for a future analysis.

2. Zernike wavefront sensor for a FPM-filtered beam

In the context of LCs, we explore strategies to use the light rejected by their FPM with a ZWFS to control low-order aberrations. Figure 1 shows a schematic diagram of this configuration. The complex amplitude of the electric field ψ_0 in the pupil plane 0 at the entrance pupil of the system is spatially filtered by the FPM in the downstream focal plane: we study the light that goes through the mask to the re-imaged pupil plane A. From this plane onward, the propagation is identical to the standard ZWFS described by N'Diaye et al. (2013b). The filtering step induced by the FPM modifies the electric field, and this impact is detailed in the following section. We then present the corresponding analytical phase reconstruction and the closed-loop strategy to control low-order wavefront errors.

2.1. Formalism of the ZWFS in a filtered beam

We present the formalism that relates the electric fields in the entrance pupil and on the ZWFS camera. The formalism is detailed in two parts: first we describe the interference induced

R. Pourcelot et al.: Low-order wavefront control using a Zernike sensor through Lyot coronagraphs for exoplanet imaging

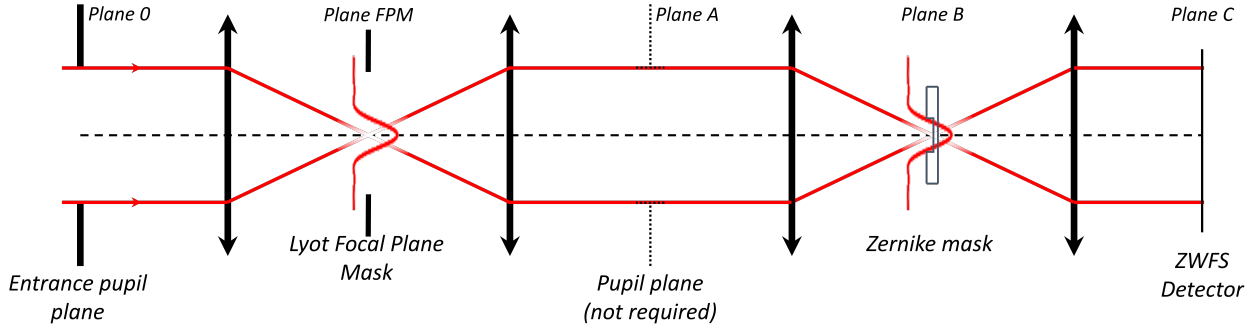


Fig. 1. Schematic diagram of the ZWFS downstream of a binary amplitude FPM. The light in the entrance pupil comes from the telescope and deformable mirrors in plane 0. It is focused on the FPM, which is re-imaged on the Zernike mask in plane B. The intermediate pupil plane A is not required.

by the Zernike phase mask, and then we provide details of the effect of the FPM filtering.

Derived from the phase contrast technique proposed by [Zernike \(1934\)](#), the ZWFS uses a phase-shifting mask that is located in a focal plane in which the point spread function (PSF) of an unresolved source is formed. Its typical size is one resolution element $\sim \lambda/D$, where λ and D denote the source wavelength and the aperture diameter, respectively. This mask, usually manufactured as a glass plate with a small phase dimple, produces interference between the central core of the PSF that goes through the dimple and the rest of the light that passes outside the dimple. The light propagation through the ZWFS can be described using the formalism presented in [N'Diaye et al. \(2013b\)](#): we refer to ψ_A which is the complex amplitude of the electric field in the relay pupil plane A between the FPM and the Zernike phase mask. This complex amplitude can be decomposed into a pupil amplitude P and phase φ such that

$$\psi_A = P e^{i\varphi}. \quad (1)$$

In the downstream focal plane B in which the Zernike mask is inserted, the complex amplitude ψ_B can be expressed as

$$\psi_B = t \widehat{\psi}_A, \quad (2)$$

where \widehat{f} denotes the Fourier transform of f , and t the transmission of the Zernike mask. If M_Z is the top-hat function describing the mask dimple with a value of 0 outside the mask and 1 inside, and θ is the phase shift introduced by the mask, t can be expressed as

$$t = 1 - (1 - e^{i\theta}) M_Z. \quad (3)$$

For the standard ZWFS, θ is usually equal to $\pi/2$ but the formalism remains valid for any value that is not a multiple of 2π (absence of a phase mask shift). Finally, the complex amplitude ψ_C on the ZWFS camera in the re-imaged pupil plane C can be written as

$$\psi_C = \widehat{\psi}_B \quad (4)$$

$$= \psi_A - (1 - e^{i\theta}) \widehat{M}_Z \otimes \psi_A \quad (5)$$

$$= \psi_A - (1 - e^{i\theta}) b, \quad (6)$$

where \otimes is the convolution product and $b = \widehat{M}_Z \otimes \psi_A$, which is the wave diffracted by the Zernike mask. The intensity $I_C = |\psi_C|^2$ on the detector can then be expressed as a function of φ :

$$I_C = P^2 + 2b^2(1 - \cos \theta) + 2Pb [\sin \varphi \sin \theta - \cos \varphi(1 - \cos \theta)]. \quad (7)$$

This expression does not make any assumption on P : the geometry and the amplitude of the pupil can be arbitrary and therefore our formalism is also valid for a pupil containing a gray-scale apodization. Filtering the beam using a FPM does not change the relation between the phase in the intermediate pupil A and the intensity on the detector.

We define φ_0 as the phase of the wave in the entrance pupil plane 0 and ψ_0 as its electric field:

$$\psi_0 = P_0 e^{i\varphi_0}. \quad (8)$$

The next step is to find a relation between the phase error φ_0 in the entrance pupil plane 0 and φ , the phase in plane A. In the general case, this link can be established through the electric fields ψ_0 and ψ_A :

$$\psi_A = \widehat{M}_{\text{FPM}} \otimes \psi_0, \quad (9)$$

where M_{FPM} is the top-hat function of diameter d_{FPM} that describes the FPM pinhole. In the general case, the relation between φ_0 and φ cannot be established in a straightforward way and more complex strategies have to be used, such as a data-driven calibration with a Jacobian matrix, as detailed in [Sect. 2.3](#).

Another aspect of this description deals with the properties of b in the presence of the FPM, which can be implemented in reflection (e.g., a mirror with a pinhole) or in transmission. By replacing ψ_A in the definition of b by [Eq. \(9\)](#), we obtain:

$$b = \widehat{M}_Z \otimes \widehat{M}_{\text{FPM}} \otimes \psi_0. \quad (10)$$

In this equation, $\widehat{M}_Z \otimes \widehat{M}_{\text{FPM}}$ is the Fourier transform of $M_Z \times M_{\text{FPM}}$, with \times the element-wise multiplication. For most applications, the Zernike phase dimple diameter d_Z is smaller than the FPM pinhole diameter in angular units: $d_Z \approx 1 \lambda/D$ and d_{FPM} is larger than $4 \lambda/D$. In this case, $M_Z \times M_{\text{FPM}}$ is equal to M_Z . As a result, $\widehat{M}_Z \otimes \widehat{M}_{\text{FPM}}$ can be simplified as \widehat{M}_Z . The wave diffracted by the mask can therefore be given by

$$b = \widehat{M}_Z \otimes \psi_0. \quad (11)$$

In the regime of small aberrations ($\varphi_0 \ll 1$ rad), the central core of the PSF can be considered unaberrated, meaning that b is constant, as described in [N'Diaye et al. \(2013b\)](#). With the expression of ψ_0 in [Eq. \(8\)](#), b can be written as

$$b = \widehat{M}_Z \otimes P_0. \quad (12)$$

Under these simplifying assumptions, the term b hence only depends on the entrance pupil aperture and the Zernike phase mask, but not on the FPM. This aspect proves useful for the reconstruction method detailed in the following section.

2.2. Analytical reconstruction

We now present the inversion of Eq. (7) to retrieve φ from the measurement I_C .

In the small-aberrations regime ($\varphi \ll 1$ rad), we can use a second-order Taylor expansion of φ as detailed in N'Diaye et al. (2013b) to derive the following expression:

$$I_C = P^2 + 2b^2(1 - \cos \theta) + 2Pb \left[\varphi \sin \theta - (1 - \varphi^2/2)(1 - \cos \theta) \right]. \quad (13)$$

This quadratic equation is presented as a good approximation in the $[-\pi/4, \pi/4]$ range for φ .

Assuming P and b are non-null, this second-degree polynomial equation can be solved by computing the discriminant Δ with

$$\Delta = \sin^2 \theta - \frac{2(b-P)(1 - \cos^2 \theta)}{P} - \frac{P^2 - I_C(1 - \cos \theta)}{Pb}. \quad (14)$$

Finally, φ can be retrieved using

$$\varphi = \frac{-\sin \theta + \sqrt{\Delta}}{1 - \cos \theta}. \quad (15)$$

In the general case (without any assumption on φ), it is possible to derive the exact expression for the phase φ from Eq. (7), yielding

$$\varphi = \arcsin \left[\frac{I_C - P^2 - 2b^2(1 - \cos \theta)}{4Pb \sin \frac{\theta}{2}} \right] + \frac{\theta}{2}. \quad (16)$$

Using either the second-order approximation or the exact inversion, the phase reconstruction always requires an estimation of P and b . The latter can be computed using a numerical propagation of the entrance pupil plane amplitude P_0 . To eliminate systematic errors using an analytical input, b can also be computed using the pupil amplitude in plane A P , as b is not modified by the FPM filtering. A measurement of $|P|^2$ can be recorded on the ZWFS camera by simply moving the Zernike mask out of the beam. In most optical systems, the assumption $P = \sqrt{|P|^2}$ is valid as the electric field in the entrance pupil is positive or null for all kinds of pupils and apodizations. However, in the presence of FPM filtering, the pupil amplitude P is not necessarily positive or null in the pupil plane, because the FPM filtering induces π -phase shifts in some areas of the pupil measurement. To still make use of the empirical estimation of P , an analytical pupil sign mask input has to be provided which allows us to determine the sign of P all over the pupil. Such a mask can be obtained by numerically propagating P_0 through the optical system.

Figure 2 shows an example of the image I_C recorded on the HiCAT bench, normalized by $|P|^2$, and the reconstructed wavefront φ . Normalizing the image removes some artifacts coming from pupil illumination discrepancies. The full phase reconstruction requires the use of Eqs. (15) or (16), including the estimation of b .

Throughout this paper, we use the open-source code pyZELDA (Vigan & N'Diaye 2018) with the updated formalism of N'Diaye et al. (2013b) presented here to take into account the FPM filtering. Our code performs phase reconstruction using Eq. (15), as we are working with small phase errors.

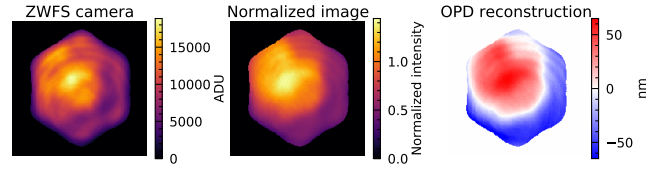


Fig. 2. Example of intensity map as measured by the ZWFS (left), normalized by the $|P|^2$ measurement (middle), and the reconstructed phase map using the second-order analytical reconstructor (right).

2.3. Closed-loop sensing and control

We assume that a DM is located in an upstream pupil plane conjugated with plane 0 to inject Zernike modes in our system, and to control wavefront errors.

The phase reconstruction using our analytical method based on phase conjugation can be used as a wavefront error estimator in closed-loop for wavefront stabilization (Pourcelot et al. 2021). Here we work with the approach based on the use of a Jacobian matrix \mathbf{J} , often referred to as an interaction matrix. This proves suitable for enhanced control-loop stability, in particular for long experiments in which improper alignment between the Zernike camera and the DM may cause divergence in the phase reconstruction process. The Jacobian matrix approach is a powerful way to relate the measured filtered aberrations to the standardized unfiltered Zernike modes. In addition, its singular value decomposition (SVD) gives the singular modes which can easily be filtered to select the modes to control. The phase reconstruction with our analytical method is used as an additional diagnostic tool, in particular to estimate the total wavefront error (WFE) in a real-life system.

The data-driven calibration for this Jacobian matrix is performed by poking the DM actuators with m modes from a suitable basis. A DM probe introducing an optical path difference (OPD) value p is used and the corresponding image I_C in its vectorized version is recorded within a pre-established region of interest (ROI) with n pixels on the ZWFS camera. For each mode i , the intensity responses to a positive and a negative probe are recorded, yielding P_+^i and P_-^i measurements for I_C . The matrix \mathbf{J} is therefore constructed by concatenating the $(P_+^i - P_-^i)/2p$ vectors for the m modes. As this matrix is rectangular, we perform a SVD to produce its pseudo-inverse \mathbf{C} , the control matrix. Using the SVD, the Jacobian matrix is expressed as

$$\mathbf{J} = \mathbf{U} \mathbf{S} \mathbf{V}^T, \quad (17)$$

where \mathbf{S} is a diagonal matrix whose values are the singular values of \mathbf{J} . The matrices \mathbf{U} and \mathbf{V} are square unitary matrices of respective dimensions $m \times m$ and $n \times n$. The matrix \mathbf{C} is then obtained by computing

$$\mathbf{C} = \mathbf{V} \mathbf{S}^+ \mathbf{U}^T, \quad (18)$$

where \mathbf{S}^+ denotes the pseudo-inverse of \mathbf{S} , with $\mathbf{S}^+ = (\mathbf{S}^T \mathbf{S})^{-1} \mathbf{S}$.

In this expression, the diagonal matrix \mathbf{S}^+ contains the inverse coefficients of the non-null \mathbf{S} coefficients. The smallest singular values of \mathbf{S} correspond to poorly sensed modes or noisy artifacts that require large strokes on the DM to be controlled. They can be set to zero without excessive loss of information. The matrix \mathbf{S}^+ can therefore be replaced by its filtered version \mathbf{S}_k^+ for which k represents, in the list of singular values, the rank of the last value that is left non-nulled. Correspondingly, \mathbf{C} is replaced by \mathbf{C}_k by substituting \mathbf{S}^+ with \mathbf{S}_k^+ . This filtering

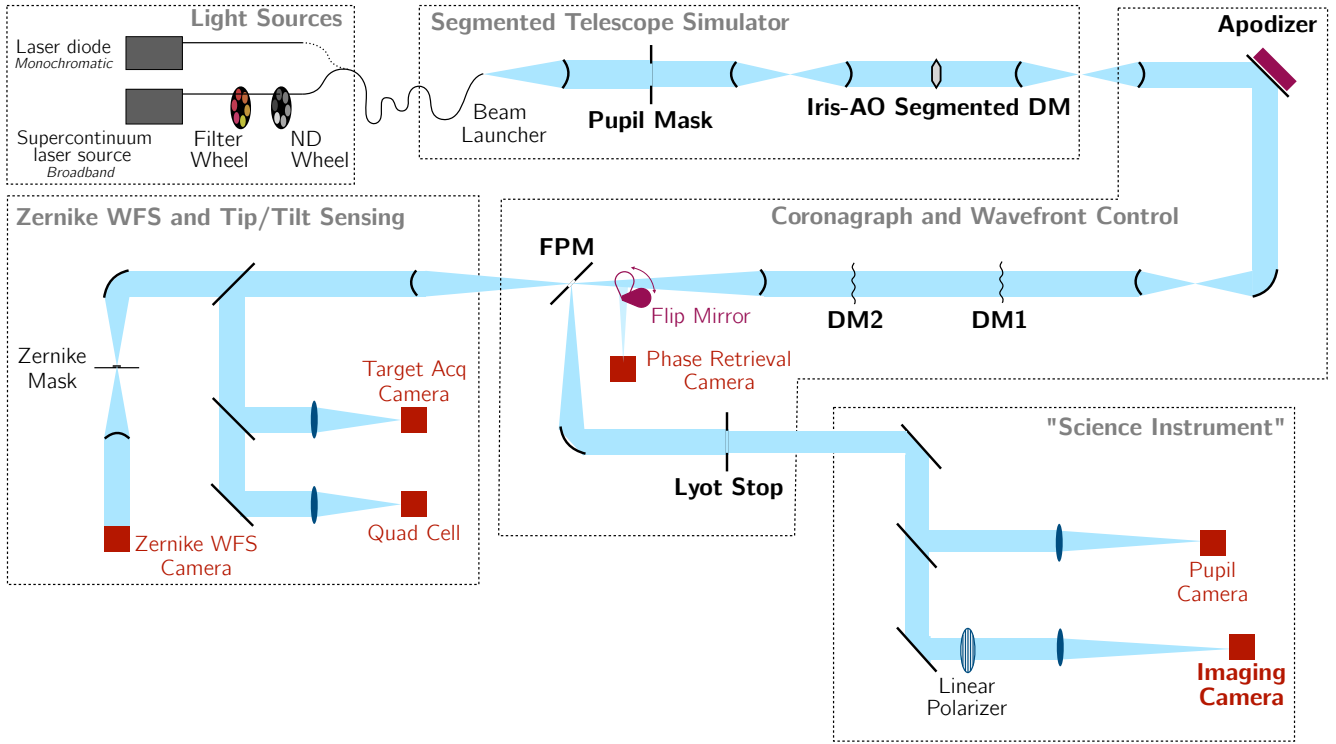


Fig. 3. Semi-unfolded layout of the HiCAT testbed. The apodizer labeled in the *top right* corner of the diagram is currently replaced by a flat mirror.

helps to stabilize the control loop by avoiding the introduction of correction errors.

For a given image I_C within the ROI, we obtain the list of coefficients $\hat{\alpha}$ with

$$\hat{\alpha} = \mathbf{C}_k I_C. \quad (19)$$

These coefficients $\hat{\alpha}$ are associated with the k modes and allow us to produce a phase map to apply to the DM shape for modal control. In a real-life system, a control loop gain of smaller than 1 is used to ensure its convergence towards a null wavefront error with the control algorithm.

3. ZWFS characterization

We characterize the behavior of the ZWFS in the presence of a FPM-filtered beam using the setup that was recently installed on HiCAT.

3.1. Experimental setup on HiCAT

HiCAT is a high-contrast testbed for developing and maturing exoplanet imaging technologies for future large segmented-aperture telescopes. Its goal is to demonstrate a complete systemic approach, combining a segmented aperture, coronagraphy, and wavefront sensing and control to achieve a 10^{-8} contrast in air and in broadband light in the visible wavelength range. This testbed is installed in a clean-room environment and inside an enclosure that is stabilized in humidity and temperature by a valve-controlled air flow. Tuning it allows us to change the air turbulence strength. Several light sources are available on HiCAT and for our experiments we work in monochromatic light at the wavelength $\lambda_0 = 640$ nm.

The current design of the testbed is presented in the partially unfolded diagram in Fig. 3. Among different components, HiCAT includes an IrisAO PTT111L deformable mirror with 37 segments to mimic a segmented aperture. By default, the IrisAO uses a calibrated flat map to minimize the WFE due to segmentation. The current starlight suppression system is a classical Lyot coronagraph (CLC) composed of a reflective FPM made up of a flat mirror with a central pinhole, and a Lyot Stop (LS). The imaging camera, a ZWO ASI178, is used to display the coronagraphic image of the source with a sampling of 10.5 pix per λ_0/D_{pup} , with D_{pup} denoting the entrance pupil diameter. A dedicated pupil plane is also available to insert an apodizer and implement the Apodized Pupil Lyot Coronagraph (APLC, e.g., [Sommer 2005](#); [N'Diaye et al. 2016](#)), but in our experiment this component is replaced with a flat mirror. The FPM pinhole diameter is $d_{\text{FPM}} = 455 \mu\text{m}$, leading to an angular size of $8.52 \lambda_0/D_{\text{pup}}$, with an entrance pupil diameter D_{pup} of 19.55 mm. The beam transmitted through the FPM pinhole is caught by off-axis parabolas (OAPs) to feed several sensors: a target acquisition (TA) camera in a focal plane for FPM centering, a phase retrieval (PR) camera, and a ZWFS for low-order aberration measurements.

The ZWFS mask consists of a fused silica substrate with an ion-etched dimple in the center which is aligned with the source image in the associated focal plane. The Zernike dimple has a depth of 280 nm and a diameter of $54.3 \mu\text{m}$, leading to an angular diameter $d_Z = 1.02 \lambda_0/D_{\text{pup}}$. The mask was manufactured by SILIOS Technologies using photo-lithography with a reactive ion-etching process, as described in [N'Diaye et al. \(2010\)](#). The ZWFS camera is a ZWO ASI178 with 3096×2080 pixels and a pitch of $2.4 \mu\text{m}$. The speed limit of the camera is 60 Hz in full-frame operations. As the source provides enough photons, the typical exposure time is 0.5 ms in our experiments.

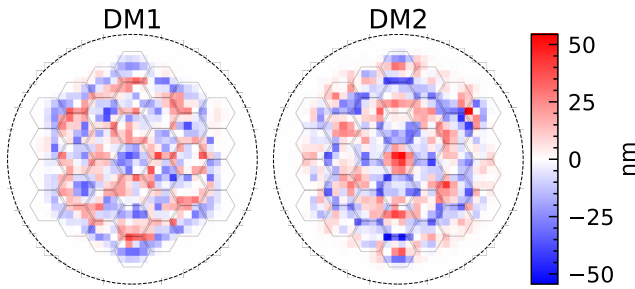


Fig. 4. Example of DM commands on both continuous deformable mirrors produced by the SM algorithm that can generate a DH on HiCAT. The DM commands in units of OPD is an approximation of the introduced deflection. The black circle represents the active area of the continuous DMs. For scaling comparison, IrisAO segments are plotted in transparency. The segment footprints are not realistic here as the DM2 is out of the pupil plane.

To shape the wavefront, HiCAT uses two continuous Boston kilo-DMs: DM1 in a pupil plane and DM2 out of a pupil plane to allow both phase and amplitude control. A prior calibration of HiCAT was performed to experimentally produce DM flat commands (or ‘flat maps’) that minimize the number of static aberrations on the testbed (Brady et al. 2018). HiCAT also uses both of these DMs to further reject starlight and enhance the contrast in a given region of the coronagraphic image using DH optimization algorithms. Optimal DM commands for DH generation are obtained with the stroke minimization (SM) algorithm (Pueyo et al. 2009; Mazoyer et al. 2018a,b). An example of typical DM commands producing a DH with this algorithm is shown in Fig. 4, with deflections ranging from approximately -50 nm to $+50$ nm. These commands produce a DH ranging from 7.6 to $12.8 \lambda_0/D_{\text{pup}}$ in the focal plane, as operated on HiCAT as of December 2021. When these commands were generated, they produced a DH with a 2.5×10^{-8} average contrast. The aim of our current work is to reduce the inner working angle (IWA) while keeping the same contrast level, but this is out of the scope of the present paper. Throughout this paper and as handled on HiCAT, we present DM commands as the OPD that we aim to introduce. The DM commands in volts are computed using the conversion factors from nm to volts that were measured with a Fizeau interferometer. These gains were computed using the voltage ratio between the flat map and a pure defocus map. These defocus map voltages have been calibrated with the Fizeau interferometer to produce a pure defocus. The expected and introduced OPD will mainly differ because of actuator coupling and nonlinearity for large strokes.

For our experiments, we operate our wavefront control loop using the ZWFS with two different DM settings as a starting point: (i) with the DM flat maps providing the optimal optical quality of the testbed and (ii) with the DM maps as provided by SM, producing a coronagraphic image DH. Both settings will allow us to monitor the wavefront and DH stabilization with our active control loop. When using DM SM maps, we apply a set-and-forget operation mode: we first run the SM algorithm to obtain the DM commands and then run the ZWFS experiment. The delay between the SM and ZWFS experiments is no longer than a few minutes so as to prevent excessive evolution of the testbed conditions in this time. The SM and ZWFS operations have so far been performed separately and successively. Further developments will enable us to combine SM control and ZWFS closed-loop control simultaneously.

In the rest of the paper, \mathbf{J} is computed using n at around 24 000 pixels, with the exact number depending on the selected ROI. The DM probes that introduce Zernike modes in OPD are applied on top of the flat maps in case (i) or on top of the SM commands in case (ii), described immediately above. From empirical tests to optimize the control, we use $p = 20$ nm RMS, $m = 12$ and we only filter out the smallest singular value to keep $k = 11$ modes. We use the Noll convention (Noll 1976) for Zernike modes, poking the first 12 modes from piston to vertical secondary astigmatism. The DM response to piston, which is not a pure piston, is poorly sensed by the ZWFS. Its sensitivity to a given mode can be computed as the variance of the coefficients of the corresponding column in \mathbf{J} . In our experiments, the ZWFS sensitivity to piston is 18 times smaller than the averaged sensitivity to the other 11 modes. Similarly, it is five times smaller than the sensitivity to trefoil, which is the second-least-sensed mode. For better loop stability, this requires filtering at least one mode in the inversion of \mathbf{J} . Piston is only kept in the probes within the control code for simplicity in operations. In our experiment, the requested pokes are pure Zernike modes. Their difference with the introduced modes is calibrated by \mathbf{J} . Further studies will be required to assess the maximum number of Zernike modes to be controlled or to address alternative modes that may be more suitable for this control. Finally, for the control loop, the implemented controller is an integrator, with an integral gain of 1 and a proportional gain of 0.15.

3.2. Modal response curves

Figure 5 presents the ZWFS response curves for different commands with Zernike modes when operated with a Jacobian matrix to investigate the validity range of this data-driven calibration. These response curves are obtained by multiplying the intensity measurement on the ZWFS camera with the control matrix for different aberration amplitudes of the introduced probes. We reiterate that the calibration probes used to build the matrix \mathbf{J} are performed using Zernike modes with $p = 20$ nm RMS.

In Fig. 5, we compare the response curves to low-order Zernike modes in simulation and experiment for two base DM settings: the flat maps and the SM maps. The Zernike modes are generated in terms of requested OPD. Because of the linear approximation in the conversion from nm to volts and the unknown exact DM response, the exact introduced OPD is unknown. The ZWFS is calibrated with a Jacobian matrix built around the DM flat shapes. Except for tip and tilt aberrations, which we discuss later on, the simulation and experiment results show good agreement for aberration amplitudes smaller than 15 nm RMS. The slope of the curves is very close to the unity response. For larger aberrations, the experimental curves show a mode underestimation of typically 10 nm RMS for an input of 40 nm RMS. This effect most likely comes from the quadratic deflection-to-voltage relation of the DMs (Morgan et al. 2019), which is not taken into account when applying DM commands on HiCAT. For open-loop operations like the ones shown here, we reach the limit of this DM control that assumes a perfect DM response. This approximation remains nevertheless sufficient for closed-loop control as detailed in Sect. 2.3.

In the scope of future operations with changing DM offsets, an important point is to analyze the ZWFS behavior when we add an offset to the DM commands that were used during the Jacobian matrix calibration. For most modes, and as predicted by simulations, the sensitivity of the sensor is decreased when we perform the response measurement with the SM commands

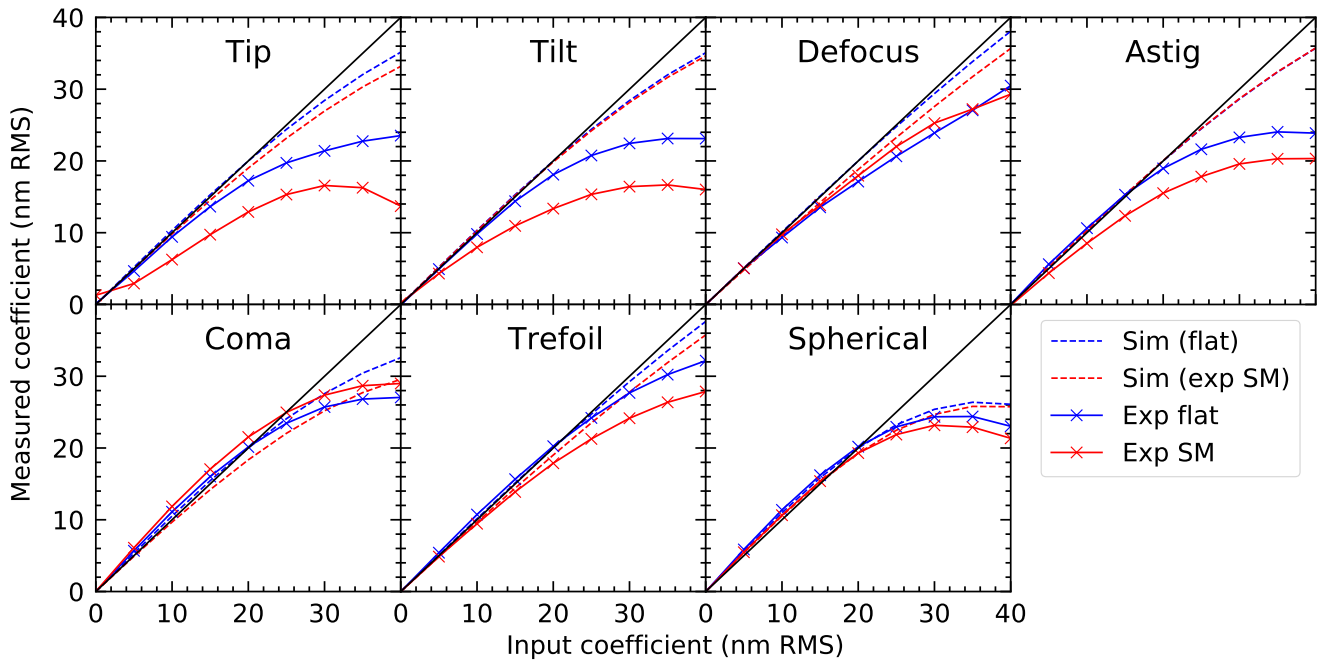


Fig. 5. Response curves of the ZWFS to low-order Zernike modes, in simulation (dotted lines) and from HiCAT experiments (solid lines with cross markers). The ZWFS has been calibrated around the DM flat maps that optimize wavefront quality. Response curves are measured both around these flat maps (blue curves) and around SM commands (red curves).

presented in Fig. 4. Only the defocus and the coma show a slight increase. As for the tip and tilt modes, they present a larger loss in sensitivity even at small aberrations. This originates from the combination of two factors. First, the ZWFS robustness to these modes is known to be reduced compared to higher order modes, as they represent a ZWFS mask misalignment with respect to the PSF. Second, the testbed drifts due to the delay between the SM command computation and the measurement of the response are likely to induce these tips and tilts. As a result, applying the SM commands that are computed around a slightly different testbed state will lead to a more visible effect on tip and tilt than on other modes.

For most science cases, the ZWFS will be operating in a closed loop with aberration values smaller than 20 nm RMS. In this regime, the sensor shows a behavior that should not lead to the degradation of wavefront corrections, as its response remains linear.

3.3. Cross talk

In addition to sensitivity, an important aspect of the sensor is cross-talk between sensed modes: specifically, it unclear whether or not some modes trigger a response on other modes. Figure 6 shows the mode coupling matrix of the ZWFS for the first ten measured Zernike modes. While we have $k = 11$, only the first ten modes are shown for the sake of simplicity. These measurements come from the same data set as Fig. 5 with $p = 20$ nm RMS. For both experiments, the global matrix shape is diagonal, which is consistent with the fact that the probes are identical to those used for the construction of **J**. Outside the diagonal and for both experimental cases, defocus is measured as a combination of tip, tilt, and both comas. We attribute this effect to a slight misalignment in the testbed that breaks the symmetry of the optical system, probably in the relay optics between the FPM and the ZWFS. For instance, a slight off-axis defocus could produce this

effect. As the nonlinear response of the DMs to voltage is not taken into account, modal cross-talk can also be expected when adding an offset to the commands. Further tests are required to precisely identify the origin of this effect.

The change of DM shape offsets maintains the similarity of the coupling matrix between the two experiments, which remains mostly diagonal. The main differences are created by the responses of the tip and tilt. These two modes show specifically a stronger coupling with both coma modes. The defocus also shows a coupling with both astigmatism modes that was not present with the offset of the flat maps. Overall, these limited changes due to DM offset modifications will unlikely impact the stability of the control loop, as we show in the following section.

4. Stability results

In this section, we investigate the wavefront and DH contrast stability with the ZWFS loop for different conditions of wavefront perturbations.

4.1. WFE calibration and stability

HiCAT is operating in air and naturally suffers from air turbulence, in particular in the optical path before the FPM. The air turbulence contribution is mainly composed of low-order aberrations, which allows us to test the ZWFS loop on an unknown perturbation and correct for them with DM1. With the air valve, we can adjust the strength of the dry air flow and open or close the testbed enclosure in order to generate different levels of air turbulence.

We study the wavefront statistics between an open-loop configuration with only WFE monitoring and a closed-loop configuration that includes WFE correction. We explore four different configurations, referring to the amount of turbulence. The first one, “closed”, corresponds to the case with the air valve

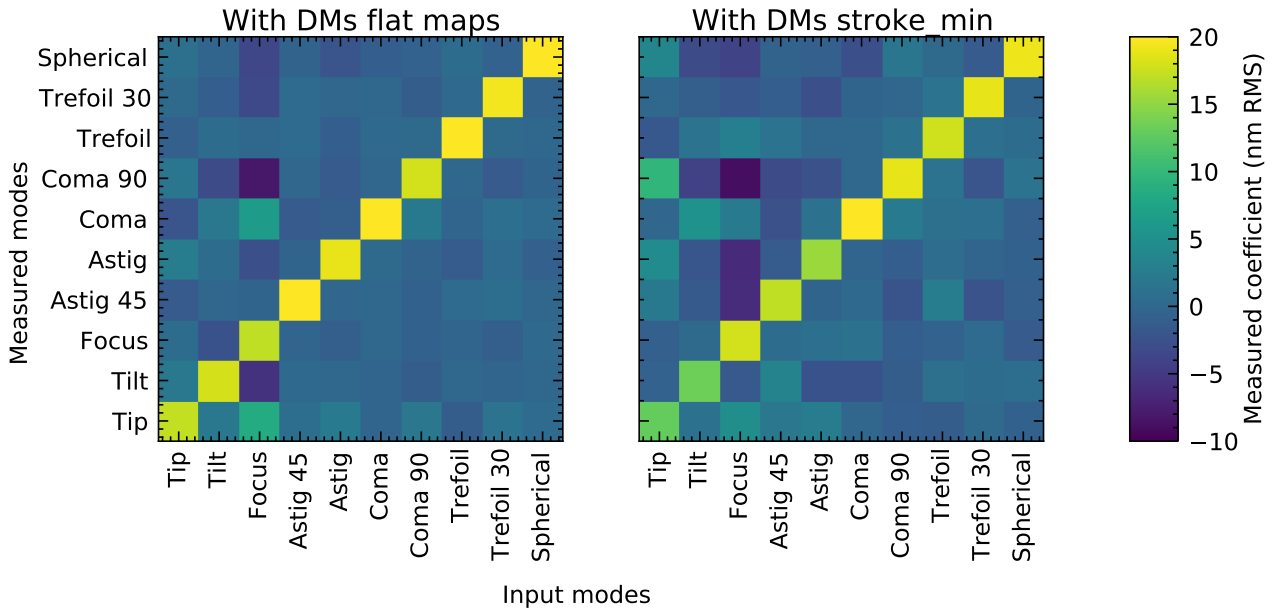


Fig. 6. Mode coupling matrix of the ZWFS to Zernike modes using a Jacobian matrix calibrated with Zernike modes around flat DMs. Introduced and measured modes are given on the horizontal and vertical axes. *Left:* with flat DMs. *Right:* after introduction of SM offset on the DMs. Modes are introduced with 20 nm RMS in each case.

completely closed, with no air flow, which causes the bench temperature and humidity to drift, but reduces the turbulence to a minimum. The second one, “low”, is related to a minimum air flow through the valve to stabilize the bench in humidity and temperature, which is the standard way of operation on HiCAT. The third one, “medium”, leads to the case with a small opening between the HiCAT enclosure covers and increased dry air flow. The last one, “high”, corresponds to the case with the removal of one lateral panel of the enclosure and dry air flow at a maximum. In this latter configuration, the PSF typically jitters around values of $\pm 0.4 \lambda_0 / D_{\text{pup}}$ at frequencies typically below 10 Hz. We note that these medium and high turbulence modes are never used in normal operations for HiCAT, and are only used here to increase the perturbation and study the performance of our closed-loop ZWFS in suboptimal conditions.

In closed loop, the control is performed with a pre-built Jacobian matrix, with $m = 12$ Zernike mode probes, with $k = 11$ modes being kept in the inversion. To avoid the effect of fitting error estimation on the whole WFE in the pupil as much as possible, the overall standard deviation of the wavefront is computed using the analytical phase reconstruction described in Sect. 2.2. Figure 7 shows the wavefront error estimates for the four different configurations of air turbulence on the testbed in open and closed loop. The closed loop runs at a typical frequency of 20–30 Hz, limited by the current computer calculation speed. The differences in perturbation between all the situations are clearly visible in both open loop before 600 s, and in closed loop after 600 s. For a closed air valve, a drift is present in open loop, degrading the tip mode; see top plot. This effect is due to a thermal drift of the testbed: the dry air is used to keep the temperature and humidity steady. With restored air flow, this effect is not visible in the other configurations. The wavefront fluctuations become larger as the injected air turbulence increases.

Table 1 gives the temporal standard deviation σ for tip, tilt, and defocus during the four experiments. From our experience on the testbed, tip is the most perturbed mode by air turbulence,

Table 1. Temporal WFE standard deviation in open and closed loop in nanometers, and the factor of improvement between both configurations for the tip, tilt, and defocus modes and for each air turbulence configuration.

Valve	Aberration	Open loop	Closed loop	Gain
Closed	Tip	2.17	0.24	9.0
	Tilt	0.91	0.48	1.9
	Defocus	0.70	0.64	1.1
Low	Tip	1.49	0.45	3.3
	Tilt	1.80	0.45	4.0
	Defocus	1.75	0.66	2.6
Medium	Tip	2.92	0.79	3.7
	Tilt	1.45	0.78	1.9
	Defocus	1.57	0.96	1.6
High	Tip	5.29	3.11	1.7
	Tilt	3.28	2.74	1.2
	Defocus	3.83	2.20	1.7

but the behavior of other modes is very similar. The air turbulence degrades σ_{tip} by a factor of 3.5, from 1.49 to 5.29 nm RMS, between the low and high turbulence configurations. In all four configurations, closing the loop improves the residual tip, with the gain on σ_{tip} ranging from 1.7 with the high turbulence to 9 without any air flow. In the most stable configuration, with no air flux, σ_{tip} drops from 2.17 to 0.24 nm RMS (and typically from $\pm 0.2 \lambda_0 / D_{\text{pup}}$ to $\pm 0.05 \lambda_0 / D_{\text{pup}}$), reaching subnanometric stability with our control loop. Improvements are also noticed with the other modes, confirming the ability of our control loop to correct for tip, tilt, and defocus and enhance the stability of the first Zernike modes in all configurations. A similar behavior is also observed with higher order modes as illustrated in the following.

We also performed a temporal spectral analysis of our results; see Fig. 8. The plot shows the open-loop (blue) and

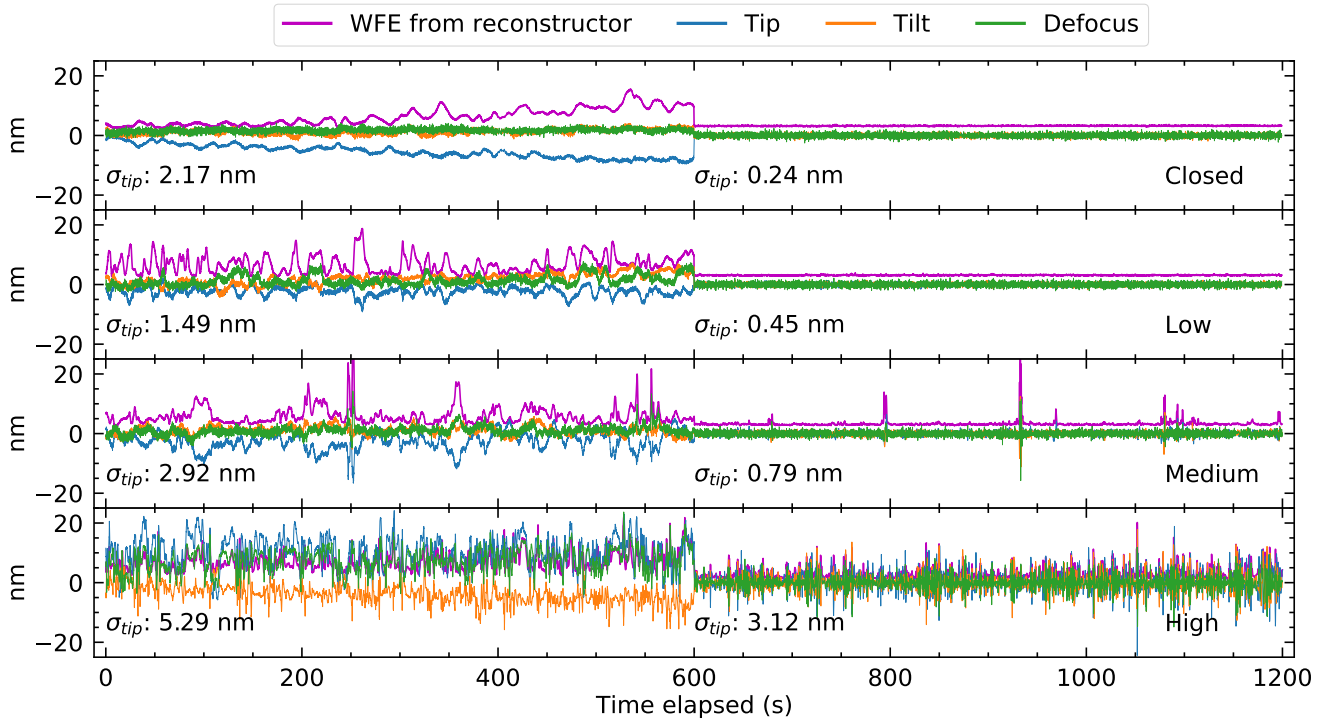


Fig. 7. Temporal evolution of the wavefront error with different levels of air turbulence. Global WFE measured by second-order reconstructor is plotted in magenta. Tip, tilt, and defocus coefficients estimated by the inverse Jacobian matrix are plotted in blue, orange, and green, respectively. The plots are ranked from top to bottom from no external air flow to maximum air flow. The experiment consisted of 15 minutes of open loop, followed by 15 minutes of closed loop, under natural drifting conditions. Nominal operations for HiCAT correspond to “closed” and “low”, and the “medium/high” configurations are only used to study the performance of the ZWFS in a suboptimal regime.

closed-loop (red) power spectrum densities (PSDs) as a function of the temporal frequency f for the first three Zernike modes in the four different air turbulence regimes. All open-loop experiments show a characteristic decrease in the PSD, which is consistent with the $f^{-5/3}$ Kolmogorov statistics before reaching the noise floor of the higher temporal frequencies. The turbulence regime alters the frequency cutoff of this behavior from around 0.2 Hz for the closed valve case to several Hertz for the high turbulence regime. The PSDs in the open-loop operation do deviate from this $f^{-5/3}$ behavior in the low temporal frequency regime, most likely because of the bench enclosure that limits the turbulence developments at low spatial and temporal frequencies.

Still, all of the four closed-loop cases show an improvement of the temporal PSD in the low-frequency regime by two orders of magnitude from open to closed loop. For the closed and low air valve cases, the closed-loop PSDs are almost flat over all frequencies and reach the noise floor, meaning that the correction loop is close to the optimal correction in these conditions. The correction could be further improved by enhancing the signal-to-noise ratio in the measurements. This could be done by binning the images on the ZWFS camera, currently of 224×224 pixels in size after 4×4 binning, or by using temporal averages of several frames, at the cost of a lower loop speed, which is currently around 20–30 Hz. For medium- and high-turbulence regimes, the closed-loop PSDs show an increase from the lowest frequencies to 1 Hz at which the blue and red curves meet, showing that the loop struggles to correct for the aberrations with frequencies higher than 0.1 Hz. A larger gain, a faster loop speed, or an improved control method such as a proportional-integral-derivative (PID) controller or predictive control could

be useful for improving the stability in these conditions. Nevertheless, this high level of air turbulence is never met in standard HiCAT operation. Overall, our control loop using ZWFS improves the temporal PSDs of the wavefront errors in all conditions, showing that it is a suitable solution for controlling and stabilizing low-order modes for high-contrast instruments with LCs.

4.2. Contrast stability

The ultimate goal of correction for low-order aberrations is to help maintain the optimal contrast in the DH. We explore the contrast evolution in a set-and-forget mode: we use the SM algorithm to compute optimal DM commands that allow for a DH at a few 10^{-8} contrast, apply these commands on the DMs, and let the DH contrast drift, with or without the ZWFS loop running. With the current large IWA ($7.6 \lambda_0/D_{\text{pup}}$), the DH contrast is dominated by mid- to high-order aberrations. The impact of the air turbulence and the ZWFS correction is therefore challenging to observe. To artificially increase the contrast drift over the experiment duration of 30 min, we introduce Brownian noise on DM1. This random walk is performed every other second by drawing random Zernike coefficients with a uniform law in the range $[-0.5, 0.5]$ nm RMS for the first ten Zernike modes. The average WFE of each individual perturbation is 0.79 nm RMS and the perturbations are introduced on DM1 in a cumulative way. We monitor the wavefront errors and the DH contrast first in open loop and then in close loop for 900 s each. The upper plot in Fig. 9 shows examples of wavefront maps measured with our ZWFS during the experiment. A clear degradation of the

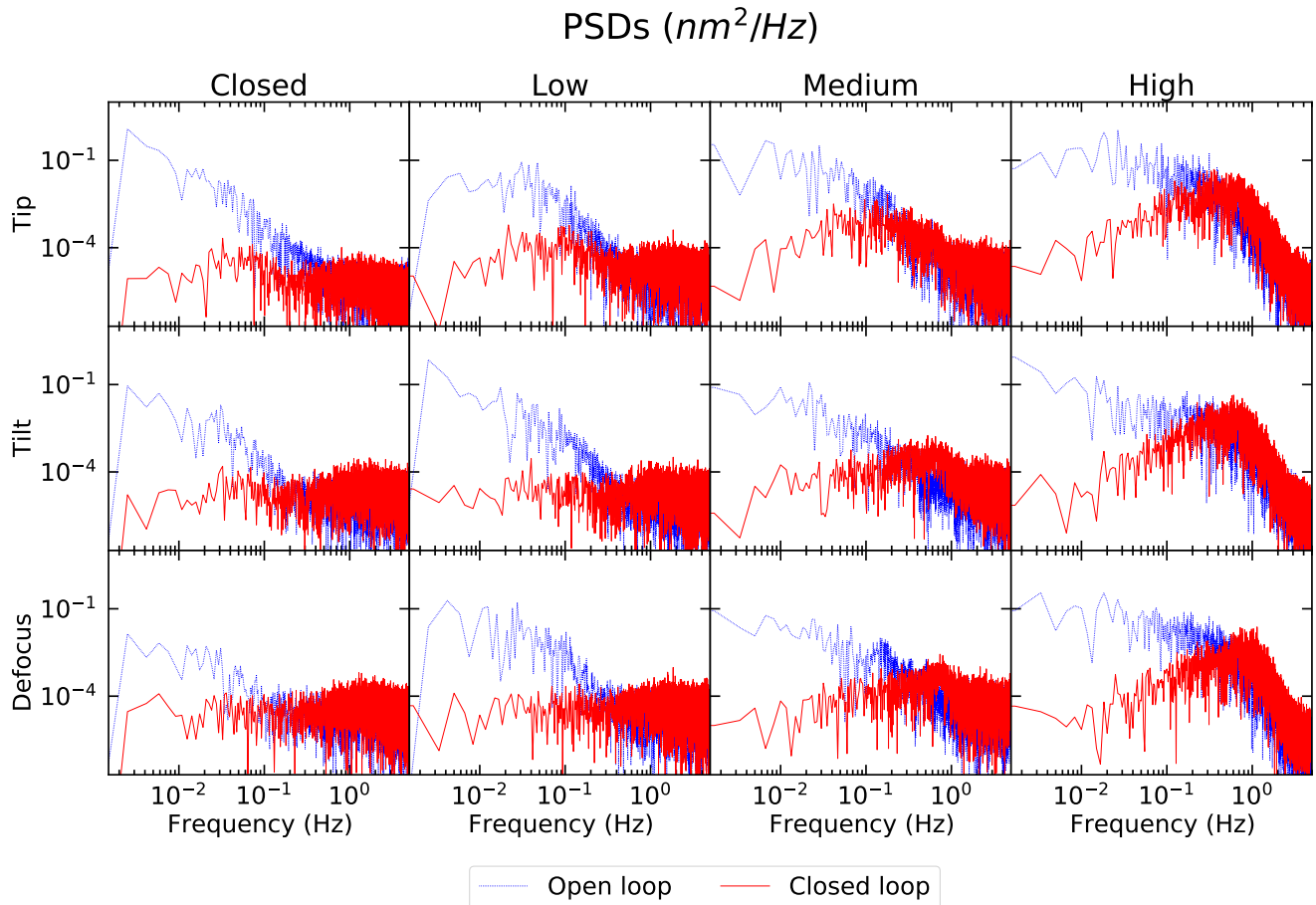


Fig. 8. Temporal PSDs for the tip, tilt, and defocus in different air turbulence conditions, in open-loop (blue) and closed-loop (red) operations.

wavefront error can be observed during the open-loop experiment with a residual WFE of 3.7, 16.5, and 19.2 nm RMS at 0, 400, and 800 s respectively. After closing the loop at 900 s, the wavefront errors show a pattern very similar to the initial one at 0 s, with a WFE of 3.7 nm RMS at 1780 s, showing a good recovery of the initial wavefront state.

The evolution of the corresponding first ten Zernike coefficients estimated with the command matrix \mathbf{C} are presented in the upper plot of Fig. 10 for the calibration around SM commands. As expected, the coefficients show improved stability after closing the loop. The temporal standard deviations are given for the first ten modes in Table 2. Once the loop is closed, the noisiest mode is tilt with $\sigma_{\text{tilt}} = 760$ pm, the mean value of σ being 380 pm between all the modes. Overall, the wavefront error from the ten Zernike coefficients drops from 10.4 to 1.4 nm RMS, showing an improvement by a factor of 7.6. This improvement is confirmed by the analysis of the temporal PSDs for the first ten Zernike coefficients; see Fig. A.1. A gain of a few orders of magnitude is observed in the low-temporal frequency regime from open to closed-loop operation.

The bottom plot in Fig. 9 displays focal-plane DH images corresponding to the wavefront measured by our ZWFS. The contrast degradation is visible at 400 and 800 s, but the ZWFS closed loop restores a DH qualitatively similar to the initial one. The bottom plot in Fig. 10 shows the contrast evolution for two different calibrations: one where \mathbf{J} was computed around the SM commands (solid line) and one where it was

computed around flat commands (dashed line). However, the SM commands applied during both experiments were the SM commands at all times.

Regarding the contrast, we reiterate that our goal is to study the maintenance of a pre-computed DH with a given contrast and shape: the ZWFS control loop is not designed to improve the ultimate contrast or DH digging capabilities. As of December 2021, the capabilities of HiCAT allow the generation of a DH with an average contrast of $\sim 2.5 \times 10^{-8}$ while SM is running. Once we interrupt the SM loop, the environmental testbed conditions and lack of any further action on the testbed mean that the contrast will tend to remain at twice this value, around $\sim 5 \times 10^{-8}$, over a few tens of minutes. As such, we are first and foremost limited by the contrast in the starting DH. After introducing some known perturbations that lead to a contrast degradation, we aim to recover the initial $\sim 5 \times 10^{-8}$ contrast thanks to our ZWFS-based control loop.

The spatially averaged contrast values in the DH are given in Table 3. While in open loop, the contrast decreases by a factor of 10 from 5×10^{-8} to 5×10^{-7} because of the introduced wavefront drifts during the experiment; closing the loop brings the contrast back to approximately its initial value of around $5\text{--}6 \times 10^{-8}$. In this experiment, the average closed-loop contrast for the ZWFS calibration around SM commands and flat maps are 7.6×10^{-8} and 6.2×10^{-8} , respectively. We achieve a contrast standard deviation σ_{contrast} that goes from 2.2×10^{-7} in open loop to around 7×10^{-9} in closed loop for both calibrations, which corresponds

R. Pourcelot et al.: Low-order wavefront control using a Zernike sensor through Lyot coronagraphs for exoplanet imaging

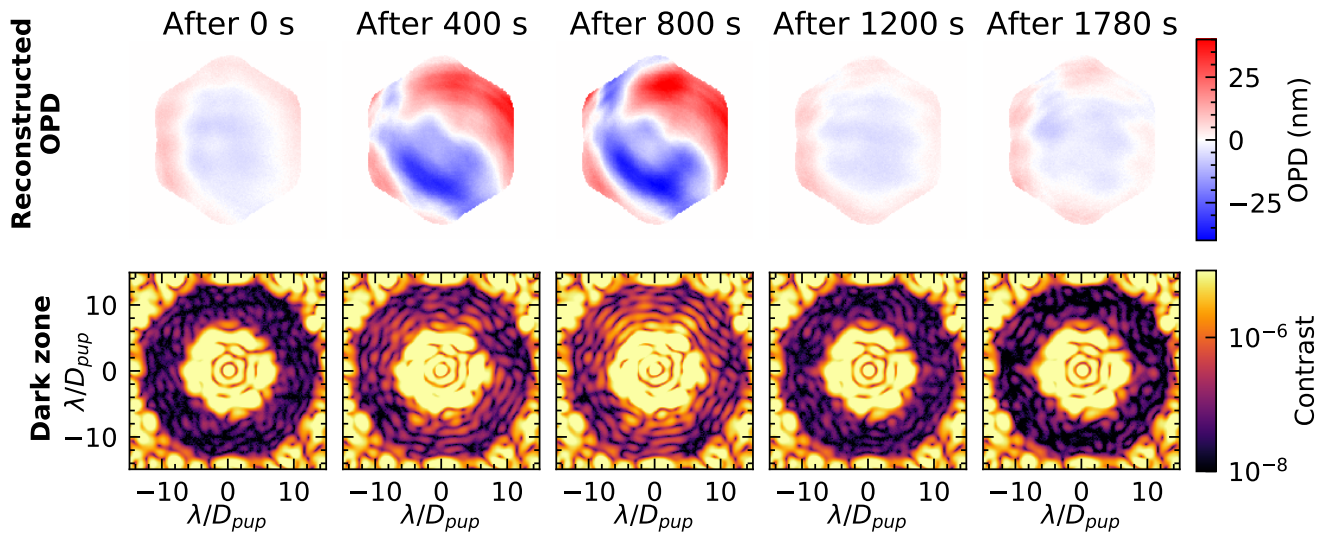


Fig. 9. Examples of wavefront differences from reference as reconstructed by the ZWFS (*top*) and of DH images (*bottom*) during the contrast stabilization experiment with the calibration around flat maps. The iterations at 0, 400, and 800 s are from the open-loop experiment. The loop is closed after 900 s. In this experiment, we are adding “artificial drifts” in the form of low-order aberration random walk added to the continuous DM. At the end of the open-loop phase (900 s), the added aberration is about 20 nm RMS. At the end of the closed-loop phase (1800 s), the added aberration is about 25 nm RMS. This experiment also corresponds to the nominal turbulence regime (“low”).

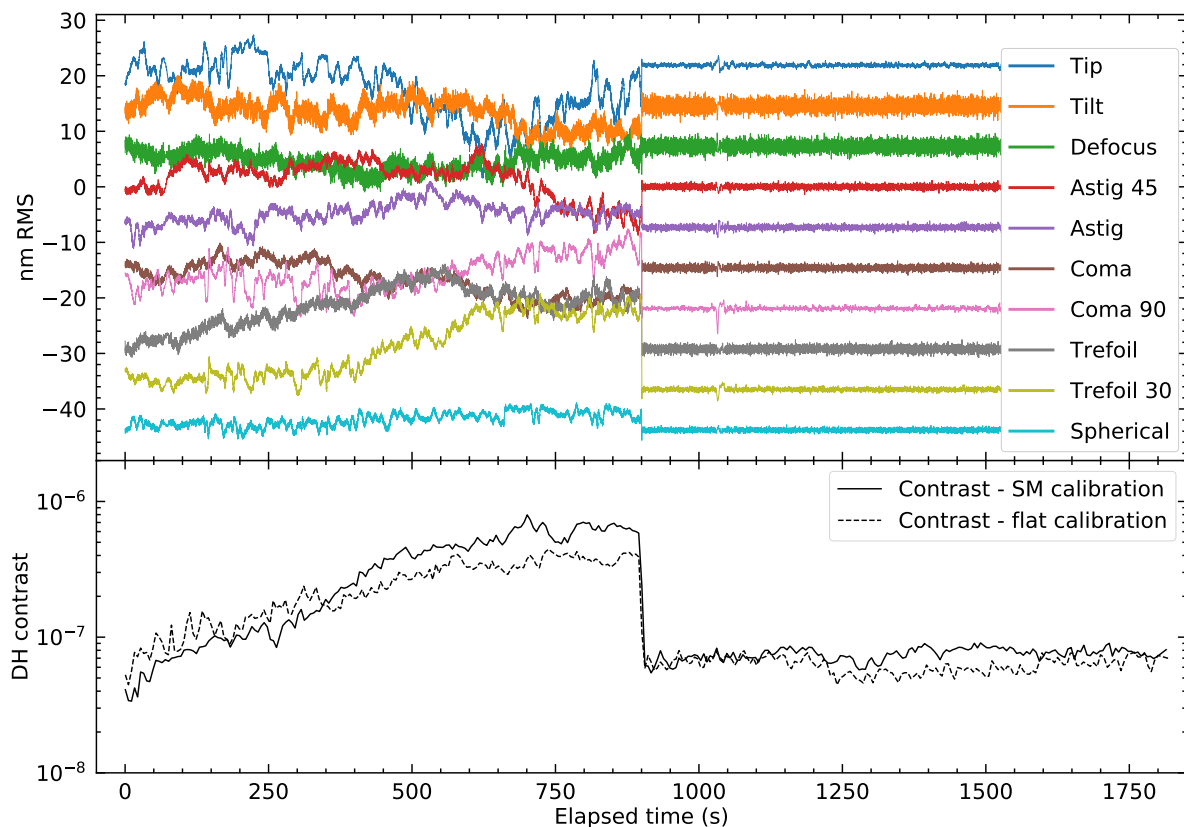


Fig. 10. Wavefront evolution and contrast in the DH as a function of time in open-loop (first 900 s) and closed-loop (last 900 s) configurations under artificial drift conditions. An additional random perturbation of ten Zernike modes combined with 0.79 nm RMS on average is applied every 2 s. This amounts to a total aberration of about 25 nm RMS at the end of the 30-min experiment. *Top*: Zernike coefficients estimated with the inverse Jacobian matrix calibrated around SM commands. These have been artificially shifted along the vertical axis to enhance readability: all of them actually oscillate around zero in closed loop. *Bottom*: mean contrast in the DH in the case of a Jacobian matrix calibration performed around SM commands (continuous line) and around flat DM maps (dashed line).

Table 2. Open-loop and closed-loop temporal wavefront error standard deviations in nanometers for the first ten Zernike modes controlled during the DH stabilization experiment, and the gain between both operations.

Aberration	Open-loop	Closed-loop	Gain
Tip	4.86	0.23	20.92
Tilt	2.47	0.76	3.24
Defocus	1.73	0.72	2.40
Astig 45	3.11	0.29	10.60
Astig	1.92	0.28	6.78
Coma	2.88	0.34	8.60
Coma 90	3.06	0.22	13.66
Trefoil	3.64	0.43	8.51
Trefoil 30	5.20	0.22	23.47
Spherical	1.21	0.24	5.05
RMS	10.3	1.4	7.6

Table 3. Statistics of the contrast spatial average in the DH, ranging from $7.6 \lambda_0/D_{\text{pup}}$ to $12.8 \lambda_0/D_{\text{pup}}$, during the stabilization experiments for flat and DH calibrations.

Calibration	Loop status	Mean	σ_{contrast}
DH	Open	$3.3\text{e-}07$	$2.2\text{e-}07$
	Closed	$7.5\text{e-}08$	$7.4\text{e-}09$
Flat	Open	$2.4\text{e-}07$	$2.2\text{e-}07$
	Closed	$6.2\text{e-}08$	$8.2\text{e-}09$

to an improvement by a factor of 30. We identify at least two reasons to explain the small difference between the initial (5×10^{-8}) and recovered (6.2 and 7.5×10^{-8}) contrasts. First, as perturbations are still introduced during the closed-loop operation, the lag in the control loop will cause some residual WFE. While our loop is running at 20–30 Hz, a faster loop will help to reduce the lag and this residual effect. Second, while we correct for low-order modes, there are also mid- and high-order aberration drifts that remain uncontrolled here, degrading the contrast DH with speckles. Although the spatially filtered ZWFS approach will only correct for low-order aberrations, it can be used in conjunction with other high-order techniques to make the most efficient use of the rejected stellar photons.

In Fig. 10 (bottom), the difference between the two curves is due to realization effects: the SM commands calculated at a given time do not provide optimal DH contrast at a different point in time. The achieved contrast also greatly depends on the bench evolution between the moment the SM commands are computed and the acquisition of the reference measurement for the ZWFS. This is clearly visible in Fig. 9: the initial DH, at 0 s, shows some speckles that are usually removed by SM. Still, the contrast degradation at 800 s due to the wavefront drift is canceled after the closed-loop control.

Overall, we show that the stabilization of low-order aberrations on HiCAT is possible down to a subnanometric level and we demonstrate the efficiency of our control loop with ZWFS to prevent low-order WFE from degrading the contrast during observations. This correction has been performed in a blind way without interactions between the different control loops: our control loop based on the ZWFS uses no information from the imaging camera and it therefore stabilizes the image DH without

seeing it. Further work involving synchronization with SM and running parallel loops on HiCAT will be investigated to stabilize the testbed at its best contrast performance.

5. Conclusion and perspectives

Here, we validate an approach to control low-order wavefront errors in Lyot-type coronagraphs using a ZWFS with the light rejected by the coronagraphic FPM. In this work, the existing formalism of the ZWFS is extended for wavefront reconstruction with a FPM-filtered beam.

To validate our approach experimentally, we used the HiCAT testbed in such a configuration. We characterized the ZWFS response to Zernike modes when calibrated with a modal Jacobian matrix. The ZWFS shows a good response to low-order Zernike modes and limited cross-talk between modes. Changing the offsets on the DMs to generate a DH with a 2.5×10^{-8} contrast and a $7.6 \lambda_0/D_{\text{pup}}$ IWA in the focal plane barely impacts the ZWFS response. With deeper contrasts and smaller IWAs, the DH DM commands may have larger strokes. Additional tests are still necessary to extend the validity of our findings.

We validated the modal control of low-order aberrations on HiCAT by closing the loop between the ZWFS and DM1. In different air turbulence regimes, we show a clear wavefront correction and stabilization down to a temporal standard deviation of a few hundred picometers for the tip, tilt, and defocus modes. In the presence of artificial random drifts introduced on DM1, our control loop is able to blindly stabilize the DH contrast at a level of 7×10^{-8} with a standard deviation of 7×10^{-9} .

Further investigations are required to demonstrate full operational capability. In this paper, only 11 Zernike modes were controlled. In the case of HiCAT, with a FPM mask cutoff radius of $4.2 \lambda_0/D_{\text{pup}}$, more Zernike modes could be measured. Regarding wavefront stability, controlling more modes is possible in general. However, these higher order modes include a higher spatial frequency content that is filtered by the FPM and therefore not measurable by this ZWFS. Unconstrained by the control loop, these higher order components add aberrations that create light leakage in the DH, which is no longer stable. An improved modal control would have to be used with modes that can better describe the system, as envisaged by [Laginja et al. \(2022\)](#), or with Karhunen-Loeve modes. Furthermore, we currently use a monochromatic light source with enough photons for a high signal-to-noise ratio. A more realistic approach would be to validate the ZWFS in broadband light and in a photon-starved regime.

The experiments were conducted on HiCAT with a segmented aperture that was flattened throughout with a calibration map. A crucial step will be to study the response of the ZWFS to segment piston, tip, and tilt aberrations, and correction in combination with the low-order modes.

Finally, we worked in a set-and-forget setting for the DM SM commands. The next step will consist of operating ZWFS while running SM and possibly other experiments in parallel. Our wavefront control loop currently runs at 30 Hz, limited by the camera readout speed and the computer processing time. The speed could be improved with a faster camera and software improvements.

This first demonstration of a control loop with ZWFS in the rejected light of a CLC and in the presence of a segmented aperture proves very promising to prepare for space coronagraphs to observe exo-Earth candidates in line with the recent recommendations of the 2020 Decadal Survey for a future segmented space observatory with high-contrast imaging and spectroscopy.

R. Pourcelot et al.: Low-order wavefront control using a Zernike sensor through Lyot coronagraphs for exoplanet imaging

Acknowledgements. R.P. acknowledges PhD scholarship funding from Région Provence-Alpes-Côte d'Azur and Thales Alenia Space. The authors are especially thankful to the extended HiCAT team (over 50 people) who have worked over the past several years to develop this testbed. This work was supported in part by the National Aeronautics and Space Administration under Grant 80NSSC19K0120 issued through the Strategic Astrophysics Technology/Technology Demonstration for Exoplanet Missions Program (SAT-TDEM; PI: R. Soummer). E.H.P. was supported by the NASA *Hubble* Fellowship grant HST-HF2-51467.001-A awarded by the Space Telescope Science Institute, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Incorporated, under NASA contract NAS5-26555.

References

- Beuzit, J. L., Vigan, A., Mouillet, D., et al. 2019, *A&A*, **631**, A155
- Bloemhof, E. E., & Wallace, J. K. 2003, *SPIE Conf. Ser.*, **5169**, 309
- Brady, G. R., Moriarty, C., Petrone, P., et al. 2018, *SPIE Conf. Ser.*, **10698**, 1069861
- Chambouleyron, V., Fauvarque, O., Sauvage, J. F., et al. 2021, *A&A*, **650**, L8
- Chauvin, G., Desidera, S., Lagrange, A. M., et al. 2017, *A&A*, **605**, L9
- Coyle, L. E., Knight, J. S., Pueyo, L., et al. 2019, *SPIE Conf. Ser.*, **11115**, 111150R
- Currie, T., Guyon, O., Lozi, J., et al. 2020, *SPIE Conf. Ser.*, **11448**, 114487H
- Dohlen, K. 2004, *EAS Pub. Ser.*, **12**, 33
- Fanson, J., McCarthy, P. J., Bernstein, R., et al. 2018, *SPIE Conf. Ser.*, **10700**, 1070012
- Fitzgerald, M., Bailey, V., Baranec, C., et al. 2019, *BAAS*, **51**, 251
- Gaudi, B. S., Seager, S., Mennesson, B., et al. 2020, ArXiv e-prints [arXiv:2001.06683]
- Guyon, O. 2005, *ApJ*, **629**, 592
- Guyon, O., Bottom, M., Chun, M., et al. 2019, *BAAS*, **51**, 203
- Jovanovic, N., Martinache, F., Guyon, O., et al. 2015, *PASP*, **127**, 890
- Jovanovic, N., Absil, O., Baudoz, P., et al. 2018, *SPIE Conf. Ser.*, **10703**, 107031U
- Kasper, M., Cerpa Urta, N., Pathak, P., et al. 2021, *The Messenger*, **182**, 38
- Keppler, M., Benisty, M., Müller, A., et al. 2018, *A&A*, **617**, A44
- Krist, J., Nematı, B., Zhou, H., & Sidick, E. 2015, *SPIE Conf. Ser.*, **9605**, 96050S
- Laginja, I., Sauvage, J.-F., Mugnier, L. M., et al. 2022, *A&A*, **658**, A84
- Lebouilleux, L., N'Diaye, M., Riggs, A. J. E., et al. 2016, *SPIE Conf. Ser.*, **9904**, 99043C
- Macintosh, B., Graham, J. R., Ingraham, P., et al. 2014, *Proc. Natl. Acad. Sci.*, **111**, 12661
- Macintosh, B., Graham, J. R., Barman, T., et al. 2015, *Science*, **350**, 64
- Mazoyer, J., Pueyo, L., N'Diaye, M., et al. 2018a, *AJ*, **155**, 7
- Mazoyer, J., Pueyo, L., N'Diaye, M., et al. 2018b, *AJ*, **155**, 8
- Morgan, R., Douglas, E., Allan, G. W., et al. 2019, *Micromachinesm*, **10**, 366
- Moriarty, C., Brooks, K., Soummer, R., et al. 2018, *SPIE Conf. Ser.*, **10698**, 1069853
- National Academies of Sciences, Engineering, & Medicine 2021, *Pathways to Discovery in Astronomy and Astrophysics for the 2020s* (Washington, DC: The National Academies Press)
- N'Diaye, M., Dohlen, K., Cuevas, S., et al. 2010, *A&A*, **509**, A8
- N'Diaye, M., Choquet, E., Pueyo, L., et al. 2013a, *SPIE Conf. Ser.*, **8864**, 88641K
- N'Diaye, M., Dohlen, K., Fusco, T., & Paul, B. 2013b, *A&A*, **555**, A94
- N'Diaye, M., Choquet, E., Pueyo, L., et al. 2014, *AAS Meeting Abs.*, **223**, 149.13
- N'Diaye, M., Mazoyer, J., Choquet, É., et al. 2015, *SPIE Conf. Ser.*, **9605**, 96050I
- N'Diaye, M., Vigan, A., Dohlen, K., et al. 2016, *A&A*, **592**, A79
- Nielsen, E. L., De Rosa, R. J., Macintosh, B., et al. 2019, *AJ*, **158**, 13
- Noll, R. J. 1976, *J. Opt. Soc. Am.*, **207**
- Oppenheimer, B. R., Beichman, C., Brenner, D., et al. 2012, *SPIE Conf. Ser.*, **8447**, 844720
- Por, E. H. 2020, *ApJ*, **888**, 127
- Pourcelot, R., Vigan, A., Dohlen, K., et al. 2021, *A&A*, **649**, A170
- Pueyo, L., Kay, J., Kasdin, N. J., et al. 2009, *Appl. Opt.*, **48**, 6296
- Ramsay, S., Amico, P., Bezawada, N., et al. 2020, *SPIE Conf. Ser.*, **11447**, 114471U
- Ruane, G., Riggs, A., Coker, C. T., et al. 2018, *SPIE Conf. Ser.*, **10698**, 106984U
- Ruane, G., Wallace, J. K., Steeves, J., et al. 2020, *J. Astron. Teles. Instrum. Syst.*, **6**, 045005
- Seo, B.-J., Patterson, K., Balasubramanian, K., et al. 2019, *SPIE Conf. Ser.*, **11117**, 111171V
- Shi, F., Balasubramanian, K., Hein, R., et al. 2016, *J. Astron. Teles. Instrum. Syst.*, **2**, 011021
- Shi, F., Seo, B.-J., Cady, E., et al. 2018, *SPIE Conf. Ser.*, **10698**, 106982O
- Simard, L., Ellerbroek, B., Bhatia, R., Radovan, M., & Chisholm, E. 2016, *SPIE Conf. Ser.*, **9908**, 99081V
- Sirbu, D., Marx, D., Belikov, R., et al. 2021, *SPIE Conf. Ser.*, **11823**, 118230R
- Sivaramakrishnan, A., Oppenheimer, B. R., Soummer, R., et al. 2007, in *The Spirit of Bernard Lyot: The Direct Detection of Planets and Circumstellar Disks in the 21st Century*, ed. P. Kalas (Berkeley, CA, USA: University of California), 21
- Soummer, R. 2005, *ApJ*, **618**, L161
- Soummer, R., Brady, G. R., Brooks, K., et al. 2018, *SPIE Conf. Ser.*, **10698**, 106981O
- Spergel, D., Gehrels, N., Baltay, C., et al. 2015, ArXiv e-prints [arXiv:1503.03757]
- Steeves, J., Wallace, J. K., Kettenbeil, C., & Jewell, J. 2020, *Optica*, **7**, 1267
- The LUVUOIR Team. 2019, ArXiv e-prints [arXiv:1912.06219]
- Vigan, A., & N'Diaye, M. 2018, Astrophysics Source Code Library [record ascl:1806.003]
- Vigan, A., Fontanive, C., Meyer, M., et al. 2021, *A&A*, **651**, A72
- Wallace, J. K., Rao, S., Jensen-Clem, R. M., & Serabyn, G. 2011, *SPIE Conf. Ser.*, **8126**, 81260F
- Zernike, F. 1934, *MNRAS*, **94**, 377

Appendix A: Temporal PSD for the low-order modes during the DH maintenance experiment

Figure A.1 shows the temporal PSDs corresponding to the experiment presented in Sect. 4.2. The impact of the random walk is visible in the open-loop operation (blue curves) when comparing the PSDs of the tip, tilt, and defocus in this plot and in Fig. 8 with the "low" air configuration. Observed at the lowest temporal frequencies, the PSD peaks reach 10^{-1} nm²/Hz with the air turbulence only and about 1 nm²/Hz with the additional perturbations introduced on DM1. Overall, with the added perturbations, all the modes in Fig. A.1 present larger PSD values than the three modes shown in Fig. 8, at all temporal frequencies, as expected.

In closed-loop operations, the final performance in Figs. A.1 and 8 is similar with and without perturbations. Most modes present PSDs close to the noise floor around 10^{-5} nm²/Hz. The cutoff frequency of the control loop appears to be the same, at around 1 Hz. As a result, Fig. A.1 shows a gain of up to almost five orders of magnitude in the PSDs at low temporal frequencies from open- to closed-loop operation. Tip, coma 90, trefoil 30, and spherical aberrations present a slight bump around 10^{-1} Hz, which is possibly due to the fact that perturbations are introduced every other second. This analysis in the presence of perturbations validates the ability of our control loop with ZWFS to recover the aberration level that is observed in the absence of introduced perturbations.

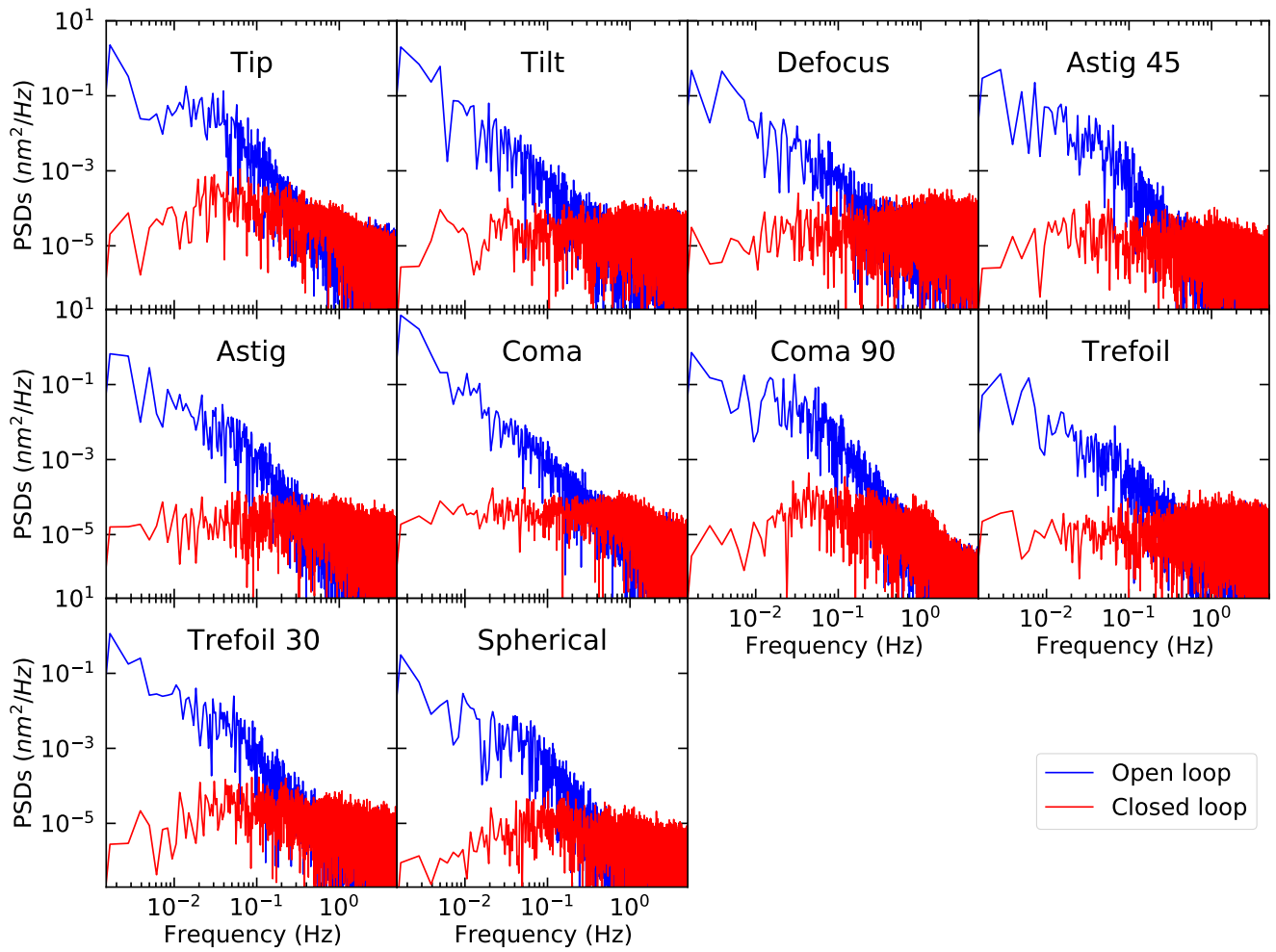


Fig. A.1: Temporal PSDs for ten Zernike modes from tip to spherical aberration, in open-loop (blue) and closed-loop (red) operations. The data are related to the experiment presented in Sect. 4.2.

4.4 Correction d'une perturbation spontanée

En plus des dérives au cours du temps dues à la turbulence explorées précédemment, j'ai poussé les tests de stabilité de la boucle de contrôle des aberrations de bas ordre. Pour cela, j'ai introduit des fortes perturbations spontanées. Plus précisément, j'ai étudié comment la correction de front d'onde et le contraste dans le DH réagissaient à l'introduction spontanée d'un mode de Zernike sur un DM. Les résultats suivants sont issus de ma contribution à la conférence Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Optics + Photonics 2021 à laquelle j'ai participé à distance. Cette participation inclut un proceeding, joint en annexe B.2 ainsi qu'avec une présentation préparée par mes soins qui fut donnée en présentiel par Emiel Por.

J'ai testé deux configurations du même scénario, dont les résultats sont montrés en figures 4.4 et 4.5. Les expériences commencent par observer la turbulence évoluer avec le ZWFS pendant 20 s en boucle ouverte, puis la boucle est fermée. J'introduis et retire alors successivement, toutes les 5 s, sur un des DM une perturbation sous la forme des modes de Zernike d'astigmatisme et de coma Z_5 , Z_6 , Z_7 . La différence entre les figures 4.4 et 4.5 est le modèle utilisé pour le contrôle. Il s'agit d'une matrice jacobienne décrite en section 4.3 dans le premier cas et de conjugaison de phase décrite en section 3.2 dans le deuxième cas. Dans ces deux configurations, plusieurs informations sont affichées : les coefficients des modes de tip, tilt et défocus en fonction du temps, ainsi que l'écart-type total dans la pupille calculé à partir de la reconstruction analytique de la phase. Un autre outil est également utilisé pour vérification de la stabilité de la boucle : la position du centre de la PSF sur la caméra de TA située, comme le ZWFS dans le faisceau rejeté par le FPM.

Dans tous les cas, le front d'onde reste stable malgré ces perturbations : introduire ces aberrations n'altère pas la stabilité de la boucle de correction. Même si la convergence vers un plateau stable est plus longue en utilisant la conjugaison de phase, toutes les perturbations sont efficacement corrigées. Dans la figure 4.4, un offset apparaît dans la mesure de l'écart-type en violet après correction des perturbations. Cela est dû à l'erreur d'ajustement (« fitting ») de la boucle de contrôle travaillant sur 34 modes, alors que l'écart-type est calculé sur tous les pixels de la pupille. Pour les deux configurations, les coefficients résiduels de tip, tilt et défocus sont très rapidement corrigés autour de 0, et la mesure du centroïde de la PSF sur la caméra de TA apporte une validation supplémentaire. Alors que les variations des positions X et Y sont similaires aux variations des modes de tip et de tilt lorsque la boucle est ouverte, les mouvements résiduels en boucle fermée sont au niveau du bruit.

Enfin, en plus de ces études de perturbations sur le front d'onde en utilisant un nombre de modes contrôlés plutôt élevés, j'ai aussi étudié les conséquences sur un DH en plan focal de ces mêmes perturbations. La figure 4.6 résume cette analyse. Dans cette situation, la boucle de correction des aberrations de bas-ordre fonctionne en boucle fermée, en utilisant une matrice jacobienne et contrôlant 11 modes, comme en section 4.3, autour de formes de DH. Un mode d'astigmatisme de 25 nm RMS est alors introduit après un peu plus de 0.1 s sur le DM1. La reconstruction analytique de l'erreur de front d'onde à la 3^{ème} ligne montre effectivement une forte perturbation, et le DH en ligne 4 est très perturbé, à toutes les séparations angulaires. Cependant, en une dizaine d'itérations, l'OPD est ramenée à sa valeur initiale par la boucle de contrôle, tout comme la commande du DM1. De même, le contraste dans le DH est restauré à toutes les séparations angulaires.

Ainsi, en plus de la démonstration de la stabilisation aveugle du DH avec le ZWFS, j'ai également pu montrer la robustesse de la boucle de contrôle des aberrations fortes et ponctuelles de bas ordre en particulier l'astigmatisme. Si cela n'a pas d'application directe dans l'amélioration des performances de HiCAT, ces études permettent néanmoins

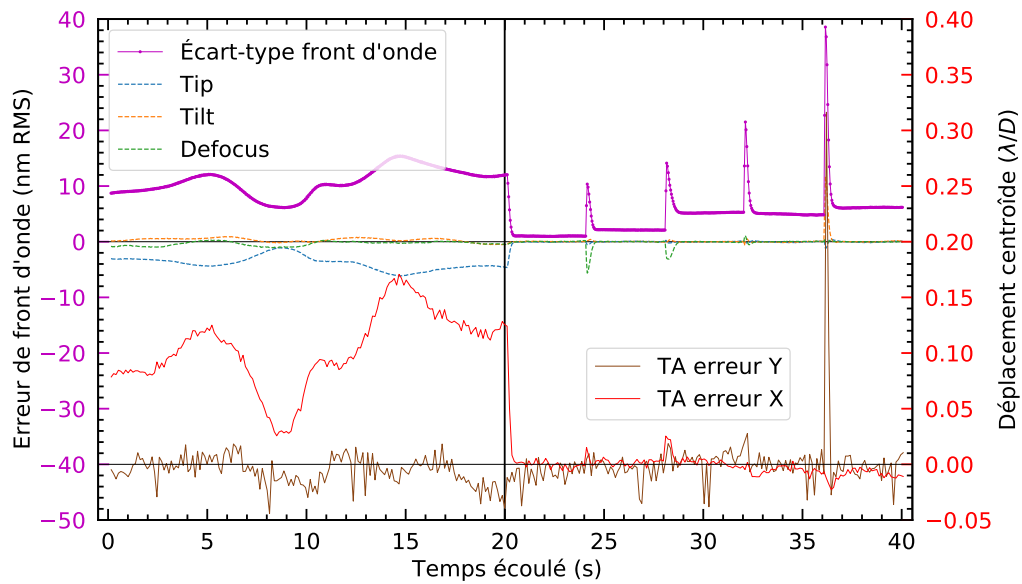


FIGURE 4.4 – Évolution de l'écart-type du front d'onde et des modes de tip/tilt/défocuss individuels en fonction du temps, en boucle ouverte pendant les 20 premières secondes et en boucle fermée pendant les 20 secondes suivantes. Les perturbations appliquées toutes les 5 s en boucle fermée sont dans l'ordre 25 nm RMS de $+Z_5$, $+Z_6$, $-Z_5$, $+Z_7$. Le suivi du centroïde de la PSF est également tracé dans la partie inférieure du graphique. Le contrôle de front d'onde est effectué à l'aide d'une matrice jacobienne et le contrôle porte sur 34 modes.

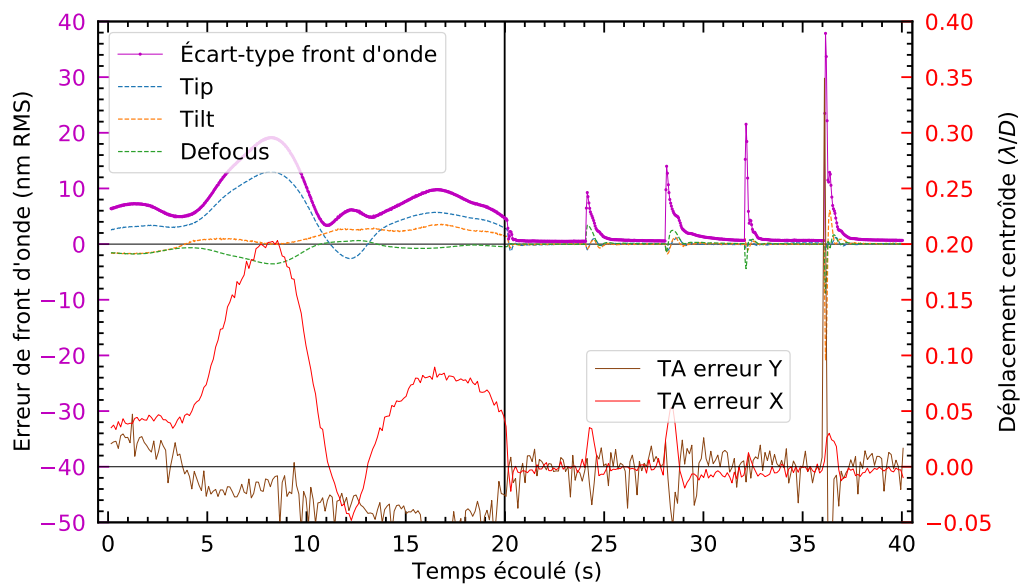


FIGURE 4.5 – Identique à la figure 4.4, mais avec un contrôle réalisé par conjugaison de phase.

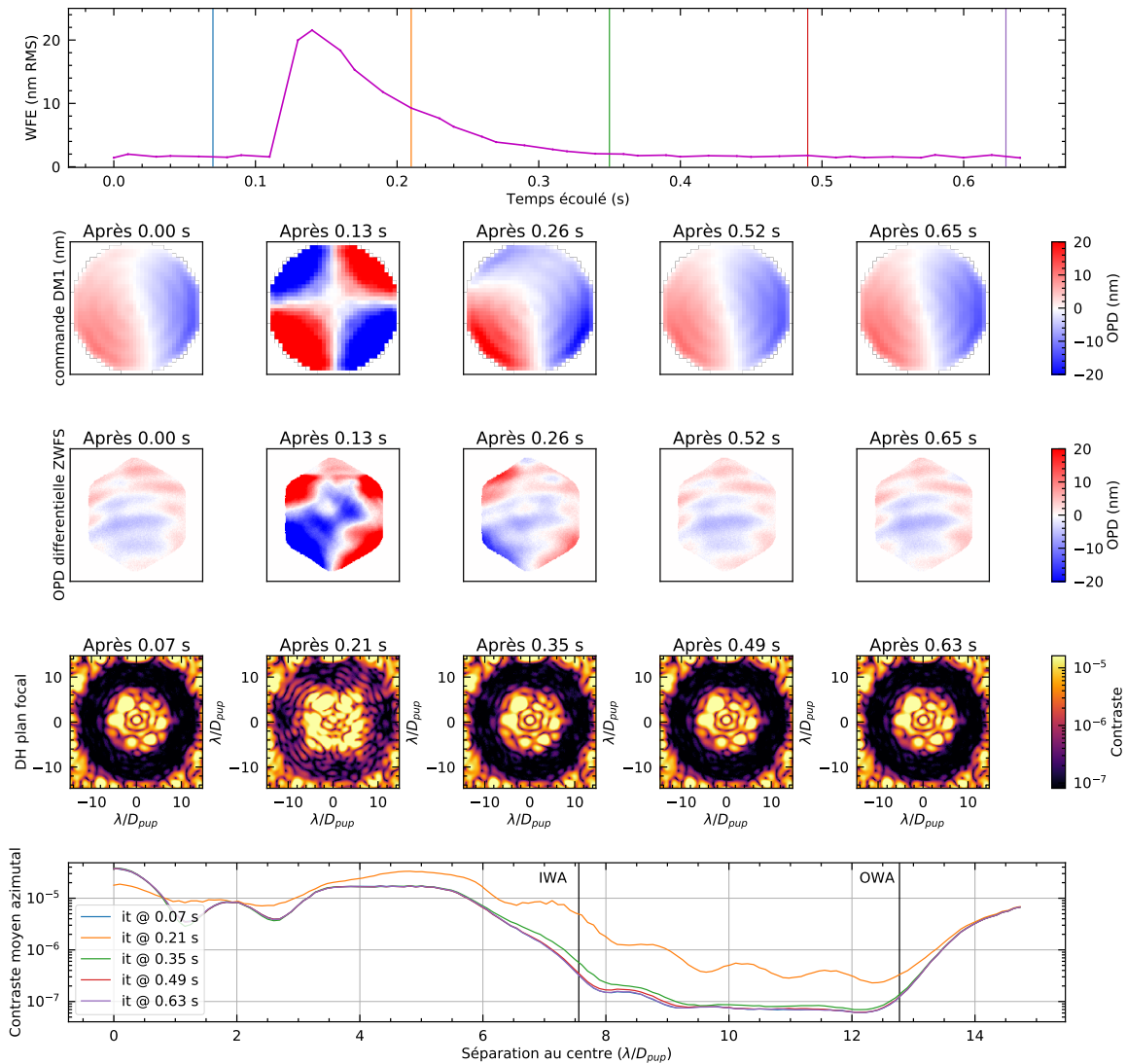


FIGURE 4.6 – Analyse de la stabilité du front d’onde corrigé par la boucle de correction des aberrations de bas-ordre sur HiCAT lors de l’introduction de 25 nm RMS d’astigmatisme sur le DM1. Ligne 1 : écart-type dans la pupille en fonction du temps calculé à partir de la reconstruction analytique du front d’onde par le ZWFS. Ligne 2 : commandes différentielles appliquées sur le DM1 après initialisation autour des formes de DH. Ligne 3 : front d’onde reconstruit analytiquement par le ZWFS. Ligne 4 : images du DH en plan focal. Ligne 5 : moyennes azimutales des images de DH de la ligne 4. Les couleurs des courbes des profils correspondent aux temps indiqués par des lignes verticales sur la ligne 1.

une meilleure compréhension du système et des limitations de la boucle de contrôle.

4.5 Digression sur le contrôle modal

Bien que très commune en optique et relativement adaptée à la description d'aberrations de bas ordre, la base des modes de Zernike n'est peut-être pas la plus adaptée pour le contrôle d'aberrations filtrées. En effet, comme vu en section 4.2, tous les modes ne sont pas mesurés la même manière. Une fois filtrée, la base des modes de Zernike n'est plus une base. Pire, les aberrations de haut ordres apparaissent sur le ZWFS comme des modes de plus bas ordre. Ainsi, nous pouvons nous poser la question : comment choisir les modes à contrôler? Si nous n'avons pas pu clore la réponse à cette question, nous présentons néanmoins quelques éléments de réflexion.

Nous présentons en figure 4.7 la sensibilité par mode pour les bases de Zernike et de Fourier. Pour les modes de Zernike, il s'agit de la diagonale de la matrice de covariance en figure 4.3. En plus des problèmes évoqués plus tôt, on remarque également que la sensibilité aux modes de tip/tilt n'est que de 1/3 de la sensibilité des modes les mieux vus. De plus, ils sont aussi bien mesurés que des modes de Zernike d'indice ≈ 65 . Cela signifie que lorsque l'on calculera la matrice de contrôle C , ces deux contributions seront équivalentes. Par conséquent, si on choisit de les inclure dans la matrice J , alors la régularisation favorisera des modes de plus haut ordre au détriment de ces modes de tip/tilt. Cependant, dans le cas de HiCAT, si nous corrigeons la turbulence sur le banc, alors c'est majoritairement ces modes bas-ordres que nous voulons prendre en compte.

Pour cela, j'ai par exemple mis en œuvre la double diagonalisation de Gendron (1994), qui permet de trouver une base de modes orthogonaux entre eux sur la pupille, mais également statistiquement orthogonaux. Cela signifie que le premier mode est le mode dont la variance du front d'onde est la plus élevée. Celui-ci exclu, le deuxième est dont alors celui dont la variance est la plus élevée dans l'espace vectoriel restant, et ainsi de suite. Ainsi, quelque soit le filtrage ou la régularisation que l'on choisit d'appliquer pour calculer C à partir de J , on a alors la garantie de contrôler un sous-ensemble optimal pour retirer un maximum de variance à la perturbation. La matrice de covariance ainsi obtenue est présentée en figure 4.8, et présente ainsi un couplage réduit entre les modes, et une sensibilité mode à mode décroissante.

Cependant, sur HiCAT la turbulence dont les perturbations sont essentiellement dues aux quelques premiers modes de Zernike peut être efficacement corrigée avec un nombre limité de modes. Par conséquent, je n'ai pas pu mettre en évidence un gain évident à utiliser cette approche. Cela pourrait néanmoins être pertinent pour corriger des aberrations de plus haut ordre que l'on pourrait observer dans le signal filtré, comme des erreurs de phasage du miroir primaire segmenté.

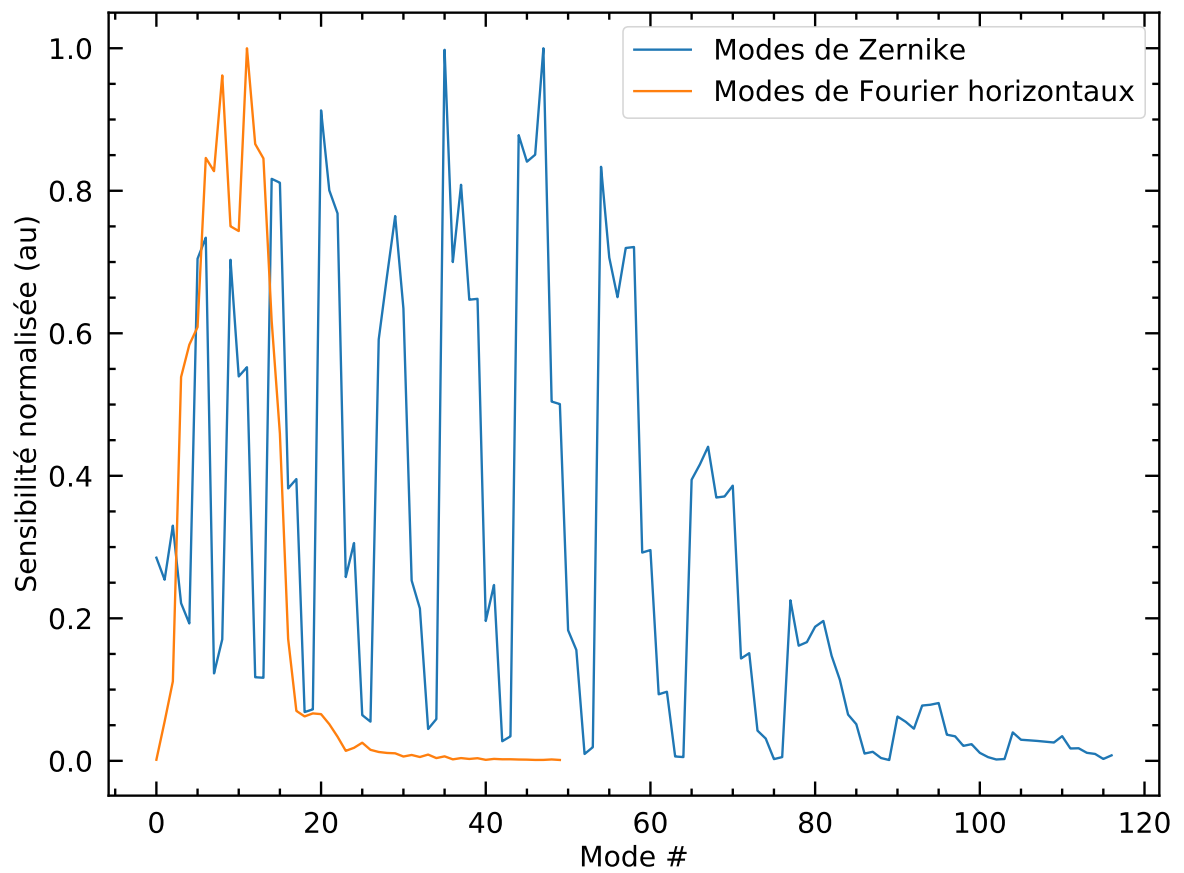


FIGURE 4.7 – Sensibilité modale du ZWFS pour des modes de Zernike et pour des modes de Fourier horizontaux.

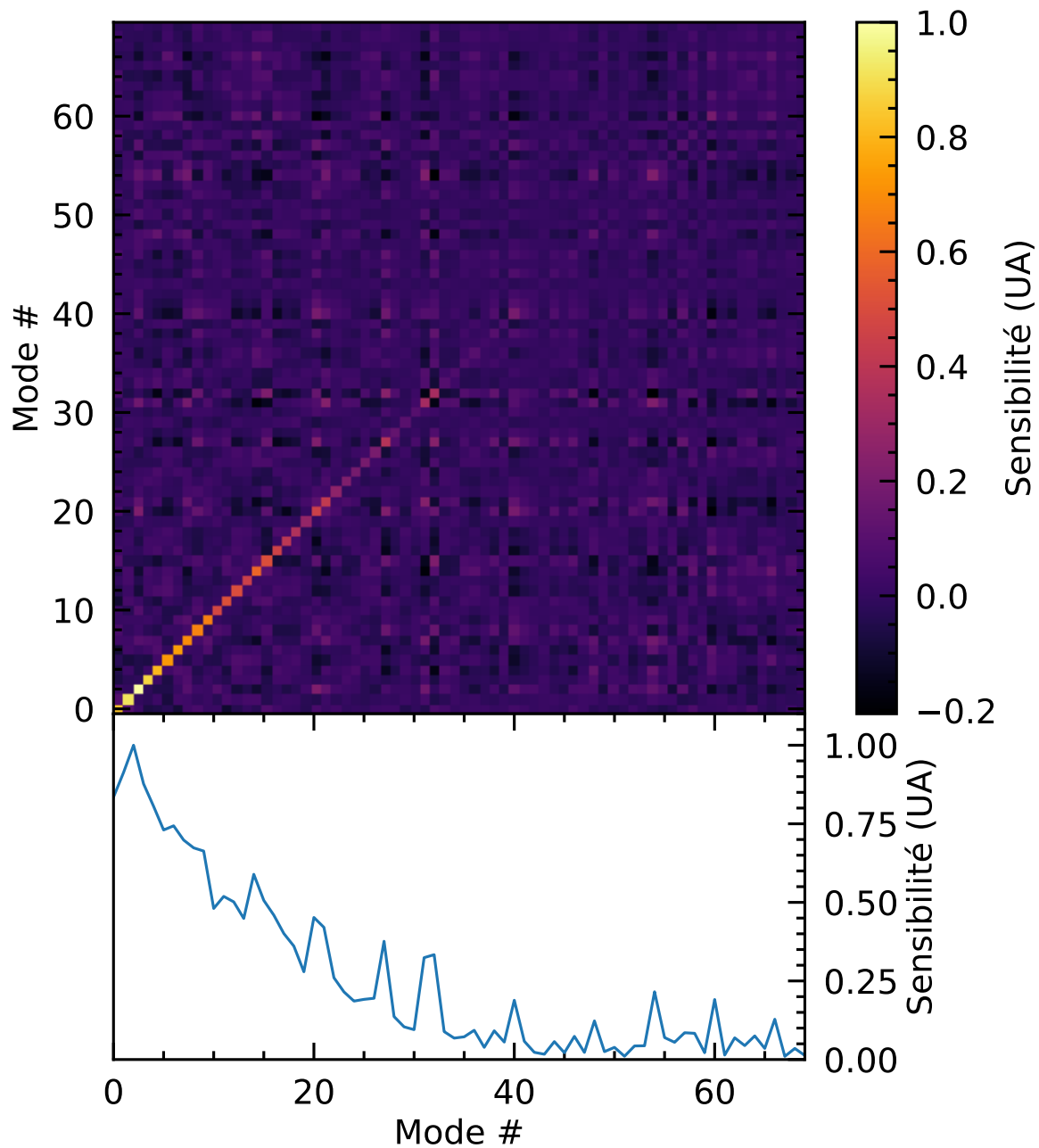


FIGURE 4.8 – Matrice de covariance et sensibilité par mode obtenue par double diagonalisation de la matrice d'interaction \mathbf{J} .

4.6 Conclusions & perspectives

De par ses caractéristiques de sensibilité et de simplicité, le ZWFS est particulièrement adapté à la mesure des aberrations pour stabiliser les images à haut contraste pour l'observation d'exoplanètes avec les futurs grands télescopes spatiaux. Malgré la situation sanitaire, j'ai activement collaboré avec l'équipe du Makidon Laboratory, à Baltimore, pour mettre en œuvre cet analyseur. Après avoir introduit le concept d'utilisation de la lumière rejetée par le FPM, nous avons présenté dans ce chapitre la mise en œuvre, la caractérisation et les tests d'un ZWFS dans la lumière filtrée du CLC sur HiCAT. Nous avons ainsi pu expérimentalement valider le fonctionnement d'une boucle fermée entre le ZWFS et le DM1 pour corriger des aberrations de bas ordre, stimulées par la turbulence interne sur le banc, ou introduite sur un DM1. En particulier, nous avons validé la stabilisation d'un DH pré-établi en plan focal à un contraste de $\approx 5 \times 10^{-8}$ en utilisant uniquement les mesures du ZWFS. J'ai également pu montrer que ces résultats restaient valables si la matrice d'interaction entre le DM1 et le ZWFS a été construite autour des commandes des DM ne produisant pas de DH.

Ces résultats laissent ainsi entrevoir d'autres axes de recherche. Tout d'abord, nous avons vu qu'il était possible de mesurer des aberrations jusqu'à la fréquence de coupure théorique du FPM. Si fermer la boucle de contrôle sur ces aberrations n'est pas immédiat, cela pourrait s'avérer intéressant de se pencher sur le contrôle des modes induits par le miroir segmenté. Bénéficiant d'un DM segmenté sur HiCAT, il serait ainsi envisageable d'estimer un éventuel déphasage entre les segments, qu'il s'agisse de piston, dont le signal semble plus accessible au ZWFS, ou de tip/tilt, générant plus de hauts ordres et par conséquent invisible au ZWFS.

Concernant le contrôle appliqué, un intégrateur simple a permis d'obtenir les résultats présentés ici. Cependant, d'autres contrôleurs devraient théoriquement proposer de meilleurs résultats. Ainsi, utiliser un PID pourrait permettre en particulier d'augmenter la bande passante contrôlée, actuellement limitée à quelques dizaines de Hz. D'autres approches sont également envisageables, telles que le contrôle prédictif, particulièrement efficace pour corriger les perturbations, ou le filtre de Kalman qui permet d'utiliser efficacement une mesure bruitée. Dans cette logique d'optimiser le contrôle, il serait ainsi intéressant d'explorer ainsi les vraies limitations de ce concept.

Finalement, pour des raisons de praticité de mise en œuvre, nous avons présenté ici des résultats de stabilisation de DH en mode set-and-forget : un contrôle de front d'onde utilisant PW et SM a calculé itérativement des commandes pour les DM permettant d'obtenir le meilleur contraste possible dans une zone donnée du plan focal. Puis nous avons arrêté cette boucle de contrôle, et démarré le ZWFS. Mais qu'en est-il de la combinaison parallèle de ces deux algorithmes ? C'est la problématique que nous explorerons dans le chapitre suivant.

Chapitre 5

Combinaison de boucles de correction parallèles

5.1 Contexte

Atteindre la stabilité requise de l'ordre de quelques dizaines de picomètres pour maintenir des contrastes de l'ordre de 10^{-10} pendant les temps d'observation nécessite de combiner plusieurs boucles de correction, chacune ayant son domaine de prédilection : les aberrations de bas ordre et de haut ordre, les erreurs de pointage, les aberrations liées au miroir segmenté, etc. De plus, plusieurs ASO seront nécessaires pour mesurer les aberrations à différents pas de temps. Cependant, en prenant l'exemple des DM, les dispositifs de correction du front d'onde sont généralement très onéreux. Une fois le cas scientifique défini, la conception d'un banc ou d'un instrument se fait principalement autour des DM choisis et les autres dispositifs sont construits autour. Ainsi, le nombre de DM est réduit au minimum, souvent deux en et hors plan pupille pour contrôler la phase et l'amplitude du champ électrique. Dans ces conditions, les différentes mesures des ASO vont devoir être combinées en un jeu de commandes pour les deux seuls DM.

Cet aspect est relativement récent en astronomie. En effet, s'il arrivait de cumuler différentes boucles d'optique adaptative, ou différents étages comme ce que j'ai utilisé en chapitre 3, faire fonctionner plusieurs boucles de correction sur les mêmes dispositifs en parallèle n'a été que partiellement exploré jusqu'à présent. Après la mise en service du ZWFS présentée au chapitre précédent, je me suis ainsi penché sur sa combinaison en parallèle avec l'algorithme de creusage de DH sur HiCAT utilisant les algorithmes de PW et SM. Les fréquences spatiales du DH et celles mesurées par le ZWFS sont différentes, puisque la lumière est partagée par le FPM. Ainsi, les mesures et les commandes générées devraient être indépendantes pour chaque boucle de correction.

Cependant, il existe du couplage. En effet, les tavelures ne sont pas infiniment fines, mais ont une taille caractéristique de λ/D . Par conséquent elles peuvent se répartir de part et d'autre du FPM. De plus, les modes de bas ordre habituellement considérés, tels le tip/tilt associé aux erreurs de pointage du télescope et le défocus associé aux erreurs de mise au point, ainsi que les autres aberrations de bas ordre, présentent également une composante fréquentielle de plus haut ordre, certes faible mais existante. Enfin, les DM ne sont pas des dispositifs parfaits. En raison des fonctions d'influence des actionneurs, il existe un couplage entre les actionneurs voisins. De plus, la réponse en déflexion d'un actionneur en fonction de la tension appliquée n'est pas linéaire sur de grandes plages de tensions, mais quadratique. Avec tous ces éléments mis bout à bout, il est difficile de considérer les

différentes boucles de façon totalement indépendante.

J'ai effectué les premières expériences de parallélisation sur HiCAT en utilisant la même architecture logicielle que celle utilisée au chapitre 4. La boucle de correction de SM tournait alors à une fréquence inférieure à 0.05 Hz, alors que la boucle de contrôle du ZWFS tournait difficilement à plus de 30 Hz, les deux étant limitées principalement par des délais dus aux communications entre les processus et les caméras. De plus, pour étudier la stabilisation du DH, j'ai introduit des perturbations sur un DM, les effets de la turbulence étant faibles au niveau du large angle interne de travail de $7.6 \lambda/D$.

Pour se placer dans un régime où la contribution du ZWFS serait plus significative, j'ai réduit l'IWA à $4.6 \lambda/D$ à la limite du FPM. En effet, l'essentiel des tavelures présentes dans le DH proche du centre sont dues à des perturbations, et ne posent pas problème pour l'IWA de $7.6 \lambda/D$. En utilisant l'IWA de $4.6 \lambda/D$, la turbulence était ainsi bien visible, et SM ne pouvant corriger assez vite, le contraste moyen dans la DH était limité au mieux à environ 9×10^{-8} . Ces conditions m'ont tout d'abord permis de valider le gain apporté par les corrections du ZWFS.

Par la suite une nouvelle architecture logicielle utilisant une mémoire partagée a été développée sur HiCAT par Emiel Por, permettant un gain de vitesse significatif. Il est maintenant possible d'utiliser PW dont les sondes sont acquises à 80 Hz, et d'obtenir une correction de SM toutes les 2.5 s. En utilisant l'EFC plutôt que SM, moins gourmand en puissance de calcul, il est même possible d'obtenir une correction à une fréquence de 2 Hz contre 0.05 Hz auparavant. Grâce à ces améliorations, nous pouvons travailler à des niveaux de contraste moyen dans le DH inférieurs à 5×10^{-8} avec l'IWA de $4.6 \lambda/D$. De même, le ZWFS peut également fonctionner à sa cadence maximale permise par la lecture de la caméra à 80 Hz.

Avec cette nouvelle architecture logicielle, j'ai ainsi pu mettre en œuvre la parallélisation asynchrone du contrôle des aberrations de bas-ordre et de haut-ordre à un contraste de 4×10^{-8} . Dans ces conditions, j'ai également pu montrer un gain de contraste aux faibles séparations angulaires en contrôlant les aberrations de bas-ordre et l'absence d'impact négatif dû à l'utilisation simultanée des deux boucles. J'ai également étudié la contribution de chaque boucle, ainsi que leurs possibles interactions. Ces expériences sont résumées en section 5.2 sous la forme d'un article accepté par A&A le 27 décembre 2022.

5.2 Publication acceptée

Low-order wavefront control using a Zernike sensor through Lyot coronagraphs for exoplanet imaging:

II. Concurrent operation with stroke minimization

R. Pourcelot¹, E. H. Por², M. N'Diaye¹, H. Benard³, G. Brady², L. Canas³, M. Carbillet¹,
K. Dohlen⁴, I. Laginja⁵, J. Lugten², J. Noss², M. D. Perrin², P. Petrone⁶, L. Pueyo²,
S. F. Redmond⁷, A. Sahoo², A. Vigan⁴, S. D. Will⁸, and R. Soummer²

¹ Université Côte d'Azur, Observatoire de la Côte d'Azur, CNRS, Laboratoire Lagrange, Bd de l'Observatoire, CS 34229, 06304 Nice cedex 4, France

e-mail: raphael.pourcelot@oca.eu

² Space Telescope Science Institute, 3700 San Martin Drive, Baltimore, MD 21218, USA

³ Thales Alenia Space, 5 Allée des Gabians - B.P. 99 - 06156 Cannes la Bocca Cedex – France |

⁴ Aix Marseille Université, CNRS, CNES, LAM (Laboratoire d'Astrophysique de Marseille) UMR 7326, 13388 Marseille, France

⁵ LESIA, Observatoire de Paris, Université PSL, Sorbonne Université, Université Paris Cité, CNRS, 5 place Jules Janssen, 92195 Meudon, France

⁶ Hexagon Federal, Chantilly, VA 20151, USA

⁷ Department of Mechanical and Aerospace Engineering, Princeton University, Princeton, NJ 08540, USA

⁸ NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD 20771, USA

January 25, 2023

ABSTRACT

Context. Wavefront sensing and control (WFSC) will play a key role in improving the stability of future large segmented space telescopes while relaxing the thermo-mechanical constraints on the observatory structure. Coupled with a coronagraph to reject the light of an observed bright star, WFSC enables the generation and stabilisation of a dark hole (DH) in the star image to perform planet observations.

Aims. While WFSC traditionally relies on a single wavefront sensor (WFS) input to measure wavefront errors, the next generation of instruments will require several WFSs to address aberrations with different sets of spatial and temporal frequency contents. The multiple measurements produced in such a way will then have to be combined and converted to commands for deformable mirrors (DMs) to modify the wavefront subsequently.

Methods. We asynchronously operate a loop controlling the high-order modes digging a DH and a control loop that uses the rejected light by a Lyot coronagraph with a Zernike wavefront sensor to stabilize the low-order aberrations. Using the HiCAT testbed with a segmented telescope aperture, we implement concurrent operations and quantify the expected cross-talk between the two controllers. We then present experiments that alternate high-order and low-order control loops to identify and estimate their respective contributions.

Results. We show an efficient combination of the high-order and low-order control loops, keeping a DH contrast better than 5×10^{-8} over a 30 min experiment and stability improvement by a factor of 1.5. In particular, we show a contrast gain of 1.5 at separations close to the DH inner working angle, thanks to the low-order controller contribution.

Conclusions. Concurrently digging a DH and using the light rejected by a Lyot coronagraph to stabilize the wavefront is a promising path towards exoplanet imaging and spectroscopy with future large space observatories.

Key words. instrumentation: high angular resolution, methods: data analysis, telescopes

1. Introduction

High-contrast imaging and spectroscopy is one of the pathways envisioned by the Astro2020 Decadal Survey (National Academies of Sciences, Engineering, and Medicine 2021) to identify Earth-like worlds in other planetary systems and search for the biochemical signatures of life. To this aim, a telescope and its instruments need to fulfill at least the following three main requirements: sensitivity to observe objects with magnitude larger than 30, resolution to separate a planet from its host star at angular distances shorter than 50 mas, and contrast to disentangle the planet photons from the star glow to observe

exo-Earths around Sun-like stars with a contrast (i.e., flux ratio) around 10^{-10} in visible light.

A space telescope with a primary mirror larger than 4 m (Gaudi et al. 2020; The LUVOIR Team 2019) will have the resolution and sensitivity to enable the observation of a large sample of Earth-like planets (Stark et al. 2019). To save weight and room in a spacecraft and rocket fairing, a promising option for the telescope is to be folded thanks to the use of a segmented primary mirror, such as the recently launched James Webb Space Telescope (Lightsey et al. 2012). To overcome the flux ratio between the host star and the planet, one of the promising options is the use of a coronagraph. This instrument rejects the on-axis

stellar light while retaining the planet light. In the case of geometrically unfriendly apertures of telescopes with pupil features such as primary mirror segmentation, secondary mirror central obstructions, and spider struts, the Lyot-style coronagraph (Lyot 1939) is one of the leading devices for starlight diffraction suppression with arbitrary apertures (e.g. Soummer 2005; Soummer et al. 2011; N'Diaye et al. 2016). Including the combination of a focal-plane mask and a Lyot stop, this concept has already been implemented in several ground-based high-contrast instruments (Hinkley et al. 2011; Macintosh et al. 2014; Beuzit et al. 2019), allowing the detection of several planetary companions and disks so far (e.g., Macintosh et al. 2015; Chauvin et al. 2017; Keppler et al. 2018) and large-scale surveys of nearby stars (e.g., Nielsen et al. 2019; Vigan et al. 2021).

However, in addition to the complicated diffraction pattern due to telescope segmentation (Yaitskova et al. 2003), the contrast goal of 10^{-10} translates into tight requirements in terms of observatory stability, with wavefront error budgets on the order of a few hundreds of picometers during the observations (Coyle et al. 2019). To alleviate the constraints on the observatory structure, a solution is to make use of wavefront sensing and control (WFSC) strategies. These methods consist in measuring the wavefront errors with wavefront sensors (WFSs) and correcting for them to obtain the desired shape with one or more deformable mirrors (DMs). In this context, it is possible to distinguish different WFSC applications. One of the main goals is to dig a dark hole (DH, Malbet et al. 1995; Bordé & Traub 2006), an optimized high-contrast region in the image of an observed star to enable exoplanet observations. This approach can also be used to correct for perturbations originating from observatory vibrations and mechanical or thermal drifts, in particular those of the primary mirror segment alignment. These effects lead to a contrast degradation in the coronagraphic image of an observed star, hindering the detection of planets. The wavefront errors cover a wide range of spatial frequencies, from low-order, up to 4-5 cycles per pupil (c/p), to high-order aberrations, at a few tens of c/p. The wavefront errors also cover a scale of temporal frequencies, from low to high range going from the mHz to the kHz regime. Optimal correction requires the combination of simultaneous control loops (Pueyo et al. 2019; Guyon et al. 2020a,b; Currie et al. 2022) to address these errors at different parts of the spatial or temporal frequency ranges.

In the case of a Lyot coronagraph, the focal-plane mask aims to reject the central part of the stellar point-spread function, which corresponds to the fraction of the beam that contains the low-order content of the aberrations. We therefore explore the use of this rejected light to feed a low-order wavefront control (LOWFC) loop that stabilizes the low-order modes of the wavefront. To analyse the low-order information in this rejected light, we use a Zernike Wavefront Sensor (ZWFS, Zernike 1934; Bloemhof & Wallace 2003; Dohlen 2004; Wallace et al. 2011; N'Diaye et al. 2013b) to take advantage of its high sensitivity (Guyon 2005; Chambouleyron et al. 2021), the simplicity of its wavefront reconstructor, and the ease of its hardware implementation. In POURCELOT et al. (2022) hereafter *Paper I*, we demonstrated the wavefront stabilisation with a standalone closed loop, stabilizing both the wavefront, and the DH contrast at an average and standard deviation better than 10^{-7} and 10^{-8} respectively, under artificially introduced perturbations. While a similar approach has also been demonstrated for the Roman Space Telescope (RST) coronagraphic instrument (CGI, Shi et al. 2016, 2018; Mennesson et al. 2018; Kasdin et al. 2020), enabling deeper contrasts will require the study of the simultaneous use of the ZWFS-based control loop combined with a high-order

wavefront control (HOWFC) loop. The algorithms used for the HOWFC in this paper are pair-wise (PW) probing (Bordé & Traub 2006; Give'on et al. 2007; Potier et al. 2020) for the electric field estimation in the focal plane and the stroke minimization (SM, Pueyo et al. 2009) algorithm to compute the desired DM commands.

In this work, we investigate a concurrent control loop approach on the High-contrast imager for Complex Aperture Telescopes testbed (HiCAT, N'Diaye et al. 2013a, 2014, 2015; Leboulleux et al. 2016; Soummer et al. 2018; Moriarty et al. 2018; Soummer et al. 2019, 2022) in monochromatic light at the Space Telescope Science Institute (STScI) in Baltimore, USA. In particular, we present an estimation of the interactions between the HOWFC and LOWFC loops, and run it through various configurations. These setups include switching both loops on and off, and two variants of PW probing to estimate the impact of LOWFC on the focal-plane wavefront estimation. In an additional experiment, we limit the maximum speed of the HOWFC loop to allow the LOWFC loop to address more turbulence, and emphasize its positive impact on the DH contrast.

2. Experimental setup

2.1. Optical setup

We recall the main details of the optical configuration for our study, further details can be found in *Paper I*. We work on stabilizing the contrast with a classical Lyot coronagraph, working with a segmented aperture. The classical Lyot coronagraph is composed of two masks. The first component is an amplitude focal-plane mask that rejects the on-axis light. In our studies, it is implemented as a pinhole in a mirror that lets the rejected light through. The second component, the Lyot Stop, is a diaphragm in the re-imaged pupil plane downstream of the focal-plane mask. Usually implemented with a circular diaphragm, the Lyot stop is slightly undersized with respect to the entrance pupil. The wavefront corrections are performed by using two DMs upstream of the classical Lyot coronagraph, DM1 in a pupil plane and DM2 outside of a pupil plane, for both phase and amplitude control. To address the low-order aberrations, we use a ZWFS in the light rejected by the focal-plane mask to measure them and DM1 to correct for them. Concerning the HOWFC loop, the PW estimation uses several coronagraphic images taken with probes applied on DM1 to estimate the focal-plane electric field, and SM computes commands for both DMs to generate a DH.

2.2. Implementation on HiCAT

To test and validate our approach, we use HiCAT in a configuration identical to the one presented in Fig. 3 of *Paper I* and reproduced in Fig. 1, with a monochromatic laser source. The relevant values describing the experiment implementation are summarized in Table 1. The testbed is composed of several parts. First, there is a telescope simulator that mimics the light from a star through a segmented-aperture telescope. The following arm with the coronagraph includes the continuous DMs, DM1 in a pupil plane and DM2 out of pupil plane, the focal-plane mask, from the Lyot project (Oppenheimer et al. 2004), and the Lyot Stop. The light reflected by the focal-plane mask is sent to the imaging camera, where some light can be picked up with a beamsplitter to re-image the pupil plane. The light rejected by the focal-plane mask is sent to the low-order wavefront sensing (LOWFS) arm with three different detectors: a ZWFS, a target acquisition camera, and a phase retrieval camera. In this work, we focus on the

Table 1: Physical parameter values of the HiCAT testbed used for the experiments.

Parameter	Variable	Value
Wavelength	λ	640 nm
Entrance pupil diameter	D_{pup}	19.55 mm
Number of segments	-	37
DM 1&2 actuator count	-	952
Total actuator count	q	1904
focal-plane mask diameter	d_{FPM}	455 μm 8.52 λ/D_{pup}
ZWFS mask diameter	d_z	54.3 μm 1.02 λ/D_{pup}
ZWFS mask depth	-	280 nm
Lyot Stop diameter	D_{LS}	15 mm
ZWFS camera model	-	ZWO ASI178
ZWFS camera pixel pitch	-	2.4 μm
ZWFS Region of Interest size	-	800 pix
Region of Interest number of pixels	n	64000
ZWFS camera max framerate	-	80 Hz
Imaging camera model	-	ZWO ASI178

ZWFS as the LOWFS. To isolate it from external perturbations, HiCAT is protected by an enclosure. A flux of dried air at a constant temperature is continuously injected to keep the conditions stable and safe for the DM operations.

2.3. ZWFS control loop

Figure 2 represents the block diagram of HiCAT for our experiments and in which the ZWFS control loop is represented in orange. The overall principle remains the same, except that the software implementation of HiCAT has been upgraded since Paper I (Soummer et al. 2022; Por in prep.). With the use of a service-oriented architecture using shared memory for low-latency inter-process communication, it is now possible to run different testbed operations independently. The calibration method has slightly evolved as well. Instead of poking only 12 Zernike modes, we now consider the first m Zernike modes (excluding piston) following the Noll convention (Noll 1976), with $m = 20$. The Jacobian matrix \mathbf{J}_Z of dimensions $m \times n$ between DM1 and the ZWFS is built using 1000 draws of random combinations of the first m Zernike modes. These draws are poked on DM1, with an expected wavefront error of 10 nm Root-Mean-Square (RMS) per poke. The control matrix \mathbf{C} , of dimensions $n \times m$ is then computed by inverting \mathbf{J}_Z using Tikhonov regularization, and a scalar relative regularization parameter of 0.03. The current speed limit imposed on the testbed operations is coming from the maximum frame rate of cameras of 80 Hz. With this control, the temporal standard deviation for each Zernike mode coefficient is reduced to a few hundreds of picometers RMS. The LOWFC controller is a pure integrator with a gain of 0.01, at a loop speed of 80 Hz, limited by the camera readout speed.

2.4. Dark hole digging with stroke minimization

DH digging usually relies on two steps: the measurement of the electric field in the DH region in the focal plane and the com-

putation of the DM commands that will efficiently remove the light in the DH. HiCAT currently relies on PW for the determination of the electric field in the focal plane. PW probing applies a set of DM commands, called probes, that modulate the energy distribution on the imaging camera, and especially in the DH area. By using probes with enough diversity, a testbed model and by solving a linear problem between the DM commands and the focal-plane electric field, an estimation of both the amplitude and the phase of the electric field is obtained in the focal plane. The choice of the probes is made by considering several parameters, such as the area in the science image we want to control. Two sets of probes are currently used on HiCAT for PW performance studies. The most basic probes are made by poking single DM actuators, hereafter single-actuator probes. The second set called ‘‘HiCAT probes’’ can be computed by solving an optimization problem to find the DM command that produces a specific modulation of the electric field in the DH (Will et al. 2021).

By using the PW estimation and a DM-to-focal-plane relation such as a Jacobian matrix built between the DMs and the focal-plane electric field, it is possible to perform an optimization of the DM commands to minimize the energy in the DH. Several algorithms exist, among which SM (Pueyo et al. 2009; Mazoyer et al. 2018b,a) that is implemented on HiCAT. An alternative algorithm is electric field conjugation (EFC, Give’On et al. 2007) that aims at solving a similar problem with a different energy minimization strategy. If the electric field conjugation algorithm requires less computation time and therefore runs faster than SM, it usually provides larger actuator strokes on the DMs. Alternative strategies have successfully been implemented and tested on HiCAT (e.g., Will et al. 2021) but they are not considered here. Fig. 3 shows an example of DHs generated with SM during HiCAT experiments with an outer working angle of 12.8 λ/D_{pup} and two different inner working angles (IWA). While the contrast of 2×10^{-8} could only be reached with a large IWA of 7.6 λ/D_{pup} in Paper I, the new, fast software architecture allows for a loop frequency gain of a factor of 10 and therefore a better compensation of the turbulence in the HiCAT environment. This enables the digging of a DH with the same contrast like previously but with a reduced IWA down to 4.6 λ/D_{pup} . This is the value set for the IWA of the DH used in the rest of the paper.

3. Interactions between the loops

When running two wavefront control loops in parallel, we want to avoid any cross-talk between the processes. As the experiment goes on, SM is going to refine the DM commands to reduce the intensity in the DH. From the ZWFS point of view, it means the application of a new DM offset at each iteration. The sensitivity loss of the ZWFS due to this offset change has been addressed in Paper I in the case of a large IWA of 7.6 λ/D_{pup} , and a similar behavior is observed with an IWA at 4.6 λ/D_{pup} . Overall, this offset change does not prevent the ZWFS control loop to efficiently measure the low-order aberrations.

Conversely, we want to avoid the ZWFS control loop to correct for SM updates or for the probes introduced by PW. The success of this will depend on the response measurements of these commands by the ZWFS. In our configuration with contrast levels of 10^{-8} , we estimate the projection of the PW probes or SM commands on the modes controlled by the LOWFC loop using the following procedure. For a given command \mathbf{v} controlling both DMs, of dimensions $1 \times q$, we project \mathbf{v} on the Zernike polynomial basis that is used to compute \mathbf{J}_Z , leading to the term

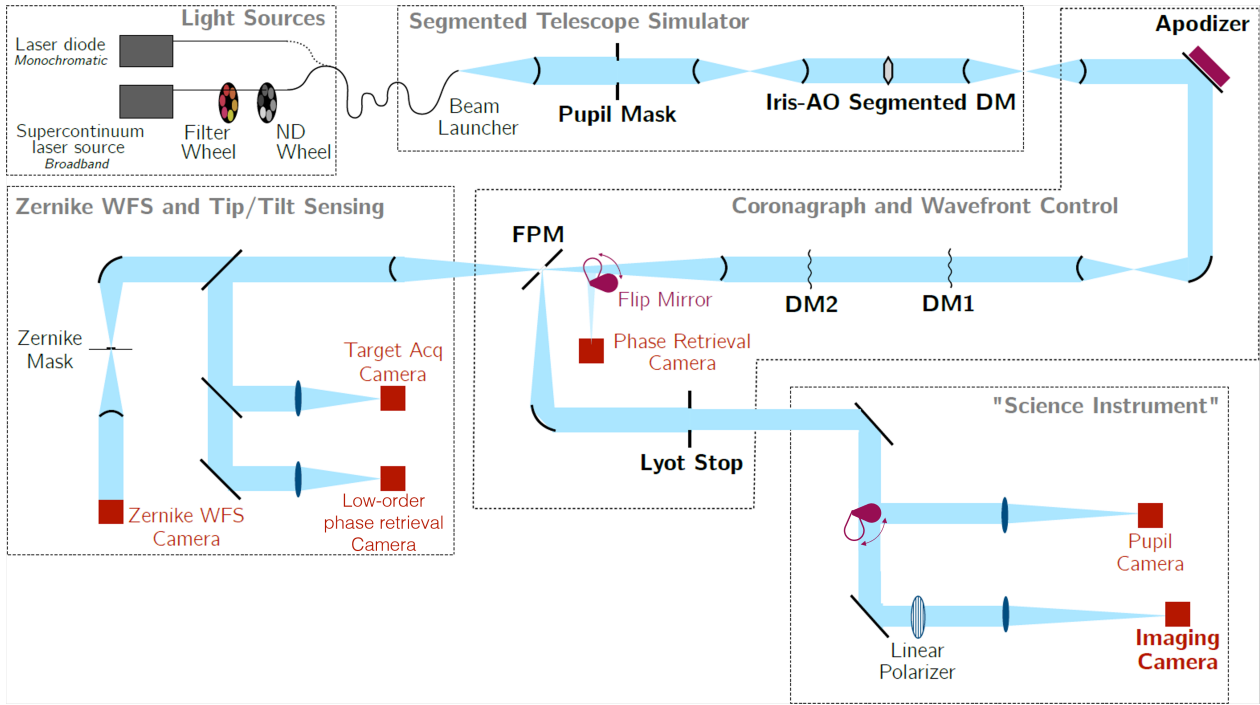


Fig. 1: Simplified HiCAT layout in a semi-transmissive representation. The IrisAO segmented DM creates the segmented aperture. The apodizer, in the top-right corner is currently replaced by a flat mirror. The cameras used in this paper are the Zernike WFS camera, in the light transmitted by the focal plane mask (FPM), and the imaging camera in the light reflected by the FPM.

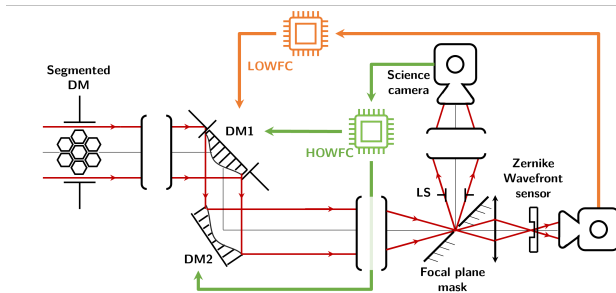


Fig. 2: Simplified block diagram of HiCAT with the control loops and their interactions for our experiment. The IrisAO segmented DM creates the segmented aperture. The LOWFC sends commands to DM1 only, while the HOWFC sends commands to both DMs. Loops can be closed or opened during the operations.

$\mathbf{v}_{//}$ of dimensions $1 \times m$. As \mathbf{J}_Z is a model of our system, we can therefore estimate the response on the ZWFS detector \mathbf{b}_{img} of size n by computing $\mathbf{b}_{img} = \mathbf{J}_Z \mathbf{v}_{//}$. Finally, by using the control matrix \mathbf{C} , the pseudo-inverse of the Jacobian matrix \mathbf{J} , we can assess the command $\hat{\mathbf{v}}$ sent by the ZWFS control loop to DM1 to correct for the perturbation induced by \mathbf{v} before applying the control gain. This estimation can also be used to avoid the correction of SM commands and PW probes by the ZWFS, as showed later in Sec. 4.3.

These estimations are given in Fig. 4 for a pure Zernike mode, a single SM update after convergence of the DH contrast, and a correction for a single perturbation measured by the ZWFS while in closed loop. For all the estimated commands, we use

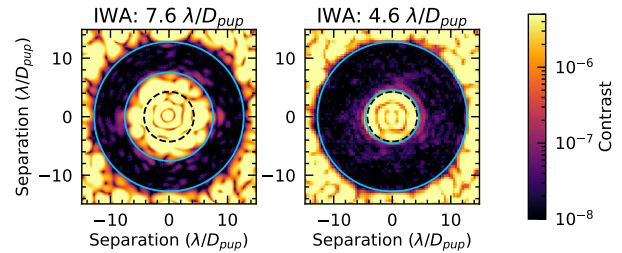


Fig. 3: DH examples with an outer working angle of $12.8 \lambda/D_{pup}$, with an IWA of $7.6 \lambda/D_{pup}$ (left) and $4.6 \lambda/D_{pup}$ (right). The blue circles define the edges of the controlled DH. The black dashed circle delimits the focal-plane mask area. The residual DH speckles are removed with a faster HOWFC loop thanks to the new HiCAT software architecture.

the same colorbar and we display the amplification factor applied to each command in the plot to match the colorbar scale. In this configuration, the SM update triggers a faint response of the LOWFC loop. This result is expected as the SM command contains small DM strokes and it is computed to modulate the DH intensity. Since the DH reaches in to the edge of the focal-plane mask, its corresponding spatial frequencies differ from the spatial frequencies that are seen by the ZWFS. In comparison with the SM commands, the command sent by the LOWFC loop to correct for turbulence is 10 times fainter in peak-to-valley but triggers a response with a peak-to-valley value which is 20 times larger than the SM command. In practice, we expect the command triggered by the ZWFS for a SM update to be even smaller

because we use two DMs on HiCAT to correct for phase and amplitude. In the case of a classical Lyot coronagraph with a segmented aperture, the amplitude correction dominates over the phase correction due to the segment gaps in our pupil. DM2 will be used to correct for these amplitude errors, introducing both the desired amplitude correction and undesired phase correction which is compensated by DM1 (Mazoyer et al. 2018a).

The other conflicting commands with the ZWFS arise from the probes introduced by PW. Following the same principle as for Fig. 4, Fig. 5 shows examples of commands triggered by the ZWFS loop when single-actuator and HiCAT probes are sent to DM1. To match the plots with the same color bars, the DM response have been amplified by a factor of 100. Overall, these responses are also small, with the same order of magnitude as the single ZWFS turbulence correction. Similarly to the SM commands, the HiCAT probes are less seen by the ZWFS than the single-actuator probes: they are optimized to modulate the DH intensity, which means they are targeting wavefront error spatial frequencies beyond the ZWFS range.

Overall, the commands introduced by SM and PW present a limited impact on a single ZWFS control-loop command. Furthermore, on HiCAT, the PW estimation runs at 80 Hz which is close to the frequency of the LOWFC loop, and SM at 0.4 Hz with an iteration every 2.5 s. This translates into approximately 200 LOWFC loop iterations for one SM command. With a control gain of 0.01 and considering the ZWFS amplification factors in Figs. 4 and 5, the ZWFS control loop is therefore unlikely to disturb the probes and the SM updates by more than 0.01% and 0.1%, respectively. As a result, we choose to disregard these perturbations for the experiments shown in Sec. 4.2 with a 10^{-8} contrast regime. Further analysis of the PW estimation degradation due to LOWFC would be required for deeper contrasts but this is beyond the scope of this paper and will be addressed in future work.

4. Parallel operations of low-order and high-order wavefront control loops

4.1. Control loops architecture

In this section, we present the results of simultaneous operations of the DH digging process with PW and SM, and ZWFS control. Considering the conclusions of Sec. 3, we run the loops in a completely asynchronous manner. The principle of these operations is detailed in Fig. 6, where both loops run in a separate process and send commands to a virtual DM channel. Another process then sums the commands sent to the channels and applies the final command to the DMs. Two configurations are explored for PW: using single-actuator or HiCAT probes. For both of these experiments, the protocol is the same: we pre-compute a DH solution using a fast electric field conjugation algorithm that manages to provide DM solutions yielding an averaged contrast smaller than 5×10^{-8} in the DH. The experiment then goes through 5 parts: (0) SM runs alone; (1) SM runs in parallel with ZWFS; (2) SM runs alone again; (3) SM runs in parallel with ZWFS again; (4) SM is stopped while ZWFS is running. During (4), for each contrast measurement, another measurement is performed with the ZWFS loop opened and DM command reset to the first command of (4). All along the experiments, a measurement of the direct flux without the focal-plane mask is performed every 10 iterations to get an accurate contrast normalization.

Recent studies of the testbed stability have identified a warm flip-mount motor generating the air turbulence that was characterized in Paper I. After moving this component, the beam is

now more stable without any noticeable contrast drift during experiments running longer than 1 h, even without control and with contrasts around 3×10^{-8} . To study the behavior of the ZWFS control loop with DH digging in a less favorable environment, these two experiments are performed with a $10 \times 50 \text{ cm}^2$ opening in the HiCAT enclosure, creating extra turbulence within the testbed. In addition, to keep the DMs safe during the operations, the dry air flow injected in the bench has been increased to compensate for the influx of humid air through the opening in the enclosure and stabilize the environment humidity and temperature in the turbulent airflow on testbed. Examples of power spectral density of the turbulence for the tip and tilt modes is presented in Fig. 7. They show a turbulent motion in the low frequency range below 1 Hz that we associate to turbulence. Perturbations at higher frequencies around 10 Hz are also present and are associated to vibrations of the testbed. They are not specifically linked to the generated turbulence. The behavior is very similar to the other Zernike modes but almost two orders of magnitude smaller.

4.2. Results

The mean DH contrast is presented as a function of the iterations in Figs. 8 and 9 for the single-actuator and HiCAT probe scenarios. Examples of DH images extracted from the two experiments are given in Fig. 10, with the image yielding the best DH contrast for intervals (0) to (3) and the respective last images for intervals (4). The corresponding contrast statistics are detailed in Table 2. For both probe types, the HOWFC loop manages to correct for most of the wavefront errors, yielding a fairly stable contrast in the intervals (0) to (3), especially in the intervals (0) and (2) where no LOWFC loop is running. Conversely, large drifts are visible in (4), where we observe a contrast loss of an order of magnitude compared to sections (0)-(3). Consistently with the previous blind DH stabilization (Paper I), the LOWFC loop slows down the contrast drift. From the difference between intervals (0) and (2), and intervals (1) and (3), we draw several conclusions.

First, we show a HOWFC and LOWFC loop combination that manages to keep the DH stable at a contrast of $\sim 5 \times 10^{-8}$ under large natural drifts. Concerning the standard deviation σ_r , it is typically maintained at an order of magnitude lower than the averaged contrast, and with $\sigma_r = 5 \times 10^{-9}$ over 25 min of an experiment. This asynchronous implementation does not introduce conflicts between the two controls. At slightly better contrasts, the “Très Haute Dynamique 2” testbed is routinely operating a fast low-order correction loop (Galicher et al. 2020). However, their approach uses the light reflected by the Lyot stop and it addresses only the control of tip and tilt on a separate steering mirror. Contrasts deeper than 10^{-8} have also been obtained by RST/CGI (Zhou et al. 2019, 2020) with a HOWFC loop including a LOWFC loop (Shi et al. 2016, 2017, 2018), but our approach differs in several aspects. (i) While RST relies on a monolithic primary mirror, HiCAT implements a segmented aperture with an IrisAO deformable mirror. (ii) Although the tests on RST have been performed with a fast LOWFC loop at frequencies up to 1 kHz, this loop only addresses tip/tilt (Z_2, Z_3) at this speed with a steering mirror to control them. The other modes are controlled at much slower rates, around 0.2 Hz for defocus (Z_4) with their DM2 and 5 mHz for other modes (Cady et al. 2017; Shi et al. 2017; Seo et al. 2017, 2018) with their DM1. At the same time, the HOWFC loop on RST is running on both DMs at around 0.1 Hz, limiting the possible cross-talks with LOWFC. The RST tests were also performed on a testbed located in a vac-

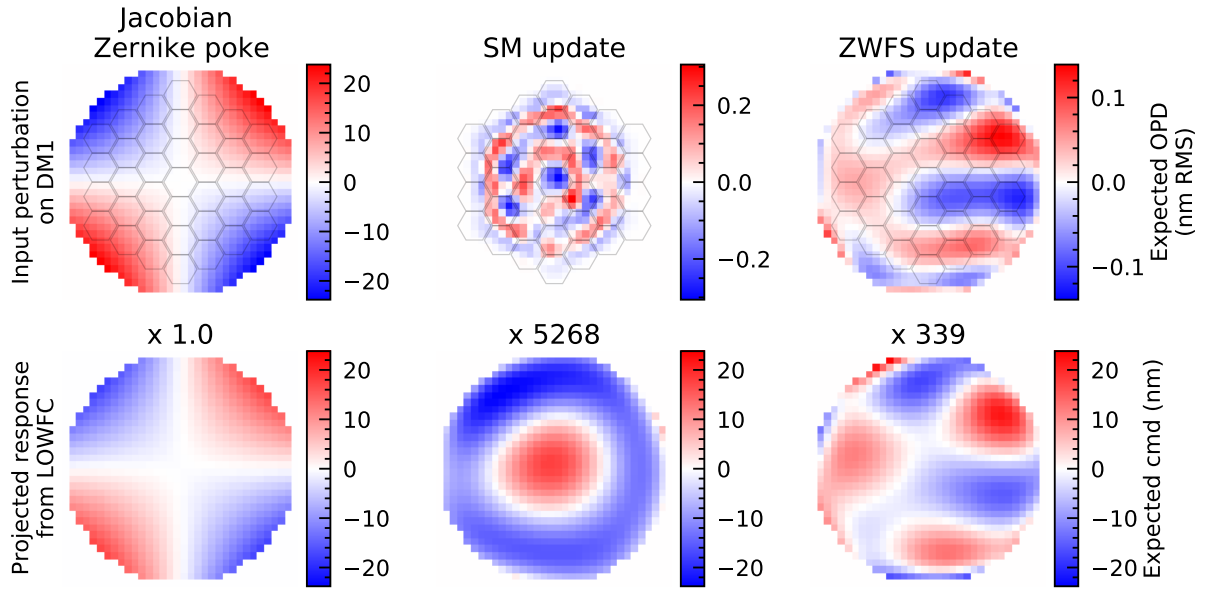


Fig. 4: Examples of different perturbations introduced on DM1 (top) and their corresponding LOWFC loop responses on DM1 (bottom), obtained by projecting the command on the controlled basis of the LOWFC loop and using the control matrix to estimate the feedback command. From left to right: the Zernike mode Z_4 used for the interaction matrix calibration, a single update from SM after convergence of the DH digging, and a command update from the LOWFC loop to correct for residual turbulence in closed loop. In the bottom row, all the displayed commands are scaled to fit the same color bar. From left to right, the commands have been multiplied by 1, 5268 and 339 respectively to be displayed with the same color bar, and the respectively applied amplification factor is displayed on top of each command. The commands shown here expand over the whole controllable area of DM1. The hexagons represent the projection of the segmented aperture onto DM1.

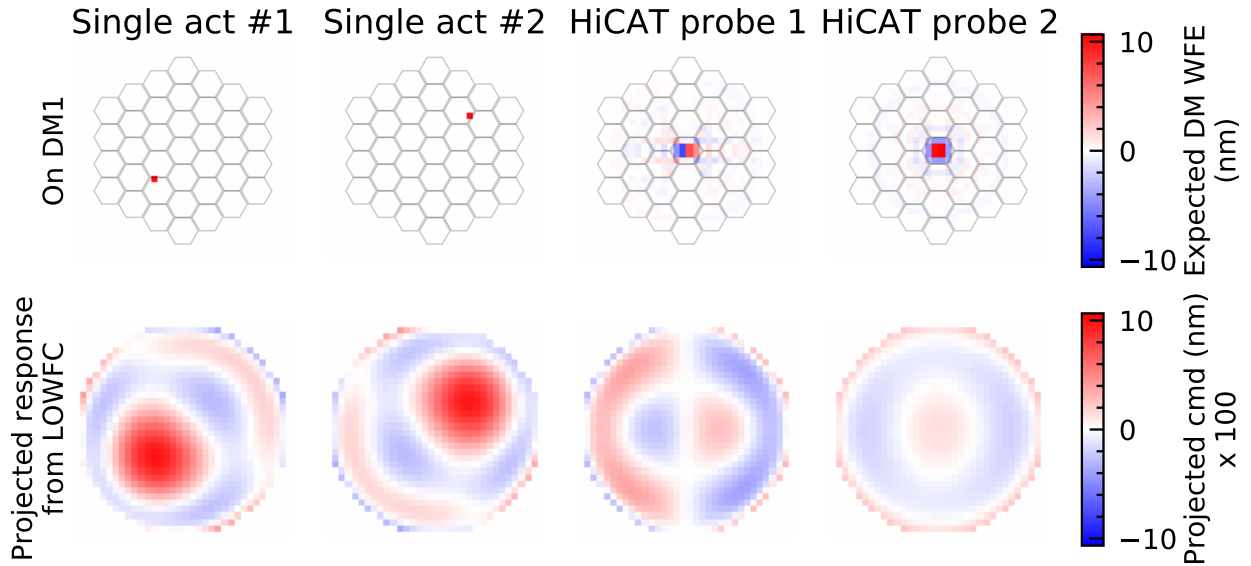


Fig. 5: Examples of different PW probes introduced on DM1 (top) and their corresponding LOWFC loop responses on DM1 (bottom) obtained by projecting the command on the controlled basis of the LOWFC loop and using the control matrix to estimate the feedback command. From left to right: two examples of single-actuator probes poked by 10 nm in wavefront error; two of the 4 HiCAT probes designed to specifically modulate the electric field in the DH. To match the top and bottom row color bars, the bottom commands have been scaled by a factor of 100. The commands shown here are over the whole controllable area of the DM1. The hexagons represent the projection of the segmented aperture onto DM1.

Table 2: Mean DH contrast statistics over the different intervals for the single-actuator probes experiment and HiCAT probes experiment.

Situation	Stat	0	1	2	3	4 with ZWFS	4 no ZWFS
ZWFS		off	on	off	on	on	off
SM		on	on	on	on	off	off
Single-actuator probes	Mean	4.5e-08	3.6e-08	4.0e-08	3.4e-08	5.4e-08	1.4e-07
	σ_i	6.0e-09	3.6e-09	4.7e-09	3.3e-09	2.1e-08	1.3e-07
HiCAT probes	Mean	4.5e-08	4.7e-08	5.3e-08	4.8e-08	7.0e-08	1.3e-07
	σ_i	4.7e-09	3.6e-09	6.7e-09	5.9e-09	1.5e-08	7.3e-08

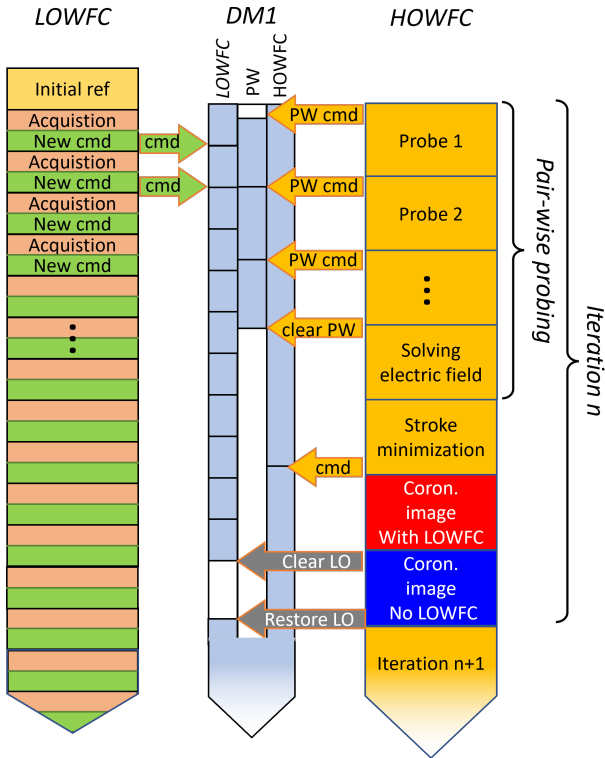


Fig. 6: Vertical timeline of the parallel operations on HiCAT with three processes. The DMs are operated by a process that reads from all the different channels (LOWFC, PW and HOWFC here) and apply the shape corresponding to the sum of the different contributions. The LOWFC process starts by taking an initial reference, and then reads images from the camera and computes corrections sent to the LOWFC DM channel. The HOWFC reads runs PW probing, using a dedicated DM channel, and computes DM corrections with SM for the HOWFC channel. It can also interrupt the LOWFC by clearing the channel for specific acquisitions without LOWFC. Each process runs independently from the other. Data is transferred from cameras or to DMs through shared memory.

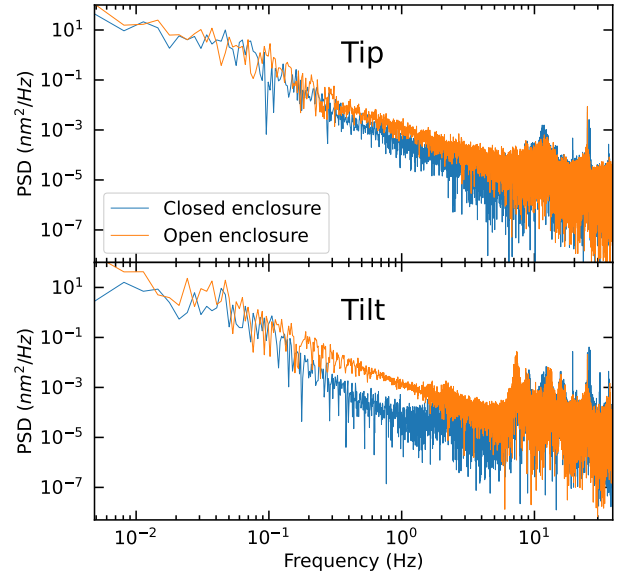


Fig. 7: Examples of power spectral density (PSD) of the tip (top) and tilt (bottom) perturbations at the level of the ZWFS on HiCAT. For both modes, a measurement was performed with all the panels closed (in blue) and with an open panel of the enclosure and a high dry air flow (orange).

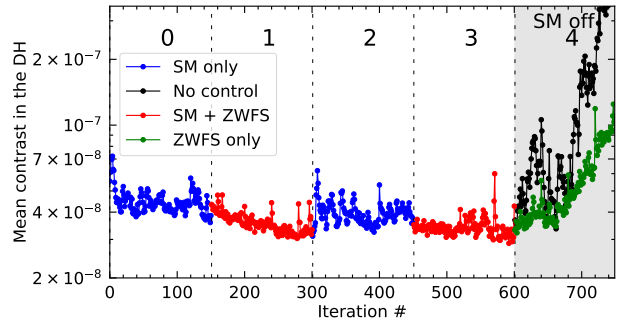


Fig. 8: Mean DH contrast while PW with single-actuator probes and SM are running, without LOWFC in blue in section (0) and (2), and with it in red in sections (1) and (3). SM is turned off in section (4). In (4), the mean contrast is measured while LOWFC is running. Once per contrast measurement, the LOWFC is interrupted and reset to its initial command in (4) to get an open-loop measurement, plotted in black. When on, the HOWFC loop runs at 0.4 Hz and the LOWFC loop at 80 Hz.

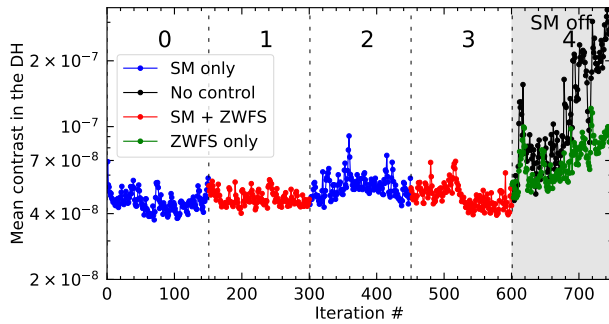


Fig. 9: Same as Fig. 8 but using PW with HiCAT probes instead of single-actuator probes.

uum, where it is only perturbed by known artificial drifts with a few Zernike modes while we operate our testbed in air and under strong turbulence with an opened enclosure. (iii) The RST/CGI observation mode is designed to dig a DH on a bright star and then slew to the science target, using the LOWFC loop only to correct for perturbations. In our case, we aim at demonstrating the continuous use of both loops while observing.

Second, the contrast gain in both temporal average and standard deviation from Table 2 are moderate but noticeable, especially in the single-actuator probe experiment, reaching a mean contrast of 3.4×10^{-8} and a value of σ , of 3.3×10^{-9} over the interval (3). While we expect the contrast with LOWFC to be better because of the turbulence that introduces a lot of low-order aberrations, the new implementation of the HOWFC control loop runs fast enough to handle a large part of the low-order corrections. From our experience with electric field conjugation on HiCAT, digging a DH with faster iterations allows even deeper contrasts in the presence of turbulence. Therefore, the contrast we observe is very likely to be driven by the internal turbulence that evolves faster than what the HOWFC loop can handle in the high-order modes. Further experiments are required to fully understand the limitations in these conditions.

Third, even if the temporal contrast averages are moderate, the ratio of contrast between the cases without and with LOWFC as a function of angular separation in the focal plane emphasizes the action of the loop. The corresponding curves are displayed in Fig. 11. For each probe, the plots show the ratio between the azimuthally averaged contrast over sections (0) and (2), and over sections (1) and (3). The maximum contrast improvement by a factor of up to 1.5 is located at separations around $4.6 \lambda/D_{pup}$, as expected - this corresponds to the edge of the focal-plane mask, and therefore the theoretical sensing limit of the ZWFS through the Lyot mask. Since the LOWFC loop controls a limited number of 20 Zernike modes here, its impact is negligible at larger separations. The same plot is also displayed for section (4) in Fig. 11 bottom plot, showing the same behavior, but with a much larger gain up to a factor of 5. This is consistent with the first point above: in this experiment, both loops control overlapping spatial frequencies of the wavefront error without cross-talk. The gains at larger separations are negligible here as well.

Finally, the experiments have slightly better results with single-actuator probes, even though their interaction with the LOWFC loop was supposed to be greater with the HiCAT probes. However, these single-shot experiments do not allow us to conclude on any significant difference between the two types of probes, the different behaviors in Fig. 8 and 9 being possibly due to external factors such as turbulence. The real limitation due to loop interactions will probably appear when working at deeper contrasts. We are still investigating the exact limitations on HiCAT of the electric field estimation by PW. These interactions could degrade wavefront estimation that would result in reaching a contrast floor at some point. Therefore, using probes as invisible as possible to the ZWFS could prove of interest in the future.

4.3. Experiment with slower high-order wavefront control loop

The gain provided by the ZWFS depends not only on the input turbulence, but also on the amount of low-order aberrations the HOWFC loop corrects for. By degrading the correction performed by the high-order controller, we can emphasize the improvement due to the parallel use of the ZWFS. This also de-

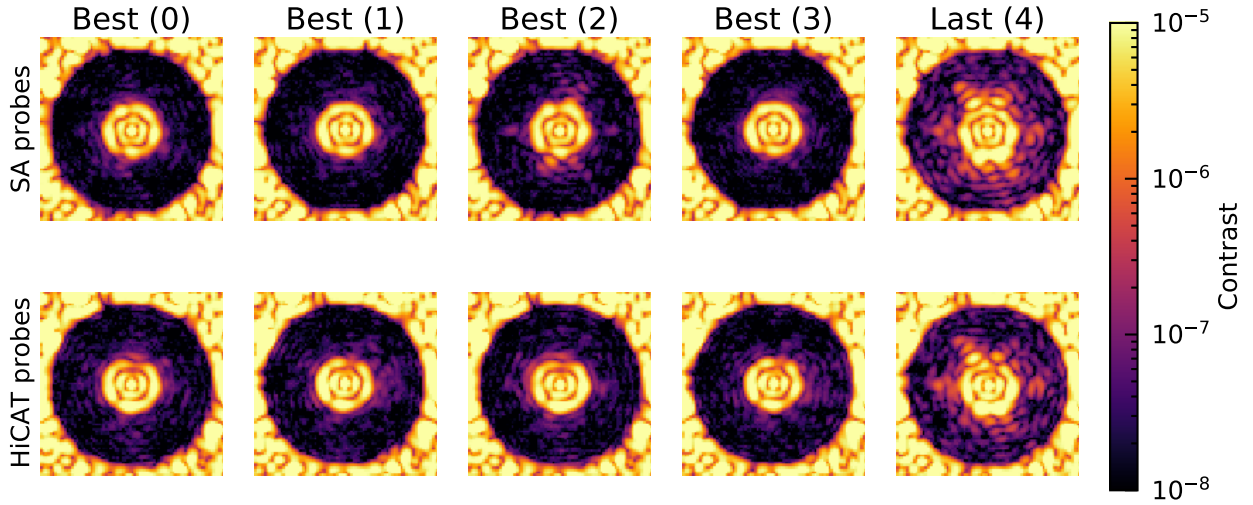


Fig. 10: Examples of focal-plane DH images for the experiment with single-actuator probes (top) and HiCAT probes (bottom). For intervals (0) to (3), this corresponds to the image yielding the best mean spatial contrast in the respective operational sections in Figs. 8 and 9. The image for interval (4) is the last one from the open-loop data, shown in black in both figures.

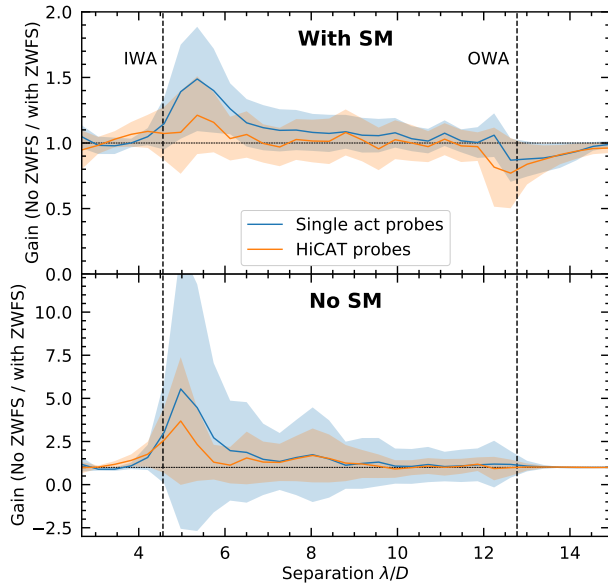


Fig. 11: Contrast gain due to ZWFS as a function of angular separation in the DH, for experiments with single-actuator and HiCAT probes. Solid lines represent the ratio of the contrast azimuthal average between the cases without and with LOWFC. The filling colors show the standard deviation of the measurement. The dashed horizontal lines are drawn at a gain of 1 in both plots. The top plot represents the values of the intervals (0) and (2) over the values of the intervals (1) and (3). The bottom plot corresponds to the values of the interval (4). The gain lower than 1 at the OWA is due to edge effects in the numerical computation of the contrast.

grades the contrast performance by an order of magnitude, and is not representative of the current operations of HiCAT.

For this goal, we use HiCAT in a different setup, with a HOWFC loop running 8 times slower, at 0.05 Hz and the LOWFC loop around 2.5 times slower at 30 Hz. In this experiment, the HiCAT probes are used for PW. With the slower HOWFC and similar air turbulence, the contrast in the DH is stuck above 10^{-7} . The speed difference between the two controllers now being much larger, we expect the cross-talk between them to be more challenging. For this experiment, we have implemented a communication between the loops to offload the HOWFC loop commands to the LOWFC reference: each time PW or SM sends a command on the DMs, the command is sent to the LOWFC loop as well. The command is then projected on the controlled modes of the LOWFC loop and multiplied by the Jacobian matrix \mathbf{J}_Z to estimate the corresponding variations on the ZWFS signal. While there are many ways for improvement here, our code modifications for synchronisation add overheads in the computation and slow down the LOWFC loop from 80 Hz to 30 Hz. As a result we increase its gain from 0.01 to 0.15, a value that empirically proved to be efficient. Considering the loop frequencies, the LOWFC loop produces around 600 corrections in a single HOWFC loop iteration, while with the previous setup it was only around 200.

The contrast curve is presented in Fig. 12. In this configuration, the LOWFC loop proves very efficient. While in interval (0) the contrast reaches a floor at 1.9×10^{-7} , turning on the LOWFC loop in (1) allows for an almost immediate contrast improvement by a factor of 1.5. This behavior is similar with the intervals (2) and (3). During interval (4), when the HOWFC loop is turned off, the drift of the uncontrolled DH is immediate, while the LOWFC loop manages to slow it down, limited by the reduced number of controllable modes. Overall, the contrast standard deviation over the intervals proves also to be greatly improved, from around 1.5×10^{-7} to 1.5×10^{-8} without and with LOWFC. The azimuthally averaged gain is represented in Fig. 13, showing a gain of 2.5 and 6 with and without SM at short separations as in the previous experiments. But it also shows a gain larger than 1.5 at all separations, whether SM is on or off.

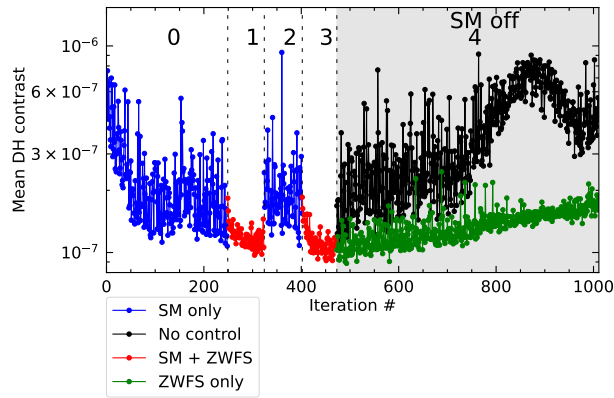


Fig. 12: Evolution of the mean contrast in the DH during HOWFS (using SM) as a function of iterations during different intervals: without LOWFC in blue in section (0) and (2), and with it in red in sections (1) and (3). SM is turned off in section (4). In (4), the mean contrast is measured while LOWFC loop is running (green). Once per contrast measurement, the LOWFC loop is interrupted and reset to its initial command in (4) to get an open-loop measurement, in black. When on, the HOWFC loop runs at 0.05 Hz and the LOWFC loop at 30 Hz.

Under these different experimental conditions, we also show a successful concurrent operation. Similarly to the results in Sec. 4.2, most of the improvement by the LOWFC is located at the inner radius of the DH, improving the contrast at short separations. By comparing the two setups, it is possible to extract properties of the control loops. In both setups, when the control loops are off, the contrast drift is immediate, emphasizing the presence of the perturbation which is partially corrected when the LOWFC loop is on.

The remaining contrast drift is due to the higher order perturbation. This perturbation is a main driver of the averaged contrast in the DH, and is out of reach for the LOWFC. This is particularly visible when looking at the intervals (0) in both setups, where the contrast levels only depend on the HOWFC speed. In similar conditions, the faster setup reaches a contrast level deeper than the slower setup by almost an order of magnitude, showing the impact of loop speed with the air turbulence on HiCAT.

With a faster speed than the HOWFC loop, the LOWFC loop can therefore correct for the low-order turbulence that evolves too fast for the high-order controller. As the leftover is more important in the slower setup, the contrast gain due to the ZWFS is greater and more obvious. On the contrary, with the faster setup, since the HOWFC is more efficient at correcting low-order aberrations, the gains are more moderate. Overall, there is a gain in using the LOWFC in both setups, showing that the loop combination does not generate cross-talks at the contrast levels in our experiments.

5. Conclusions

Wavefront error stability is a key parameter in the success of future space missions with exoplanet imaging capabilities. To improve the stellar light rejection by the coronagraph, WFSC appears essential to alleviate the requirements on the observatory stability for high-contrast observations. In particular, WFSC has been proven efficient to correct for different kinds of aberrations such as low-order drifts, or improve the image plane DH by opti-

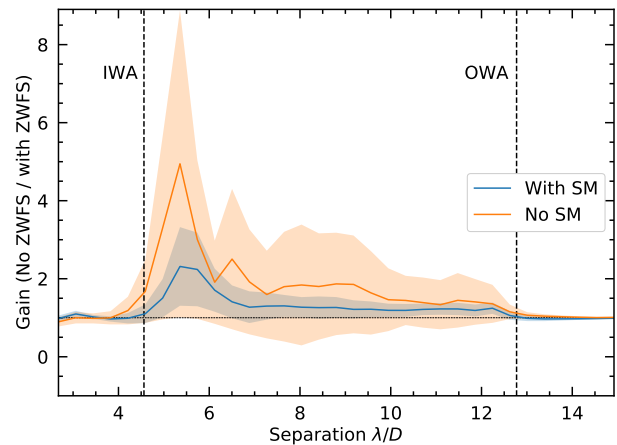


Fig. 13: Contrast gain as a function of angular separation in the DH when the HOWFC loop is slowed down to 0.05 Hz on purpose. Solid lines represent the ratio of the azimuthally averaged contrast between the cases without and with LOWFC. The filling colors show the standard deviation of the measurement. The dashed horizontal line is drawn at a gain of 1. The blue curve represents the gain between the values of the intervals (0) and (2) over the values of the intervals (1) and (3). The yellow curve corresponds to intervals (4) values.

mizing the DM shapes. However, this was only done sequentially so far. Following the demonstration of DH stabilization with a ZWFS-based LOWFC loop in the rejected light of a Lyot coronagraph in Paper I, we study here its concurrent operation with a HOWFC loop using different WFSs but the same DM.

Using the HiCAT testbed for our experiments, we first study the impact of PW probes and SM commands on the LOWFC loop by projecting these commands on its controlled modes. We find a limited response, and considering the gain of the LOWFC loop of 0.01 as well as the different loop frequencies on HiCAT, the loop response to a single command is unlikely to modify the original command by more than 0.1%. We find similar results for two kinds of probes for PW, whether single actuators poking or HiCAT probes. Then we run the HOWFC and LOWFC loops to dig or stabilize a focal-plane DH under the conditions of increased perturbation on the testbed. While the first loop is on, we maintain the contrast levels around 5×10^{-8} , showing no cross-talk between the two control loops. Even if the main DH contrast driver is due to high-order modes that evolve too fast for the HOWFC loop, it is possible to observe a contrast improvement with the LOWFC loop, with a factor of up to 1.5, and a factor of 5 when the HOWFC loop is on and off. To prove the efficiency of the LOWFC loop, we compare the performances with a reduced speed of the HOWFC loop. With the same IWA of $4.6 \lambda/D_{pup}$ this greatly degrades the achievable contrast, but emphasizes the capability of both loops to work together. A classical Lyot coronagraph with a smaller focal-plane mask and therefore a smaller IWA will be more sensitive to low-order aberrations, leading to an increased need for the LOWFC loop. Further investigations are required to find the best functioning point between the HOWFC and LOWFC loops for this setup. Preliminary tests have already been successfully performed on HiCAT with a knife-edge coronagraph, showing promising contrast stability results at shorter separations which will be detailed in a forthcoming paper (Por in prep.).

We validated our approach in a specific environment, in which the PW sensing runs at temporal frequencies very close to the LOWFC loop at 80 Hz with a loop gain of 0.01 and a SM iteration every 2.5 s. On average, a single LOWFC loop correction is applied at each PW probe. However, when we reduce the HOWFC loop speed, we manage to achieve a contrast of 10^{-7} with a very simple loop synchronization to avoid cross-talk. The asynchronous operations tend to converge toward DH solutions that are dependent on the LOWFC loop contribution, while we would prefer the two control loops to be as independent as possible. We currently operate HiCAT around contrasts of 5×10^{-8} . These loop interactions could create a bias in the wavefront estimation, thus representing a possible limitation when pushing the contrast to lower values. Regarding these points, it might be worth re-evaluating the asynchronous operations and considering an improved communication. This will enable adapting the LOWFC loop reference depending on the commands sent by the HOWFC loop, in a similar fashion as Guyon et al. (2020b). In the scope of combining more loops, the asynchronous approach will remain applicable as long as there is no cross-talk between the loops. Further investigations on the loop communication will otherwise be required as the number of communications for offloading grows quadratically with the number of loops.

We conducted our experiments in idealized conditions. First the tests are done in monochromatic light. While the ZWFS is expected to work relatively well with broadband light (N'Diaye et al. 2013b), the DM DH commands will be different from those in monochromatic light. In further studies, we will investigate the stability of the parallel loop operations in broadband light, pending the delivery of a new broadband source. Second, our work is made with enough photons to correct as much turbulence as possible, the main limitation being the camera maximum frame rate. Assuming a JWST-like primary mirror, the equivalent magnitude of the monochromatic source on HiCAT would be about -6 in the visible. This is clearly an ideal case and the impact of signal-to-noise ratio on ZWFS measurements remains to be explored. We will investigate these aspects further, following Sahoo et al. (2022) who recently developed a novel approach to determine the optimal wavefront sensor exposure time, for a given contrast requirement at a given stellar magnitude.

A flux limitation will also likely increase the relevance of the LOWFS. In a photon-limited regime, a reduced photon flux requires longer exposure times on the science camera to keep the signal-to-noise ratio constant, leading to a possible reduction of the HOWFC efficiency. Since the ZWFS uses the light from the core of the source image, it collects more photons than the science camera. Its associated loop will therefore be able to run faster and correct for the aberrations beyond the HOWFC temporal bandpass. As emphasized by the configuration in Sec. 4.3, the low-order controller can then be complementary with the high-order controller.

Finally, these results have been obtained by degrading the HiCAT environment to generate larger drifts in an uncontrolled DH. In this context, we do not reach the optimal performance of HiCAT that is way more stable in nominal conditions. In particular, with the injected turbulence, here we are limited in contrast by the speed of the HOWFC loop that runs at 0.4 Hz. Using LOWFC, the contrast improvement is limited to separations close to DH IWA, where the control regions of both loops is smoothly overlapping. It would be relevant to study how far out in the focal plane the LOWFC loop could effectively control by considering more than the current 20 Zernike modes. This could allow a gain in the temporal bandpass of correction as the

LOWFC loop runs orders of magnitude faster than the HOWFC loop and alleviates the latter.

At the moment, our demonstration of the concurrent use of LOWFC and HOWFC loops at the 5×10^{-8} contrast point represent a first milestone towards concurrent operations with a 10^{-10} contrast goal. Several aspects in our current experiment such as the selected control modes, the accuracy of the DM behavior modeling, or the sensor sensitivity, will be further explored in the regime of wavefront error fluctuations down to the picometric level to further advance exo-Earth imaging with concurrent loops.

This combination of several control loops is a necessary step toward a system-level demonstration of a future high-contrast instrument for exoplanet imaging with a future large space observatory. To stabilize the whole range of aberrations that can disturb the observations, these control loops have to be associated to others. These include a loop dedicated to tip/tilt correction, with a dedicated steering mirror already implemented on HiCAT but currently unused, another to primary mirror segment alignment or one dedicated to vibration rejections. Fully operating and understanding this setup will help develop future instrumentation for exoplanet and more particularly exo-Earth imaging.

Acknowledgements. R.P. acknowledges PhD scholarship funding from Région Provence-Alpes-Côte d'Azur and Thales Alenia Space. The authors are especially thankful to the extended HiCAT team (over 50 people) who have worked over the past several years to develop this testbed. This work was supported in part by the National Aeronautics and Space Administration under Grant 80NSSC19K0120 issued through the Strategic Astrophysics Technology / Technology Demonstration for Exoplanet Missions Program (SAT-TDEM; PI: R. Soummer). E.H.P. was supported by the NASA Hubble Fellowship grant HST-HF2-51467.001-A awarded by the Space Telescope Science Institute, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Incorporated, under NASA contract NAS5-26555. I.L. acknowledges the support by a postdoctoral grant issued by the Centre National d'Études Spatiales (CNES) in France.

References

- Beuzit, J. L., Vigan, A., Mouillet, D., et al. 2019, *A&A*, 631, A155
- Bloemhof, E. E. & Wallace, J. K. 2003, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 5169, Proc. SPIE, ed. R. K. Tyson & M. Lloyd-Hart, 309–320
- Bordé, P. J. & Traub, W. A. 2006, *ApJ*, 638, 488
- Cady, E., Balasubramanian, K., Gersh-Range, J., et al. 2017, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 10400, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 104000E
- Chambouleyron, V., Fauvarque, O., Sauvage, J. F., et al. 2021, *A&A*, 650, L8
- Chauvin, G., Desidera, S., Lagrange, A. M., et al. 2017, *A&A*, 605, L9
- Coyle, L. E., Knight, J. S., Pueyo, L., et al. 2019, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 11115, UV/Optical/IR Space Telescopes and Instruments: Innovative Technologies and Concepts IX, 111150R
- Currie, T., Biller, B., Lagrange, A.-M., et al. 2022, arXiv e-prints, arXiv:2205.05696
- Dohlen, K. 2004, in *EAS Publications Series*, Vol. 12, EAS Publications Series, ed. C. Aime & R. Soummer, 33–44
- Galicher, R., Huby, E., Baudoz, P., & Dupuis, O. 2020, *A&A*, 635, A11
- Gaudi, B. S., Seager, S., Mennesson, B., et al. 2020, arXiv e-prints, arXiv:2001.06683
- Give'On, A., Belikov, R., Shaklan, S., & Kasdin, J. 2007, *Optics Express*, 15, 12338
- Give'On, A., Kern, B., Shaklan, S., Moody, D. C., & Pueyo, L. 2007, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 6691, *Astronomical Adaptive Optics Systems and Applications III*, ed. R. K. Tyson & M. Lloyd-Hart, 66910A
- Guyon, O. 2005, *ApJ*, 629, 592
- Guyon, O., Lozi, J., Vievard, S., et al. 2020a, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 11448, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 114481Z

- Guyon, O., Sevin, A., Ferreira, F., et al. 2020b, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 11448, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 114482N
- Hinkley, S., Oppenheimer, B. R., Zimmerman, N., et al. 2011, *PASP*, 123, 74
- Kasdin, N. J., Bailey, V. P., Mennesson, B., et al. 2020, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 11443, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 114431U
- Kepler, M., Benisty, M., Müller, A., et al. 2018, *A&A*, 617, A44
- Leboulleux, L., N'Diaye, M., Riggs, A. J. E., et al. 2016, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 9904, Space Telescopes and Instrumentation 2016: Optical, Infrared, and Millimeter Wave, ed. H. A. MacEwen, G. G. Fazio, M. Lystrup, N. Batalha, N. Siegler, & E. C. Tong, 99043C
- Lightsey, P. A., Atkinson, C., Clampin, M., & Feinberg, L. D. 2012, *Optical Engineering*, 51, 011003
- Lyot, B. 1939, *MNRAS*, 99, 580
- Macintosh, B., Graham, J. R., Barman, T., et al. 2015, *Science*, 350, 64
- Macintosh, B., Graham, J. R., Ingraham, P., et al. 2014, *Proceedings of the National Academy of Science*, 111, 12661
- Malbet, F., Yu, J. W., & Shao, M. 1995, *PASP*, 107, 386
- Mazoyer, J., Pueyo, L., N'Diaye, M., et al. 2018a, *AJ*, 155, 7
- Mazoyer, J., Pueyo, L., N'Diaye, M., et al. 2018b, *AJ*, 155, 8
- Mennesson, B., Debes, J., Douglas, E., et al. 2018, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 10698, Space Telescopes and Instrumentation 2018: Optical, Infrared, and Millimeter Wave, ed. M. Lystrup, H. A. MacEwen, G. G. Fazio, N. Batalha, N. Siegler, & E. C. Tong, 106982I
- Moriarty, C., Brooks, K., Soummer, R., et al. 2018, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 10698, Space Telescopes and Instrumentation 2018: Optical, Infrared, and Millimeter Wave, ed. M. Lystrup, H. A. MacEwen, G. G. Fazio, N. Batalha, N. Siegler, & E. C. Tong, 1069853
- National Academies of Sciences, Engineering, and Medicine. 2021, *Pathways to Discovery in Astronomy and Astrophysics for the 2020s* (Washington, DC: The National Academies Press)
- N'Diaye, M., Choquet, E., Pueyo, L., et al. 2014, in American Astronomical Society Meeting Abstracts, Vol. 223, American Astronomical Society Meeting Abstracts #223, 149.13
- N'Diaye, M., Choquet, E., Pueyo, L., et al. 2013a, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 8864, Techniques and Instrumentation for Detection of Exoplanets VI, ed. S. Shaklan, 88641K
- N'Diaye, M., Dohlen, K., Fusco, T., & Paul, B. 2013b, *A&A*, 555, A94
- N'Diaye, M., Mazoyer, J., Choquet, E., et al. 2015, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 9605, Techniques and Instrumentation for Detection of Exoplanets VII, ed. S. Shaklan, 96050I
- N'Diaye, M., Soummer, R., Pueyo, L., et al. 2016, *ApJ*, 818, 163
- Nielsen, E. L., De Rosa, R. J., Macintosh, B., et al. 2019, *AJ*, 158, 13
- Noll, R. J. 1976, *Journal of the Optical Society of America* (1917-1983), 66, 207
- Oppenheimer, B. R., Digby, A. P., Newburgh, L., et al. 2004, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 5490, Advancements in Adaptive Optics, ed. D. Bonaccini Calia, B. L. Ellerbroek, & R. Ragazzoni, 433-442
- Por, E. H. in prep.
- Potier, A., Baudoz, P., Galicher, R., Singh, G., & Boccaletti, A. 2020, *A&A*, 635, A192
- Pourcelot, R., N'Diaye, M., Por, E. H., et al. 2022, *A&A*, 663, A49
- Pueyo, L., Kay, J., Kasdin, N. J., et al. 2009, *Appl. Opt.*, 48, 6296
- Pueyo, L., Stark, C., Juanola-Parramon, R., et al. 2019, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 11117, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 1111703
- Sahoo, A., Luginja, I., Pueyo, 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, 121805V
- Seo, B.-J., Cady, E., Gordon, B., et al. 2017, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 10400, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 104000F
- Seo, B.-J., Shi, F., Balasubramanian, B., et al. 2018, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 10698, Space Telescopes and Instrumentation 2018: Optical, Infrared, and Millimeter Wave, ed. M. Lystrup, H. A. MacEwen, G. G. Fazio, N. Batalha, N. Siegler, & E. C. Tong, 106982P
- Shi, F., Balasubramanian, K., Hein, R., et al. 2016, *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 2, 011021
- Shi, F., Cady, E., Seo, B.-J., et al. 2017, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 10400, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 104000D
- Shi, F., Seo, B.-J., Cady, E., et al. 2018, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 10698, Space Telescopes and Instrumentation 2018: Optical, Infrared, and Millimeter Wave, ed. M. Lystrup, H. A. MacEwen, G. G. Fazio, N. Batalha, N. Siegler, & E. C. Tong, 106982O
- Soummer, R. 2005, *ApJ*, 618, L161
- Soummer, R., Brady, G. R., Brooks, K., et al. 2018, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 10698, Space Telescopes and Instrumentation 2018: Optical, Infrared, and Millimeter Wave, ed. M. Lystrup, H. A. MacEwen, G. G. Fazio, N. Batalha, N. Siegler, & E. C. Tong, 106981O
- Soummer, R., Brady, G. R., Brooks, K., et al. 2019, in American Astronomical Society Meeting Abstracts, Vol. 233, American Astronomical Society Meeting Abstracts #233, 157.39
- Soummer, R., Por, E. H., Pourcelot, R., 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, 1218026
- Soummer, R., Sivaramakrishnan, A., Pueyo, L., Macintosh, B., & Oppenheimer, B. R. 2011, *ApJ*, 729, 144
- Stark, C. C., Belikov, R., Bolcar, M. R., et al. 2019, *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 5, 024009
- The LUVUOIR Team. 2019, arXiv e-prints, arXiv:1912.06219
- Vigan, A., Fontanive, C., Meyer, M., et al. 2021, *A&A*, 651, A72
- Wallace, J. K., Rao, S., Jensen-Clem, R. M., & Serabyn, G. 2011, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 8126, Proc. SPIE, 81260F
- Will, S. D., Groff, T. D., & Fienup, J. R. 2021, *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 7, 019002
- Yaitskova, N., Dohlen, K., & Dierickx, P. 2003, *Journal of the Optical Society of America A*, 20, 1563
- Zernike, F. 1934, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 94, 377
- Zhou, H., Krist, J., Seo, B.-J., et al. 2020, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 11443, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 114431W
- Zhou, H., Krist, J. E., Kern, B. D., et al. 2019, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 11117, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 111170H

5.3 Discussion sur la communication inter-boucles

Si dans ces conditions, l'absence de communication entre les deux boucles de correction ne semble pas poser de problème pour des contrastes de 4×10^{-8} , rien ne garantit que ce soit le cas lorsque l'on parviendra à obtenir des contrastes encore plus profonds. Je travaille actuellement à estimer la limite de contraste atteignable due aux interactions entre les boucles, à partir de la correction que le ZWFS apporte aux sondes de PW. Si actuellement le ZWFS ne corrige guère plus d'une seule itération car PW tourne à une fréquence identique, une possible amélioration du ZWFS avec un fonctionnement à plusieurs centaines de Hz pourrait par exemple changer ce comportement.

Une solution consiste à synchroniser les boucles. En adaptant la référence sur le ZWFS en fonction des commandes envoyées par PW et SM, il est théoriquement possible de s'affranchir de cet effet. Une première possibilité est par exemple d'acquérir une nouvelle image de référence à chaque nouvelle commande de PW ou de SM. Cependant, dans un système asynchrone, pour être certain que cette nouvelle référence correspond à l'état que l'on veut mesurer, il est nécessaire de mettre en pause tous les autres systèmes le temps de l'acquisition. De plus, afin d'éviter de faire une référence avec un rapport signal à bruit (signal-to-noise ratio) (SNR) trop faible, il peut être requis de moyenner plusieurs acquisitions. Cela signifie alors bloquer les autres opérations pendant un temps non négligeable, ce qui risque de devenir problématique si des boucles additionnelles sont ajoutées.

Une autre approche consiste à adapter la référence du ZWFS en projetant la commande de SM sur les modes contrôlés par le ZWFS. Puisqu'on utilise un modèle, la matrice d'interaction \mathbf{J} reliant les commandes du DM aux mesures du ZWFS, il est ainsi possible d'estimer, dans l'approximation linéaire du modèle, le changement de référence que la nouvelle commande va produire. Cela permet alors à chaque processus de s'adapter à l'état du système, en lisant simplement l'état des différentes contributions sur les DM. De plus, en dissociant ainsi les contributions de chaque boucle, cela permet d'isoler les domaines de compétence et ainsi de limiter le nombre de conflits possibles. J'ai par exemple utilisé cette approche pour faire fonctionner les deux boucles dans un contexte où celle du ZWFS tournait à environ 30 Hz, soit presque trois ordres de grandeurs plus rapidement que l'algorithme creusant le DH, et avec un gain plus élevé de 0.15. Cependant, d'autres tests plus avancés sont nécessaires afin de déterminer la meilleure approche suivant les niveaux de contraste que l'on souhaite atteindre.

5.4 Conclusions

Dans ce chapitre j'ai présenté mes activités de recherche en lien avec la combinaison en parallèle de plusieurs boucles de correction. En particulier, j'ai mis en œuvre le fonctionnement de la boucle de correction des bas-ordres à l'aide du ZWFS pendant qu'une autre boucle creuse un DH avec PW et SM. En utilisant l'ancienne architecture logicielle de HiCAT et en présence de turbulence due à un moteur sur le banc, je montre tout d'abord un gain en contraste dans le DH en utilisant le ZWFS pour assister SM.

Alors que HiCAT souffrait d'une turbulence importante générée par une source de chaleur localisée sur le banc, le contrôle du DH était limité en fréquence temporelle, ce qui en retour limitait le contraste à des valeurs autour de 10^{-7} . Suite à la correction de ces perturbations et à la mise en service d'une nouvelle architecture logicielle plus rapide, j'ai pu porter cette parallélisation à de meilleurs niveaux de contraste autour 4×10^{-8} , proche des limites actuelles de HiCAT. Ce travail sera prochainement soumis pour publication au jour-

nal A&A.

Pour ces résultats, j'ai utilisé ici une approche relativement naïve de la parallélisation avec des boucles asynchrones ne communiquant pas entre elles. J'ai mis en évidence l'absence de conflits ou de divergences dans ces conditions de fréquences temporelles et de contraste. Cependant, pour généraliser cette approche à d'autres contrastes, d'autres points restent encore à explorer. En effet, d'après les fréquences temporelles en jeu, le ZWFS ne corrige que très peu les commandes introduites par PW et SM. Cela pourrait être différent en considérant une boucle de correction plus rapide que 80 Hz ou avec un gain plus élevé que 0.01 pour un meilleur rejet de la turbulence. Il sera donc primordial de quantifier les limites et d'explorer des solutions pour faire fonctionner ces boucles de manière harmonieuse.

Cette utilisation en simultanée à deux boucles est d'ailleurs appelée à se généraliser, sur HiCAT et en dans le domaine de l'imagerie à haut contraste (Guyon et al., 2020). Dans un futur proche, il sera intéressant de combiner la correction des aberrations de bas-ordre avec d'autres expériences, soit en utilisant des mesures de contraste pour caractériser le système optique (Laginja et al., 2021), soit pour améliorer les performances d'algorithmes de maintien de DH utilisant des sondes les moins invasives possibles pour les images coronographiques (Redmond et al., 2021). D'une manière plus générale, ces aspects de combinaison des différents ASO, DM et algorithmes de correction est une étape incontournable dans la réalisation d'observatoires suffisamment stables pour l'observation directe d'exo-Terres.

Chapitre 6

Conclusion

Au cours de cette thèse, je me suis penché sur plusieurs manières de stabiliser le contraste dans les images d'exoplanètes avec les observatoires actuels et futurs. En particulier, j'ai travaillé sur la mesure et la correction fine d'aberrations optiques qui seront limitantes pour l'observation des planètes les plus ténues avec les futures générations de grands télescopes et d'instruments. Pour cela, j'ai mis en œuvre dans différentes configurations un ZWFS dans le but de stabiliser la performance d'un coronographe en m'appuyant sur le cas simple de coronographes de type Lyot classique.

Je me suis tout d'abord focalisé sur des applications d'instrumentation au sol, où l'OA est essentielle pour erayer la dégradation de la qualité des images causée par la turbulence atmosphérique. Cependant, pour pallier les erreurs de front d'onde résiduelles en aval des systèmes d'OA, je me suis penché sur la mise en œuvre d'un deuxième étage d'OA. J'ai utilisé le banc MITHiC au LAM permettant de simuler un télescope avec trois types d'erreur : des NCPA similaires à celles observées au VLT/SPHERE, des erreurs de cophasage résiduelles dans le cas d'un télescope à ouverture segmentée ou des résidus de turbulence atmosphérique comparables à ceux obtenus avec le système Sphere Extreme Adaptive Optics (SAXO) de SPHERE.

Bénéficiant d'un SLM pour corriger le front d'onde et d'un ZWFS prélevant de la lumière juste avant le FPM du CLC, j'ai ainsi pu fermer une boucle de correction par rétroaction. En m'appuyant sur les travaux que j'ai effectués sur MITHiC pendant mon apprentissage et finalisés au début de ma thèse, j'ai étudié la stabilisation de front d'onde et de contraste pour les instruments au sol en utilisant la très haute résolution du SLM et du ZWFS. Détaillé au chapitre 3 de ce manuscrit, je me penche sur l'emploi de la méthode de conjugaison de phase pour explorer des régimes de correction des aberrations avec des fréquences spatiales allant au-delà des 120 c/p. En particulier, je montre la correction de NCPA, le cophasage de segments au niveau nanométrique, ainsi que la simulation de correction dynamique d'aberrations résiduelles de SAXO. Ces travaux ont fait l'objet d'une publication dans A&A en 2021. A plus long terme, cette approche de second étage d'OA pourrait permettre d'utiliser un ZWFS pour corriger les aberrations résiduelles dans les instruments à haut contraste avec une très bonne précision et ainsi augmenter le nombre de planètes observables.

J'ai également exploré une manière alternative de stabiliser le contraste obtenu avec un CLC, en mesurant les aberrations du front d'onde dans la lumière rejetée par le FPM, que j'ai présenté au chapitre 4. En évitant de prélever la lumière juste avant le FPM, cette méthode permet de préserver la sensibilité aux photons provenant de la planète dans l'image coronographique. Cependant, j'avais affaire à un signal filtré et il a fallu que j'adapte les

méthodes de correction traditionnelle en conséquence. Dans une perspective de télescope spatial, j'ai validé cette approche à distance sur HiCAT malgré la pandémie de Covid-19.

En plus de la mise en service du ZWFS, j'ai mis en œuvre une boucle de contrôle des aberrations de bas ordre, permettant de corriger une dizaine de modes de Zernike à quelques centaines de picomètres RMS sur plusieurs dizaines de minutes. De plus, j'ai pu montrer une stabilisation efficace du DH en plan focal en utilisant les mesures du ZWFS uniquement en présence de perturbations introduites sur un DM. Ces expériences ont également été l'occasion de tester plusieurs approches de contrôle modal afin de chercher à maîtriser le plus grand nombre de modes possibles sans pour autant nuire à la stabilité du DH en plan focal, cruciale à l'observation de planètes extrasolaires. Ces travaux ont conduit à la production de deux *proceedings* pour des conférences SPIE, ainsi qu'à la publication d'un article dans la revue A&A.

Obtenir les meilleurs contrastes possibles sans imposer des tolérances trop strictes sur les contraintes thermiques et mécaniques de l'observatoire lors de sa fabrication requiert une stabilisation du front d'onde en continu pendant les observations. En raison de la diversité des aberrations à corriger, tant en terme de fréquences temporelles que spatiales, il sera nécessaire de faire fonctionner plusieurs boucles de correction en parallèle. Dans ce contexte, suite aux résultats du chapitre 4, je me suis attelé au chapitre 5 à combiner ensemble la boucle de correction des aberrations bas ordre avec l'algorithme de génération de DH.

J'ai ainsi pu valider le fonctionnement et l'impact positif sur le contraste du ZWFS en parallèle de PW et SM, tout d'abord en utilisant une infrastructure logicielle relativement lente et un banc en présence de turbulence. Profitant ensuite de la mise à niveau du code de contrôle de HiCAT, j'ai pu pousser la parallélisation autour de meilleurs contrastes, jusqu'à 3×10^{-8} , validant ainsi le fonctionnement de ces deux boucles en parallèle en lumière monochromatique. Ce travail a donné lieu à la rédaction d'un article soumis à la revue A&A et en cours d'évaluation.

Ces aspects de combinaison de boucles de correction sont en effet cruciaux pour les observatoires à venir : que ce soit au sol pour repousser les limites de performance des systèmes d'OA ou depuis l'espace pour atteindre des stabilités angstrométriques, plusieurs exemples de systèmes multiples commencent à voir le jour (Guyon et al., 2020; Males et al., 2018; Boccaletti et al., 2020). Cependant, ces aspects sont nouveaux en astronomie et nécessitent souvent d'adapter des systèmes fonctionnant à la limite de stabilité. Ainsi, dans de nombreux cas, de manière similaire à ce j'ai utilisé sur MITHiC, l'approche la plus stable consiste à utiliser un système en plusieurs étages, celui le plus en aval ne voyant que le front d'onde déjà corrigé. Dans ces situations, chaque ASO est associé à un unique DM.

Même si les futurs systèmes disposeront de plusieurs DM, généralement deux ou trois, il arrivera un point où plusieurs boucles de contrôle devront collaborer sur le même matériel. Sur MITHiC par exemple, j'ai testé le cophasage de segments en utilisant le DM à grand nombre de degrés de liberté que représente le SLM. Que ce soit en généralisant cette approche à un senseur supplémentaire, envoyant des informations au DM de la boucle d'OA ou, comme sur HiCAT un senseur de bas-ordre utilisant les DM du contrôle de DH, il est inévitable de devoir sommer les contributions des différentes boucles sur le même dispositif de correction. Or, les DM à MEMS souvent utilisés présentent du couplage entre actionneurs et des non-linéarités, ce qui mènera indubitablement à des limitations. En particulier cela se traduira par des instabilités de contraste lorsqu'on cherche à atteindre des niveaux de 10^{-9} - 10^{-10} . Le but est de repousser cette limite le plus loin possible pour faciliter l'observation des planètes les plus ténues.

Réciproquement, comme cela existe déjà dans plusieurs instruments avec un miroir de tip/tilt, il est possible d'envisager également plusieurs systèmes de correction de front d'onde ayant chacun un domaine de compétence dédié. De même, si un ou deux DM à surface continue peuvent, s'ils disposent d'une densité d'actionneurs suffisante, corriger les erreurs fines de cophasage au prix de commandes avec des tensions élevées, nous pourrions imaginer l'utilisation d'un DM segmenté conjugué avec le miroir primaire pour s'occuper de cette tâche précisément. Dans le cas où des domaines de compétences se chevauchent, comment optimiser au mieux la répartition des commandes entre les ASO et les DM?

Ce concept appelé « fusion d'analyseur » (*sensor fusion*) (Guyon et al., 2020) est ainsi amené à se généraliser pour un contrôle optimal des aberrations, utilisant autant d'information que possible pour stabiliser l'observatoire, avec une diversité de fréquences spatiales, temporelles, spectrales, etc. Il serait également envisageable d'incorporer d'autres types d'informations, tels que des mesures d'accéléromètres et de gyroscopes pour les vibrations ne prélevant pas de lumière dans le faisceau scientifique. Dans ce contexte, l'utilisation d'algorithmes d'intelligence artificielle, et plus particulièrement d'apprentissage profond ou « deep learning » est également une piste prometteuse à explorer. Plus généralement, si ces champs de recherche s'appliquent différemment au sol et dans l'espace, il est intéressant de voir que les nouvelles spécifications en terme d'imagerie scientifique poussent finalement les domaines d'instrumentation au sol et spatial à partager leur techniques historiquement distinctes. Le domaine spatial se retrouve par exemple à utiliser des compétences d'OA tandis que le domaine au sol s'empare par exemple du contrôle de front d'onde de haute précision pour creuser un DH.

Le travail et les résultats présentés dans cette thèse s'inscrivent ainsi dans cette recherche d'un système de contrôle de front d'onde utilisant au mieux les photons disponibles pour assurer la meilleure stabilité possible des futurs grands observatoires. Le chemin restant à parcourir est encore long pour atteindre les niveaux de sensibilité, de résolution, de contraste et de stabilité requis pour imager et caractériser des planètes de plus en plus petites et de plus en plus proches de leur étoile. Néanmoins, avec la consécration de Michel Mayor et Didier Queloz par le prix Nobel en 2019 pour la découverte de la première exoplanète autour d'une étoile de type solaire, la mise en service avec succès du premier télescope spatial segmenté avec le JWST, la construction en cours de l'ELT, ainsi que l'annonce de la NSF avec la (National Academies of Sciences, Engineering, and Medicine, 2021) établissant une feuille de route vers une mission spatiale ambitieuse, l'environnement semble résolument porteur et encourageant pour le futur. L'humanité est ainsi véritablement en train de se donner les moyens de répondre à cette interrogation : la Terre, une planète comme les autres?

Bibliographie

- 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. (2021). SCEXAO : a testbed for developing high-contrast imaging technologies for ELTs. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 11823 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 1182303.
- Aime, C. and Soummer, R. (2004). The Usefulness and Limits of Coronagraphy in the Presence of Pinned Speckles. *ApJ*, 612(1) :L85–L88.
- Aime, C., Soummer, R., and Ferrari, A. (2002). Total coronagraphic extinction of rectangular apertures using linear prolate apodizations. *A&A*, 389 :334–344.
- Airy, G. B. (1835). On the Diffraction of an Object-glass with Circular Aperture. *Transactions of the Cambridge Philosophical Society*, 5 :283.
- Alibert, Y., Mordasini, C., and Benz, W. (2004). Migration and giant planet formation. *A&A*, 417 :L25–L28.
- Arrizón, V., Carreón, E., and Testorf, M. (1999). Implementation of Fourier array illuminators using pixelated SLM : efficiency limitations. *Optics Communications*, 160(4) :207–213.
- Baglin, A., Auvergne, M., Boisnard, L., Lam-Trong, T., Barge, P., Catala, C., Deleuil, M., Michel, E., and Weiss, W. (2006). CoRoT : a high precision photometer for stellar evolution and exoplanet finding. In *36th COSPAR Scientific Assembly*, volume 36, page 3749.
- Baranne, A., Queloz, D., Mayor, M., Adrianzyk, G., Knispel, G., Kohler, D., Lacroix, D., Meunier, J. P., Rimbaud, G., and Vin, A. (1996). ELODIE : A spectrograph for accurate radial velocity measurements. *A&AS*, 119 :373–390.
- Barman, T. S., Macintosh, B., Konopacky, Q. M., and Marois, C. (2011). Clouds and Chemistry in the Atmosphere of Extrasolar Planet HR8799b. *ApJ*, 733(1) :65.
- Baudoz, P., Boccaletti, A., Baudrand, J., and Rouan, D. (2006). The Self-Coherent Camera : a new tool for planet detection. In Aime, C. and Vakili, F., editors, *IAU Colloq. 200 : Direct Imaging of Exoplanets : Science & Techniques*, pages 553–558.
- Baxter, W., Potier, A., Ruane, G., and Mejia Prada, C. (2021). Design and commissioning of an in-air coronagraph testbed in the HCIT facility at NASA's Jet Propulsion Laboratory. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 11823 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 118231S.

- Beaulieu, M., Abe, L., Martinez, P., Baudoz, P., Gouvret, C., and Vakili, F. (2017). High-contrast imaging at small separations : impact of the optical configuration of two deformable mirrors on dark holes. *MNRAS*, 469(1) :218–230.
- Bertrou-Cantou, A., Gendron, E., Rousset, G., Ferreira, F., Sevin, A., Vidal, F., Clénet, Y., Buey, T., and Karkar, S. (2020). Petalometry for the ELT : dealing with the wavefront discontinuities induced by the telescope spider. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 11448 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 1144812.
- 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., Carbillet, 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., Marteau, M., Martinez, P., Maurel, D., Ménard, F., Mesa, D., Möller-Nilsson, O., Moulin, T., Moutou, C., Origné, 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., Tiphène, D., Turatto, M., Udry, S., Vakili, F., Waters, L. B. F. M., Weber, L., Wildi, F., Zins, G., and Zurlo, A. (2019). SPHERE : the exoplanet imager for the Very Large Telescope. *A&A*, 631 :A155.
- Blain, C., Conan, R., Bradley, C., Guyon, O., and Vogel, C. (2010). Characterisation of the influence function non-additivities for a 1024-actuator MEMS deformable mirror. In *Adaptive Optics for Extremely Large Telescopes*, page 06009.
- Bloemhof, E. E., Dekany, R. G., Troy, M., and Oppenheimer, B. R. (2001). Behavior of Remnant Speckles in an Adaptively Corrected Imaging System. *ApJ*, 558(1) :L71–L74.
- Bloemhof, E. E. and Wallace, J. K. (2003). Phase contrast techniques for wavefront sensing and calibration in adaptive optics. In Tyson, R. K. and Lloyd-Hart, M., editors, *Proc. SPIE*, volume 5169 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, pages 309–320.
- Boccaletti, A., Chauvin, G., Mouillet, D., Absil, O., Allard, F., Antonucci, S., Augereau, J. C., Barge, P., Baruffolo, A., Baudino, J. L., Baudoz, P., Beaulieu, M., Benisty, M., Beuzit, J. L., Bianco, A., Biller, B., Bonavita, B., Bonnefoy, M., Bos, S., Bouret, J. C., Brandner, W., Buchschache, N., Carry, B., Cantalloube, F., Cascone, E., Carlotti, A., Charnay, B., Chiavassa, A., Choquet, E., Clénet, Y., Crida, A., De Boer, J., De Caprio, V., Desidera, S., Desert, J. M., Delisle, J. B., Delorme, P., Dohlen, K., Doelman, D., Dominik, C., Orazi, V. D., Dougados, C., Doute, S., Fedele, D., Feldt, M., Ferreira, F., Fontanive, C., Fusco, T., Galicher, R., Garufi, A., Gendron, E., Ghedina, A., Ginski, C., Gonzalez, J. F., Gratadour, D., Gratton, R., Guillot, T., Haffert, S., Hagelberg, J., Henning, T., Huby, E., Janson, M., Kamp, I., Keller, C., Kenworthy, M., Kervella, P., Kral, Q., Kuhn, J., Lagadec, E., Laibe, G., Langlois, M., Lagrange, A. M., Launhardt, R., Leboulleux, L., Le Coroller, H., Li Causi, G., Loupiau, M., Maire, A. L., Marleau, G., Martinache, F., Martinez, P., Mary, D., Mattioli, M., Mazoyer, J., Meheut, H., Ménard, F., Mesa, D., Meunier, N., Miguel, Y., Milli, J., Min, M., Molliere, P., Mordasini,

- C., Moretto, G., Mugnier, L., Muro Arena, G., Nardetto, N., Diaye, M. N., Nesvadba, N., Pedichini, F., Pinilla, P., Por, E., Potier, A., Quanz, S., Rameau, J., Roelfsema, R., Rouan, D., Rigliaco, E., Salasnich, B., Samland, M., Sauvage, J. F., Schmid, H. M., Segransan, D., Snellen, I., Snik, F., Soulez, F., Stadler, E., Stam, D., Tallon, M., Thebault, P., Thiebaut, E., Tschudi, C., Udry, S., van Holstein, R., Vernazza, P., Vidal, F., Vigan, A., Waters, R., Wildi, F., Willson, M., Zanutta, A., Zavagno, A., and Zurlo, A. (2020). SPHERE+ : Imaging young Jupiters down to the snowline. *arXiv e-prints*, page arXiv :2003.05714.
- Bond, C. Z., Cetre, S., Lilley, S., Wizinowich, P., Mawet, D., Chun, M., Wetherell, E., Jacobson, S., Lockhart, C., Warmbier, E., Ragland, S., Alvarez, C., Guyon, O., Goebel, S., Delorme, J.-R., Jovanovic, N., Hall, D. N., Wallace, J. K., Taheri, M., Plantet, C., and Chambouleyron, V. (2020). Adaptive optics with an infrared pyramid wavefront sensor at Keck. *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 6 :039003.
- Bordé, P. J. and Traub, W. A. (2006). High-Contrast Imaging from Space : Speckle Nulling in a Low-Aberration Regime. *ApJ*, 638(1) :488–498.
- Born, M. and Wolf, E. (1999). *Principles of Optics*.
- Borucki, W. J., Koch, D., Basri, G., Batalha, N., Brown, T., Caldwell, D., Caldwell, J., Christensen-Dalsgaard, J., Cochran, W. D., DeVore, E., Dunham, E. W., Dupree, A. K., Gautier, T. N., Geary, J. C., Gilliland, R., Gould, A., Howell, S. B., Jenkins, J. M., Kondo, Y., Latham, D. W., Marcy, G. W., Meibom, S., Kjeldsen, H., Lissauer, J. J., Monet, D. G., Morrison, D., Sasselov, D., Tarter, J., Boss, A., Brownlee, D., Owen, T., Buzasi, D., Charbonneau, D., Doyle, L., Fortney, J., Ford, E. B., Holman, M. J., Seager, S., Steffen, J. H., Welsh, W. F., Rowe, J., Anderson, H., Buchhave, L., Ciardi, D., Walkowicz, L., Sherry, W., Horch, E., Isaacson, H., Everett, M. E., Fischer, D., Torres, G., Johnson, J. A., Endl, M., MacQueen, P., Bryson, S. T., Dotson, J., Haas, M., Kolodziejczak, J., Van Cleve, J., Chandrasekaran, H., Twicken, J. D., Quintana, E. V., Clarke, B. D., Allen, C., Li, J., Wu, H., Tenenbaum, P., Verner, E., Bruhweiler, F., Barnes, J., and Prsa, A. (2010). Kepler Planet-Detection Mission : Introduction and First Results. *Science*, 327(5968) :977.
- Boss, A. P. (1998). Astrometric signatures of giant-planet formation. *Nature*, 393(6681) :141–143.
- Bottom, M., Wallace, J. K., Bartos, R. D., Shelton, J. C., and Serabyn, E. (2017). Speckle suppression and companion detection using coherent differential imaging. *MNRAS*, 464(3) :2937–2951.
- Bracewell, R. N. (1978). Detecting nonsolar planets by spinning infrared interferometer. *Nature*, 274(5673) :780–781.
- Brogi, M. and Line, M. R. (2019). Retrieving Temperatures and Abundances of Exoplanet Atmospheres with High-resolution Cross-correlation Spectroscopy. *AJ*, 157(3) :114.
- Burrows, A. S. (2014). Highlights in the study of exoplanet atmospheres. *Nature*, 513(7518) :345–352.
- Cantalloube, F., Farley, O. J. D., Milli, J., Bharmal, N., Brandner, W., Correia, C., Dohlen, K., Henning, T., Osborn, J., Por, E., Suárez Valles, M., and Vigan, A. (2020). Wind-driven halo in high-contrast images. I. Analysis of the focal-plane images of SPHERE. *A&A*, 638 :A98.
- Carillet, M., Bendjoya, P., Abe, L., Guerri, G., Boccaletti, A., Daban, J.-B., Dohlen, K., Ferrari, A., Robbe-Dubois, S., Douet, R., and Vakili, F. (2011). Apodized Lyot coronagraph for SPHERE/VLT. I. Detailed numerical study. *Experimental Astronomy*, 30(1) :39–58.

- Carlotti, A., Hénault, F., Dohlen, K., Sauvage, J.-F., Rabou, P., Magnard, Y., Vigan, A., Mouillet, D., Chauvin, G., Vola, P., Bonnefoy, M., Fusco, T., El Hadi, K., Thatte, N., Clarke, F., Tecza, M., Bryson, I., Schnetler, H., and Vérinaud, C. (2018). System analysis and expected performance of a high-contrast module for HARMONI. In *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy VII*, volume 10702 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 107029N.
- Carlotti, A., Vanderbei, R., and Kasdin, N. J. (2011). Optimal pupil apodizations of arbitrary apertures for high-contrast imaging. *Optics Express*, 19(27) :26796.
- Casertano, S., Lattanzi, M. G., Sozzetti, A., Spagna, A., Jancart, S., Morbidelli, R., Pannunzio, R., Pourbaix, D., and Queloz, D. (2008). Double-blind test program for astrometric planet detection with Gaia. *A&A*, 482(2) :699–729.
- Chambouleyron, V., Fauvarque, O., Sauvage, J. F., Dohlen, K., Levraud, N., Vigan, A., N'Diaye, M., Neichel, B., and Fusco, T. (2021). Variation on a Zernike wavefront sensor theme : Optimal use of photons. *A&A*, 650 :L8.
- Charbonneau, D., Brown, T. M., Latham, D. W., and Mayor, M. (2000). Detection of Planetary Transits Across a Sun-like Star. *ApJ*, 529(1) :L45–L48.
- Chauvin, G., Desidera, S., Lagrange, A. M., Vigan, A., Gratton, R., Langlois, M., Bonnefoy, M., Beuzit, J. L., Feldt, M., Mouillet, D., Meyer, M., Cheetham, A., Biller, B., Boccaletti, A., D'Orazi, V., Galicher, R., Hagelberg, J., Maire, A. L., Mesa, D., Olofsson, J., Samland, M., Schmidt, T. O. B., Sissa, E., Bonavita, M., Charnay, B., Cudel, M., Daemgen, S., Delorme, P., Janin-Potiron, P., Janson, M., Keppler, M., Le Coroller, H., Ligi, R., Marleau, G. D., Messina, S., Mollière, P., Mordasini, C., Müller, A., Peretti, S., Perrot, C., Rodet, L., Rouan, D., Zurlo, A., Dominik, C., Henning, T., Menard, F., Schmid, H. M., Turatto, M., Udry, S., Vakili, F., Abe, L., Antichi, J., Baruffolo, A., Baudoz, P., Baudrand, J., Blanchard, P., Bazzon, A., Buey, T., Carillet, M., Carle, M., Charton, J., Cascone, E., Claudi, R., Costille, A., Deboulbe, A., De Caprio, V., Dohlen, K., Fantinel, D., Feautrier, P., Fusco, T., Gigan, P., Giro, E., Gisler, D., Gluck, L., Hubin, N., Hugot, E., Jaquet, M., Kasper, M., Madec, F., Magnard, Y., Martinez, P., Maurel, D., Le Mignant, D., Möller-Nilsson, O., Llored, M., Moulin, T., Origné, A., Pavlov, A., Perret, D., Petit, C., Pragt, J., Puget, P., Rabou, P., Ramos, J., Rigal, R., Rochat, S., Roelfsema, R., Rousset, G., Roux, A., Salasnich, B., Sauvage, J. F., Sevin, A., Soenke, C., Stadler, E., Suarez, M., Weber, L., Wildi, F., Antonucci, S., Augereau, J. C., Baudino, J. L., Brandner, W., Engler, N., Girard, J., Gry, C., Kral, Q., Kopytova, T., Lagadec, E., Milli, J., Moutou, C., Schlieder, J., Szulágyi, J., Thalmann, C., and Wahhaj, Z. (2017). Discovery of a warm, dusty giant planet around HIP 65426. *A&A*, 605 :L9.
- Chilcote, J., Konopacky, Q., De Rosa, R. J., Hamper, R., Macintosh, B., Marois, C., Perrin, M. D., Savransky, D., Soummer, R., Véran, J.-P., Agapito, G., Aleman, A., Ammons, S. M., Bonaglia, M., Boucher, M.-A., Curliss, M., Dunn, J., Esposito, S., Filion, G., Fitzsimmons, J., Kain, I., Kerley, D., Landry, J.-T., Lardiere, O., Lemoine-Busserolle, M., Li, D., Limbach, M. A., Madurowicz, A., Maire, J., N'Diaye, M., Nielsen, E. L., Poyneer, L., Pueyo, L., Summey, K., and Thomas, C. (2020). GPI 2.0 : upgrading the Gemini Planet Imager. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 11447 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 114471S.
- Chun, M., Wilson, R., Avila, R., Butterley, T., Aviles, J.-L., Wier, D., and Benigni, S. (2009). Mauna Kea ground-layer characterization campaign. *MNRAS*, 394(3) :1121–1130.

- Correia, C. M., Bond, C. Z., Sauvage, J.-F., Fusco, T., Conan, R., and Wizinowich, P. L. (2017). Modeling astronomical adaptive optics performance with temporally filtered Wiener reconstruction of slope data. *Journal of the Optical Society of America A*, 34(10) :1877.
- Coyle, L. E., Knight, J. S., Pueyo, L., Arenberg, J., Bluth, M., East, M., Patton, K., and Bolcar, M. R. (2019). Large ultra-stable telescope system study. In *UV/Optical/IR Space Telescopes and Instruments : Innovative Technologies and Concepts IX*, volume 11115 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 111150R.
- Currie, T., Biller, B., Lagrange, A.-M., Marois, C., Guyon, O., Nielsen, E., Bonnefoy, M., and De Rosa, R. (2022). Direct Imaging and Spectroscopy of Extrasolar Planets. *arXiv e-prints*, page arXiv :2205.05696.
- Dai, G.-M. and Mahajan, V. N. (2008). Orthonormal polynomials in wavefront analysis : error analysis. *Appl. Opt.*, 47(19) :3433.
- D'Angelo, G. and Lissauer, J. J. (2018). Formation of Giant Planets. In Deeg, H. J. and Belmonte, J. A., editors, *Handbook of Exoplanets*, page 140.
- Davies, R. and Kasper, M. (2012). Adaptive optics for astronomy. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 50(1) :305–351.
- de Kok, R. J., Brogi, M., Snellen, I. A. G., Birkby, J., Albrecht, S., and de Mooij, E. J. W. (2013). Detection of carbon monoxide in the high-resolution day-side spectrum of the exoplanet HD 189733b. *A&A*, 554 :A82.
- Di Stefano, R., Berndtsson, J., Urquhart, R., Soria, R., Kashyap, V. L., Carmichael, T. W., and Imara, N. (2021). A possible planet candidate in an external galaxy detected through X-ray transit. *Nature Astronomy*, 5 :1297–1307.
- Doelman, D. S., Fagginger Auer, F., Escuti, M. J., and Snik, F. (2019). Simultaneous phase and amplitude aberration sensing with a liquid-crystal vector-Zernike phase mask. *Optics Letters*, 44(1) :17.
- Dohlen, K. (2004). Phase masks in astronomy : From the Mach-Zehnder interferometer to coronagraphs. In Aime, C. and Soummer, R., editors, *EAS Publications Series*, volume 12 of *EAS Publications Series*, pages 33–44.
- Doppler, C. (1846). Bemerkungen zu meiner Theorie des farbigen Lichtes der Doppelsterne etc. mit vorzüglicher Rücksicht auf die von Herrn Dr. Ballot zu Utrecht dagegen erhobenen Bedenken. *Annalen der Physik*, 144(5) :1–35.
- Douglas, E. S., Carlton, A. K., Cahoy, K. L., Kasdin, N. J., Turnbull, M., and Macintosh, B. (2018). WFIRST coronagraph technology requirements : status update and systems engineering approach. In Angeli, G. Z. and Dierickx, P., editors, *Modeling, Systems Engineering, and Project Management for Astronomy VIII*, volume 10705 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 1070526.
- Douglas, E. S., Debes, J., Mennesson, B., Nemati, B., Ashcraft, J., Ren, B., Stapelfeldt, K. R., Savransky, D., Lewis, N. K., and Macintosh, B. (2022). Sensitivity of the Roman Coronagraph Instrument to Exozodiacal Dust. *PASP*, 134(1032) :024402.
- Dyson, F. W., Eddington, A. S., and Davidson, C. (1920). A Determination of the Deflection of Light by the Sun's Gravitational Field, from Observations Made at the Total Eclipse of May 29, 1919.

- El Morsy, M., Vigan, A., Lopez, M., Otten, G. P. P. L., Choquet, E., Madec, F., Costille, A., Sauvage, J. F., Dohlen, K., Muslimov, E., Pourcelot, R., Floriot, J., Benedetti, J. A., Blanchard, P., Balard, P., and Murray, G. (2022). Validation of strategies for coupling exoplanet PSFs into single-mode fibres for high-dispersion coronagraphy. *arXiv e-prints*, page arXiv :2205.12280.
- Elliot, J. L., Dunham, E., and Mink, D. (1977). The rings of Uranus. *Nature*, 267(5609) :328–330.
- Emsenhuber, A., Mordasini, C., Burn, R., Alibert, Y., Benz, W., and Asphaug, E. (2021a). The New Generation Planetary Population Synthesis (NGPPS). I. Bern global model of planet formation and evolution, model tests, and emerging planetary systems. *A&A*, 656 :A69.
- Emsenhuber, A., Mordasini, C., Burn, R., Alibert, Y., Benz, W., and Asphaug, E. (2021b). The New Generation Planetary Population Synthesis (NGPPS). II. Planetary population of solar-like stars and overview of statistical results. *A&A*, 656 :A70.
- Engler, B., Weddell, S., Le Louarn, M., and Clare, R. (2018). Effects of the telescope spider on extreme adaptive optics systems with pyramid wavefront sensors. In Close, L. M., Schreiber, L., and Schmidt, D., editors, *Adaptive Optics Systems VI*, volume 10703 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 107035F.
- Esposito, S., Pinna, E., Quirós-Pacheco, F., Puglisi, A. T., Carbonaro, L., Bonaglia, M., Biliotti, V., Briguglio, R., Agapito, G., Arcidiacono, C., Busoni, L., Xompero, M., Riccardi, A., Fini, L., and Bouchez, A. (2012). Wavefront sensor design for the GMT natural guide star AO system. In Ellerbroek, B. L., Marchetti, E., and Véran, J.-P., editors, *Adaptive Optics Systems III*, volume 8447 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 84471L.
- Esposito, S., Riccardi, A., Quirós-Pacheco, F., Pinna, E., Puglisi, A., Xompero, M., Briguglio, R., Busoni, L., Fini, L., Stefanini, P., Brusa, G., Tozzi, A., Ranfagni, P., Pieralli, E., Guerra, J. C., Arcidiacono, C., and Salinari, P. (2010). Laboratory characterization and performance of the high-order adaptive optics system for the Large Binocular Telescope. *Appl. Opt.*, 49(31) :G174.
- Fauvarque, O. (2017). *Optimization of Fourier-based wavefront sensors*. . Theses, Aix-Marseille Université; Laboratoire d’Astrophysique de Marseille.
- Fauvarque, O., Neichel, B., Fusco, T., Sauvage, J.-F., and Girault, O. (2016). General formalism for Fourier-based wave front sensing. *Optica*, 3(12) :1440.
- Ferrari, A., Soummer, R., and Aime, C. (2007). An introduction to stellar coronagraphy. *Comptes Rendus Physique*, 8(3-4) :277–287.
- Fienup, J. R. (1982). Phase retrieval algorithms : a comparison. *Appl. Opt.*, 21(15) :2758–2769.
- Flasseur, O., Denis, L., Thiébaud, É., and Langlois, M. (2018). Exoplanet detection in angular differential imaging by statistical learning of the nonstationary patch covariances. The PACO algorithm. *A&A*, 618 :A138.
- Foo, G., Palacios, D. M., and Swartzlander, Grover A., J. (2005). Optical vortex coronagraph. *Optics Letters*, 30(24) :3308–3310.

- Forgan, D. H., Hall, C., Meru, F., and Rice, W. K. M. (2018). Towards a population synthesis model of self-gravitating disc fragmentation and tidal downsizing II : the effect of fragment-fragment interactions. *MNRAS*, 474(4) :5036–5048.
- Foucault, L. (1859). Memoire sur la construction des telescopes en verre argente. *Annales de l'Observatoire de Paris*, 5 :197–237.
- Fried, D. L. (1978). Probability of getting a lucky short-exposure image through turbulence. *Journal of the Optical Society of America (1917-1983)*, 68(12) :1651.
- Fusco, T., Rousset, G., Sauvage, J.-E., Petit, C., Beuzit, J.-L., Dohlen, K., Mouillet, D., Char-ton, J., Nicolle, M., Kasper, M., Baudoz, P., and Puget, P. (2006). High-order adaptive optics requirements for direct detection of extrasolar planets : Application to the SPHERE instrument. *Optics Express*, 14 :7515.
- Galicher, R., Baudoz, P., Rousset, G., Totems, J., and Mas, M. (2010). Self-coherent camera as a focal plane wavefront sensor : simulations. *A&A*, 509 :A31.
- Gendron, E. (1994). Modal Control Optimization in an Adaptive Optics System. In *European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings*, volume 48 of *European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings*, page 187.
- Gendron, E. and Lena, P. (1994). Astronomical adaptive optics. I. Modal control optimization. *A&A*, 291(1) :337–347.
- Gerchberg, R. W. (1972). A practical algorithm for the determination of plane from image and diffraction pictures. *Optik*, 35(2) :237–246.
- Give'On, A., Belikov, R., Shaklan, S., and Kasdin, J. (2007). Closed loop, DM diversity-based, wavefront correction algorithm for high contrast imaging systems. *Optics Express*, 15(19) :12338.
- Give'on, A., Kern, B., Shaklan, S., Moody, D. C., and Pueyo, L. (2007). Broadband wavefront correction algorithm for high-contrast imaging systems. In Tyson, R. K. and Lloyd-Hart, M., editors, *Astronomical Adaptive Optics Systems and Applications III*, volume 6691 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 66910A.
- Give'on, A., Kern, B. D., and Shaklan, S. (2011). Pair-wise, deformable mirror, image plane-based diversity electric field estimation for high contrast coronagraphy. In Shaklan, S., editor, *Techniques and Instrumentation for Detection of Exoplanets V*, volume 8151 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 815110.
- Goldstein, B. R. (1969). Some Medieval Reports of Venus and Mercury Transits. *Centaurus*, 14(1) :49–59.
- Gonsalves, R. A. (1982). Phase Retrieval And Diversity In Adaptive Optics. *Optical Engineering*, 21(5) :829.
- Gonsalves, R. A. (2001). Small-phase solution to the phase-retrieval problem. *Optics Letters*, 26(10) :684–685.
- Guerri, G., Daban, J.-B., Robbe-Dubois, S., Douet, R., Abe, L., Baudrand, J., Carbillet, M., Boccaletti, A., Bendjoya, P., Gouvret, C., and Vakili, F. (2011). Apodized Lyot coronagraph for SPHERE/VLT : II. Laboratory tests and performance. *Experimental Astronomy*, 30(1) :59–81.

- Guyon, O. (2003). Phase-induced amplitude apodization of telescope pupils for extrasolar terrestrial planet imaging. *A&A*, 404 :379–387.
- Guyon, O. (2005). Limits of Adaptive Optics for High-Contrast Imaging. *ApJ*, 629(1) :592–614.
- Guyon, O., Lozi, J., Vievard, S., Belikov, R., Bendek, E., Bos, S., Currie, T., Deo, V., Fitzgerald, M., Gratadour, D., Groff, T., Jovanovic, N., Kawahara, H., Kotani, T., Kudo, T., Lopez, C., Ltaief, H., Males, J., Martinache, F., Martinod, M.-A., Mazin, B. A., Miller, K., Norris, B., Ndiaye, M., Pluzhnyk, E., Sahoo, A., Sevin, A., Skaf, N., Snik, E., Tamura, M., and Wong, A. (2020). Validating advanced wavefront control techniques on the SCEAO testbed/instrument. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 11448 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 114481Z.
- Guyon, O., Martinache, F., Belikov, R., and Soummer, R. (2010). High Performance PIAA Coronagraphy with Complex Amplitude Focal Plane Masks. *ApJS*, 190(2) :220–232.
- Guyon, O., Matsuo, T., and Angel, R. (2009). Coronagraphic Low-Order Wave-Front Sensor : Principle and Application to a Phase-Induced Amplitude Coronagraph. *ApJ*, 693(1) :75–84.
- Guyon, O., Pluzhnik, E. A., Ridgway, S., and Woodruff, R. A. (2006). Imaging extrasolar terrestrial planets from space with a PIAA coronagraph. In Mather, J. C., MacEwen, H. A., and de Graauw, M. W. M., editors, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 6265 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 62651F.
- Harvey, E. N. (1928). Stability of luminous substances of luminous animals. *Proceedings of the Society for Experimental Biology and Medicine*, 26(2) :133–134.
- Henry, G. W. (1999). Techniques for Automated High-Precision Photometry of Sun-like Stars. *PASP*, 111(761) :845–860.
- Henry, G. W., Marcy, G. W., Butler, R. P., and Vogt, S. S. (2000). A Transiting “51 Peg-like” Planet. *ApJ*, 529(1) :L41–L44.
- Hermerschmidt, A., Osten, S., Krüger, S., and Blümel, T. (2007). Wave front generation using a phase-only modulating liquid-crystal-based micro-display with HDTV resolution. In Cheriaux, G., Hooker, C. J., and Stupka, M., editors, *Adaptive Optics for Laser Systems and Other Applications*, volume 6584 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 65840E.
- Herscovici-Schiller, O. (2018). *Post-coronagraphic wavefront sensing and control for exoplanet imaging*. Theses, Observatoire de Paris; PSL Research University; ONERA.
- Huby, E., Baudoz, P., Mawet, D., and Absil, O. (2015). Post-coronagraphic tip-tilt sensing for vortex phase masks : The QACITS technique. *A&A*, 584 :A74.
- Hutterer, V., Shatokhina, I., Obereder, A., and Ramlau, R. (2018). Advanced wavefront reconstruction methods for segmented Extremely Large Telescope pupils using pyramid sensors. *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 4 :049005.
- Ida, S., Lin, D. N. C., and Nagasawa, M. (2013). Toward a Deterministic Model of Planetary Formation. VII. Eccentricity Distribution of Gas Giants. *ApJ*, 775(1) :42.

- Jackson, K., Wallace, J. K., and Pellegrino, S. (2016). Co-phasing primary mirror segments of an optical space telescope using a long stroke Zernike WFS. In MacEwen, H. A., Fazio, G. G., Lystrup, M., Batalha, N., Siegler, N., and Tong, E. C., editors, *Space Telescopes and Instrumentation 2016 : Optical, Infrared, and Millimeter Wave*, volume 9904 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 99046D.
- Janin-Potiron, P., N'Diaye, M., Martinez, P., Vigan, A., Dohlen, K., and Carbillet, M. (2017). Fine cophasing of segmented aperture telescopes with ZELDA, a Zernike wavefront sensor in the diffraction-limited regime. *A&A*, 603 :A23.
- Jensen-Clem, R., Wallace, J. K., and Serabyn, E. (2012). Characterization of the phase-shifting zernike wavefront sensor for telescope applications. In *2012 IEEE Aerospace Conference*, pages 1–7.
- Johansen, A. and Lambrechts, M. (2017). Forming Planets via Pebble Accretion. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 45(1) :359–387.
- Jovanovic, N., Absil, O., Baudoz, P., Beaulieu, M., Bottom, M., Cady, E., Carlomagno, B., Carlotti, A., Doelman, D., Fogarty, K., Galicher, R., Guyon, O., Haffert, S., Huby, E., Jewell, J., Keller, C., Kenworthy, M. A., Knight, J., Kühn, J., Miller, K., Mazoyer, J., N'Diaye, M., Por, E., Pueyo, L., Riggs, A. J. E., Ruane, G., Sirbu, D., Snik, F., Wallace, J. K., Wilby, M., and Ygouf, M. (2018). Review of high-contrast imaging systems for current and future ground-based and space-based telescopes : Part II. Common path wavefront sensing/control and coherent differential imaging. In Close, L. M., Schreiber, L., and Schmidt, D., editors, *Adaptive Optics Systems VI*, volume 10703 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 107031U.
- Jovanovic, N., Martinache, F., Guyon, O., Clergeon, C., Singh, G., Kudo, T., Garrel, V., Newman, K., Doughty, D., Lozi, J., Males, J., Minowa, Y., Hayano, Y., Takato, N., Morino, J., Kuhn, J., Serabyn, E., Norris, B., Tuthill, P., Schworer, G., Stewart, P., Close, L., Huby, E., Perrin, G., Lacour, S., Gauchet, L., Vievard, S., Murakami, N., Oshiyama, F., Baba, N., Matsuo, T., Nishikawa, J., Tamura, M., Lai, O., Marchis, F., Duchene, G., Kotani, T., and Woillez, J. (2015). The Subaru Coronagraphic Extreme Adaptive Optics System : Enabling High-Contrast Imaging on Solar-System Scales. *PASP*, 127(955) :890.
- Kasdin, N. J. and Braems, I. (2006). Linear and Bayesian Planet Detection Algorithms for the Terrestrial Planet Finder. *ApJ*, 646(2) :1260–1274.
- Kasper, M., Gratton, R., Verinaud, C., Desidera, S., Bonavita, M., Mesa, D., and Carolo, E. (2011). EPICS : XAO coronagraphic imaging of exoplanets with the E-ELT. In *Second International Conference on Adaptive Optics for Extremely Large Telescopes*. Online at http://ao4elt2.lesia.obspm.fr, page 12.
- Kasper, M., Verinaud, C., and Mawet, D. (2013). Roadmap for PCS, the Planetary Camera and Spectrograph for the E-ELT. In Esposito, S. and Fini, L., editors, *Proceedings of the Third AO4ELT Conference*, page 8.
- Keller, C. U., Korkiakoski, V., Doelman, N., Fraanje, R., Andrei, R., and Verhaegen, M. (2012). Extremely fast focal-plane wavefront sensing for extreme adaptive optics. In Ellerbroek, B. L., Marchetti, E., and Véran, J.-P., editors, *Adaptive Optics Systems III*, volume 8447 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 844721.
- Knutson, H. A. (2007). Extrasolar planets : Water on distant worlds. *Nature*, 448(7150) :143–145.

- Koch, D. G., Borucki, W. J., Basri, G., Batalha, N. M., Brown, T. M., Caldwell, D., Christensen-Dalsgaard, J., Cochran, W. D., DeVore, E., Dunham, E. W., Gautier, Thomas N., I., Geary, J. C., Gilliland, R. L., Gould, A., Jenkins, J., Kondo, Y., Latham, D. W., Lissauer, J. J., Marcy, G., Monet, D., Sasselov, D., Boss, A., Brownlee, D., Caldwell, J., Dupree, A. K., Howell, S. B., Kjeldsen, H., Meibom, S., Morrison, D., Owen, T., Reitsema, H., Tarter, J., Bryson, S. T., Dotson, J. L., Gazis, P., Haas, M. R., Kolodziejczak, J., Rowe, J. F., Van Cleve, J. E., Allen, C., Chandrasekaran, H., Clarke, B. D., Li, J., Quintana, E. V., Tenenbaum, P., Twicken, J. D., and Wu, H. (2010). Kepler Mission Design, Realized Photometric Performance, and Early Science. *ApJ*, 713(2) :L79–L86.
- Kolmogorov, A. N. (1941). Dissipation of Energy in Locally Isotropic Turbulence. *Akademiia Nauk SSSR Doklady*, 32 :16.
- Korkiakoski, V., Keller, C. U., Doelman, N., Kenworthy, M., Otten, G., and Verhaegen, M. (2014). Fast & Furious focal-plane wavefront sensing. *Appl. Opt.*, 53(20) :4565.
- Labeyrie, A. (1975). Interference fringes obtained on Vega with two optical telescopes. *ApJ*, 196 :L71–L75.
- Lacour, S., Wang, J. J., Rodet, L., Nowak, M., Shangguan, J., Beust, H., Lagrange, A. M., Abuter, R., Amorim, A., Asensio-Torres, R., Benisty, M., Berger, J. P., Blunt, S., Boccaletti, A., Bohn, A., Bolzer, M. L., Bonnefoy, M., Bonnet, H., Bourdarot, G., Brandner, W., Cantaloube, F., Caselli, P., Charnay, B., Chauvin, G., Choquet, E., Christiaens, V., Clénet, Y., Coudé Du Foresto, V., Cridland, A., Dembet, R., Dexter, J., de Zeeuw, P. T., Drescher, A., Duvert, G., Eckart, A., Eisenhauer, F., Gao, F., Garcia, P., Garcia Lopez, R., Gendron, E., Genzel, R., Gillessen, S., Girard, J. H., Haubois, X., Heißel, G., Henning, T., Hinkley, S., Hippler, S., Horrobin, M., Houllé, M., Hubert, Z., Jocou, L., Kammerer, J., Keppler, M., Kervella, P., Kreidberg, L., Lapeyrère, V., Le Bouquin, J. B., Léna, P., Lutz, D., Maire, A. L., Mérand, A., Mollière, P., Monnier, J. D., Mouillet, D., Nasedkin, E., Ott, T., Otten, G. P. P. L., Paladini, C., Paumard, T., Perraut, K., Perrin, G., Pfuhl, O., Rickman, E., Pueyo, L., Rameau, J., Rousset, G., Rustamkulov, Z., Samland, M., Shimizu, T., Sing, D., Stadler, J., Stolker, T., Straub, O., Straubmeier, C., Sturm, E., Tacconi, L. J., van Dishoeck, E. F., Vigan, A., Vincent, F., von Fellenberg, S. D., Ward-Duong, K., Widmann, F., Wieprecht, E., Wierzorrek, E., Woillez, J., Yazici, S., Young, A., and Gravity Collaboration (2021). The mass of β Pictoris c from β Pictoris b orbital motion. *A&A*, 654 :L2.
- Lafrenière, D., Marois, C., Doyon, R., Nadeau, D., and Artigau, É. (2007). A New Algorithm for Point-Spread Function Subtraction in High-Contrast Imaging : A Demonstration with Angular Differential Imaging. *ApJ*, 660(1) :770–780.
- Laginja, I. (2021). *Contrast-based tolerancing of space telescopes for exoEarth imaging*. PhD thesis, Université Paris Sud (Paris XI), France.
- Laginja, I., Sauvage, J.-F., Mugnier, L. M., Pueyo, L., Perrin, M. D., Noss, J., Will, S. D., Brooks, K. J., Por, E. H., Petrone, P., and Soummer, R. (2022). Wavefront tolerances of space-based segmented telescopes at very high contrast : Experimental validation. *A&A*, 658 :A84.
- Laginja, I., Soummer, R., Mugnier, L. M., Pueyo, L., Sauvage, J.-F., Leboulleux, L., Coyle, L., and Knight, J. S. (2021). Analytical tolerancing of segmented telescope co-phasing for exo-Earth high-contrast imaging. *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 7 :015004.
- Lagrange, A. M., Meunier, N., Rubini, P., Keppler, M., Galland, F., Chapellier, E., Michel, E., Balona, L., Beust, H., Guillot, T., Grandjean, A., Borgniet, S., Mékarnia, D., Wilson, P. A.,

- Kiefer, F., Bonnefoy, M., Lillo-Box, J., Pantoja, B., Jones, M., Iglesias, D. P., Rodet, L., Diaz, M., Zapata, A., Abe, L., and Schmider, F.-X. (2019). Evidence for an additional planet in the β Pictoris system. *Nature Astronomy*, 3 :1135–1142.
- Lamb, M. P., Correia, C., Sauvage, J.-F., Véran, J.-P., Andersen, D. R., Vigan, A., Wizinowich, P. L., van Dam, M. A., Mugnier, L., and Bond, C. (2017). Quantifying telescope phase discontinuities external to adaptive optics systems by use of phase diversity and focal plane sharpening. *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 3 :039001.
- Leboulleux, L. (2018). *Optimal wavefront control for high-contrast imaging - Application to cophasing of segmented mirrors*. Theses, Aix-Marseille Université.
- Leboulleux, L., N'Diaye, M., Riggs, A. J. E., Egron, S., Mazoyer, J., Pueyo, L., Choquet, E., Perrin, M. D., Kasdin, J., Sauvage, J.-F., Fusco, T., and Soummer, R. (2016). High-contrast imager for Complex Aperture Telescopes (HiCAT). 4. Status and wavefront control development. In MacEwen, H. A., Fazio, G. G., Lystrup, M., Batalha, N., Siegler, N., and Tong, E. C., editors, *Space Telescopes and Instrumentation 2016 : Optical, Infrared, and Millimeter Wave*, volume 9904 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 99043C.
- Leboulleux, L., Sauvage, J.-F., Pueyo, L. A., Fusco, T., Soummer, R., Mazoyer, J., Sivaramakrishnan, A., N'Diaye, M., and Fauvarque, O. (2018). Pair-based Analytical model for Segmented Telescopes Imaging from Space for sensitivity analysis. *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 4 :035002.
- Lightsey, P. A., Atkinson, C., Clampin, M., and Feinberg, L. D. (2012). James Webb Space Telescope : large deployable cryogenic telescope in space. *Optical Engineering*, 51(1) :011003–011003–20.
- Llop-Sayson, J., Coker, C. T., Jovanovic, N., Mawet, D., Ruane, G., Riggs, A. J. E., and Echeverri, D. (2022). Laboratory demonstration of wavefront control through a single-mode fiber over a 20% bandwidth for the characterization of exoplanet atmospheres. *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 8 :029001.
- Llop-Sayson, J., Ruane, G., Mawet, D., Jovanovic, N., Calvin, B., Levraud, N., Roberson, M., Delorme, J.-R., Echeverri, D., Klimovich, N., and Xin, Y. (2019). Demonstration of an electric field conjugation algorithm for improved starlight rejection through a single mode optical fiber. *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 5 :019004.
- Lynden-Bell, D. and Pringle, J. E. (1974). The evolution of viscous discs and the origin of the nebular variables. *MNRAS*, 168 :603–637.
- Lyot, B. (1932). Étude de la couronne solaire en dehors des éclipses. Avec 16 figures dans le texte. *ZAp*, 5 :73.
- Macintosh, B., Graham, J., Palmer, D., Doyon, R., Gavel, D., Larkin, J., Oppenheimer, B., Saddlemyer, L., Wallace, J. K., Bauman, B., Evans, J., Erikson, D., Morzinski, K., Phillion, D., Poyneer, L., Sivaramakrishnan, A., Soummer, R., Thibault, S., and Veran, J.-P. (2006). The Gemini Planet Imager. In Ellerbroek, B. L. and Bonaccini Calia, D., editors, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 6272 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 62720L.
- Macintosh, B., Graham, J. R., Barman, T., De Rosa, R. J., Konopacky, Q., Marley, M. S., Marois, C., Nielsen, E. L., Pueyo, L., Rajan, A., Rameau, J., Saumon, D., Wang, J. J., Patience,

- J., Ammons, M., Arriaga, P., Artigau, E., Beckwith, S., Brewster, J., Bruzzone, S., Bulger, J., Burningham, B., Burrows, A. S., Chen, C., Chiang, E., Chilcote, J. K., Dawson, R. I., Dong, R., Doyon, R., Draper, Z. H., Duchêne, G., Esposito, T. M., Fabrycky, D., Fitzgerald, M. P., Follette, K. B., Fortney, J. J., Gerard, B., Goodsell, S., Greenbaum, A. Z., Hibon, P., Hinkley, S., Cotten, T. H., Hung, L.-W., Ingraham, P., Johnson-Groh, M., Kalas, P., Lafreniere, D., Larkin, J. E., Lee, J., Line, M., Long, D., Maire, J., Marchis, F., Matthews, B. C., Max, C. E., Metchev, S., Millar-Blanchaer, M. A., Mittal, T., Morley, C. V., Morzinski, K. M., Murray-Clay, R., Oppenheimer, R., Palmer, D. W., Patel, R., Perrin, M. D., Poyneer, L. A., Rafikov, R. R., Rantakyro, F. T., Rice, E. L., Rojo, P., Rudy, A. R., Ruffio, J.-B., Ruiz, M. T., Sadakuni, N., Saddlemyer, L., Salama, M., Savransky, D., Schneider, A. C., Sivaramakrishnan, A., Song, I., Soummer, R., Thomas, S., Vasisht, G., Wallace, J. K., Ward-Duong, K., Wiktorowicz, S. J., Wolff, S. G., and Zuckerman, B. (2015). Discovery and spectroscopy of the young jovian planet 51 eri b with the gemini planet imager. *Science*, 350(6256) :64–67.
- Macintosh, B., Graham, J. R., Ingraham, P., Konopacky, Q., Marois, C., Perrin, M., Poyneer, L., Bauman, B., Barman, T., Burrows, A. S., Cardwell, A., Chilcote, J., De Rosa, R. J., Dillon, D., Doyon, R., Dunn, J., Erikson, D., Fitzgerald, M. P., Gavel, D., Goodsell, S., Hartung, M., Hibon, P., Kalas, P., Larkin, J., Maire, J., Marchis, F., Marley, M. S., McBride, J., Millar-Blanchaer, M., Morzinski, K., Norton, A., Oppenheimer, B. R., Palmer, D., Patience, J., Pueyo, L., Rantakyro, F., Sadakuni, N., Saddlemyer, L., Savransky, D., Serio, A., Soummer, R., Sivaramakrishnan, A., Song, I., Thomas, S., Wallace, J. K., Wiktorowicz, S., and Wolff, S. (2014). First light of the Gemini Planet Imager. *Proceedings of the National Academy of Science*, 111(35) :12661–12666.
- Madhusudhan, N. (2019). Exoplanetary Atmospheres : Key Insights, Challenges, and Prospects. *ARA&A*, 57 :617–663.
- Madhusudhan, N., Burrows, A., and Currie, T. (2011). Model Atmospheres for Massive Gas Giants with Thick Clouds : Application to the HR 8799 Planets and Predictions for Future Detections. *ApJ*, 737(1) :34.
- 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. (2018). MagAO-X: project status and first laboratory results. In Close, L. M., Schreiber, L., and Schmidt, D., editors, *Adaptive Optics Systems VI*, volume 10703 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 1070309.
- Males, J. R. and Guyon, O. (2018). Ground-based adaptive optics coronagraphic performance under closed-loop predictive control. *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 4 :019001.
- Marois, C., Correia, C., Véran, J.-P., and Currie, T. (2014). TLOCI : A Fully Loaded Speckle Killing Machine. In Booth, M., Matthews, B. C., and Graham, J. R., editors, *Exploring the Formation and Evolution of Planetary Systems*, volume 299, pages 48–49.
- Marois, C., Zuckerman, B., Konopacky, Q. M., Macintosh, B., and Barman, T. (2010). Images of a fourth planet orbiting HR 8799. *Nature*, 468(7327) :1080–1083.
- Martinache, F., Guyon, O., Jovanovic, N., Clergeon, C., Singh, G., Kudo, T., Currie, T., Thalmann, C., McElwain, M., and Tamura, M. (2014). On-Sky Speckle Nulling Demonstration at Small Angular Separation with SCExAO. *PASP*, 126(940) :565.

- Martinache, F., Jovanovic, N., and Guyon, O. (2016). Closed-loop focal plane wavefront control with the SCEXAO instrument. *A&A*, 593 :A33.
- Martinez, P., Boccaletti, A., Kasper, M., Cavarroc, C., Yaitskova, N., Fusco, T., and Vérinaud, C. (2008). Comparison of coronagraphs for high-contrast imaging in the context of extremely large telescopes. *A&A*, 492(1) :289–300.
- Martinez, P., Kasper, M., Costille, A., Sauvage, J. F., Dohlen, K., Puget, P., and Beuzit, J. L. (2013). Speckle temporal stability in XAO coronagraphic images. II. Refine model for quasi-static speckle temporal evolution for VLT/SPHERE. *A&A*, 554 :A41.
- Martinez, P., Loose, C., Aller Carpentier, E., and Kasper, M. (2012). Speckle temporal stability in XAO coronagraphic images. *A&A*, 541 :A136.
- Matthews, C. T., Crepp, J. R., Vasisht, G., and Cady, E. (2017). Electric field conjugation for ground-based high-contrast imaging : robustness study and tests with the Project 1640 coronagraph. *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 3 :045001.
- Mawet, D., Riaud, P., Absil, O., and Surdej, J. (2005). Annular Groove Phase Mask Coronagraph. *ApJ*, 633(2) :1191–1200.
- Mawet, D., Serabyn, E., Liewer, K., Hanot, C., McEldowney, S., Shemo, D., and O’Brien, N. (2009). Optical Vectorial Vortex Coronagraphs using Liquid Crystal Polymers : theory, manufacturing and laboratory demonstration. *Optics Express*, 17(3) :1902–1918.
- Mayor, M. and Queloz, D. (1995). A Jupiter-mass companion to a solar-type star. *Nature*, 378(6555) :355–359.
- Mazoyer, J., Pueyo, L., N’Diaye, M., Fogarty, K., Zimmerman, N., Leboulleux, L., St. Laurent, K. E., Soummer, R., Shaklan, S., and Norman, C. (2018a). Active Correction of Aperture Discontinuities-Optimized Stroke Minimization. I. A New Adaptive Interaction Matrix Algorithm. *AJ*, 155(1) :7.
- Mazoyer, J., Pueyo, L., N’Diaye, M., Fogarty, K., Zimmerman, N., Soummer, R., Shaklan, S., and Norman, C. (2018b). Active Correction of Aperture Discontinuities-Optimized Stroke Minimization. II. Optimization for Future Missions. *AJ*, 155(1) :8.
- Milli, J., Banas, T., Mouillet, D., Mawet, D., Girard, J. H., Vigan, A., Boccaletti, A., Kasper, M., Wahhaj, Z., Lagrange, A. M., Beuzit, J. L., Fusco, T., Sauvage, J. F., and Galicher, R. (2016). Speckle lifetime in XAO coronagraphic images : temporal evolution of SPHERE coronagraphic images. In Marchetti, E., Close, L. M., and Véran, J.-P., editors, *Adaptive Optics Systems V*, volume 9909 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 99094Z.
- Milli, J., Kasper, M., Bourget, P., Pannetier, C., Mouillet, D., Sauvage, J. F., Reyes, C., Fusco, T., Cantalloube, F., Tristram, K., Wahhaj, Z., Beuzit, J. L., Girard, J. H., Mawet, D., Telle, A., Vigan, A., and N’Diaye, M. (2018). Low wind effect on VLT/SPHERE : impact, mitigation strategy, and results. In Close, L. M., Schreiber, L., and Schmidt, D., editors, *Adaptive Optics Systems VI*, volume 10703 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 107032A.
- Morbidelli, A. (2020). Planet formation by pebble accretion in ringed disks. *A&A*, 638 :A1.
- Morbidelli, A., Baillié, K., Batygin, K., Charnoz, S., Guillot, T., Rubie, D. C., and Kleine, T. (2022). Contemporary formation of early Solar System planetesimals at two distinct radial locations. *Nature Astronomy*, 6 :72–79.

- Morbidelli, A., Brasser, R., Tsiganis, K., Gomes, R., and Levison, H. F. (2009). Constructing the secular architecture of the solar system. I. The giant planets. *A&A*, 507(2) :1041–1052.
- Moriarty, C., Brooks, K., Soummer, R., Perrin, M., Comeau, T., Brady, G., Gontrum, R., and Petrone, P. (2018). High-contrast imager for complex aperture telescopes (HiCAT) : 6. software control infrastructure and calibration. In Lystrup, M., MacEwen, H. A., Fazio, G. G., Batalha, N., Siegler, N., and Tong, E. C., editors, *Space Telescopes and Instrumentation 2018 : Optical, Infrared, and Millimeter Wave*, volume 10698 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 1069853.
- Morrison, L. V. and Ward, C. G. (1975). An analysis of the transits of Mercury : 1677 - 1973. *MNRAS*, 173 :183–206.
- National Academies of Sciences, Engineering, and Medicine (2021). *Pathways to Discovery in Astronomy and Astrophysics for the 2020s*. The National Academies Press, Washington, DC.
- N'Diaye, M., Choquet, E., Pueyo, L., Elliot, E., Perrin, M. D., Wallace, J., Anderson, R. E., Carlotti, A., Groff, T. D., Hartig, G. F., Kasdin, J., Lajoie, C., Levecq, O., Long, C., Macintosh, B., Mawet, D., Norman, C. A., Shaklan, S., Sheckells, M., Sivaramakrishnan, A., and Soummer, R. (2014a). High-contrast imager for Complex Aperture Telescopes (HiCAT) : testbed design and coronagraph developments. In *American Astronomical Society Meeting Abstracts #223*, volume 223 of *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, page 149.13.
- N'Diaye, M., Choquet, E., Pueyo, L., Elliot, E., Perrin, M. D., Wallace, J. K., Groff, T., Carlotti, A., Mawet, D., Sheckells, M., Shaklan, S., Macintosh, B., Kasdin, N. J., and Soummer, R. (2013a). High-contrast imager for complex aperture telescopes (HiCAT) : 1. testbed design. In Shaklan, S., editor, *Techniques and Instrumentation for Detection of Exoplanets VI*, volume 8864 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 88641K.
- N'Diaye, M., Dohlen, K., Caillat, A., Costille, A., Fusco, T., Jolivet, A., Madec, F., Mugnier, L., Paul, B., Sauvage, J.-F., Soummer, R., Vigan, A., and Wallace, J. K. (2014b). Design optimization and lab demonstration of ZELDA : a Zernike sensor for near-coronagraph quasi-static measurements. In Marchetti, E., Close, L. M., and Vran, J.-P., editors, *Adaptive Optics Systems IV*, volume 9148 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 91485H.
- N'Diaye, M., Dohlen, K., Fusco, T., El Hadi, K., Soummer, R., Cuevas, S., Zerrad, M., and Ferrari, M. (2012). Lab results of the circular phase mask concepts for high-contrast imaging of exoplanets. In Navarro, R., Cunningham, C. R., and Prieto, E., editors, *Modern Technologies in Space- and Ground-based Telescopes and Instrumentation II*, volume 8450 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 84500N.
- N'Diaye, M., Dohlen, K., Fusco, T., and Paul, B. (2013b). Calibration of quasi-static aberrations in exoplanet direct-imaging instruments with a Zernike phase-mask sensor. *A&A*, 555 :A94.
- N'Diaye, M., Martinache, F., Jovanovic, N., Lozi, J., Guyon, O., Norris, B., Ceau, A., and Mary, D. (2018). Calibration of the island effect : Experimental validation of closed-loop focal plane wavefront control on Subaru/SCEXAO. *A&A*, 610 :A18.

- N'Diaye, M., Mazoyer, J., Choquet, É., Pueyo, L., Perrin, M. D., Egerton, S., Lebouilleux, L., Levecq, O., Carlotti, A., Long, C. A., Lajoie, R., and Soummer, R. (2015a). High-contrast imager for complex aperture telescopes (HiCAT) : 3. first lab results with wavefront control. In Shaklan, S., editor, *Techniques and Instrumentation for Detection of Exoplanets VII*, volume 9605 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 96050I.
- N'Diaye, M., Pueyo, L., and Soummer, R. (2015b). Apodized Pupil Lyot Coronagraphs for Arbitrary Apertures. IV. Reduced Inner Working Angle and Increased Robustness to Low-order Aberrations. *ApJ*, 799(2) :225.
- N'Diaye, M., Soummer, R., Pueyo, L., Carlotti, A., Stark, C. C., and Perrin, M. D. (2016a). Apodized Pupil Lyot Coronagraphs for Arbitrary Apertures. V. Hybrid Shaped Pupil Designs for Imaging Earth-like planets with Future Space Observatories. *ApJ*, 818(2) :163.
- N'Diaye, M., Vigan, A., Dohlen, K., Sauvage, J.-F., Caillat, A., Costille, A., Girard, J. H. V., Beuzit, J.-L., Fusco, T., Blanchard, P., Le Merrer, J., Le Mignant, D., Madec, F., Moreaux, G., Mouillet, D., Puget, P., and Zins, G. (2016b). Calibration of quasi-static aberrations in exoplanet direct-imaging instruments with a Zernike phase-mask sensor. II. Concept validation with ZELDA on VLT/SPHERE. *A&A*, 592 :A79.
- Nisenson, P. and Papaliolios, C. (2001). Detection of Earth-like Planets Using Apodized Telescopes. *ApJ*, 548(2) :L201–L205.
- Noecker, M. C., Zhao, F., Demers, R., Trauger, J., Guyon, O., and Jeremy Kasdin, N. (2016). Coronagraph instrument for WFIRST-AFTA. *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 2 :011001.
- Noll, R. J. (1976). Zernike polynomials and atmospheric turbulence. *Journal of the Optical Society of America (1917-1983)*, 66 :207–211.
- Öberg, K. I., Murray-Clay, R., and Bergin, E. A. (2011). The Effects of Snowlines on C/O in Planetary Atmospheres. *ApJ*, 743(1) :L16.
- 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., Reiniers, A., and Sauvage, J. F. (2021). Direct characterization of young giant exoplanets at high spectral resolution by coupling SPHERE and CRRES+. *A&A*, 646 :A150.
- Paul, B., Sauvage, J. F., and Mugnier, L. M. (2013). Coronagraphic phase diversity : performance study and laboratory demonstration. *A&A*, 552 :A48.
- Paul, B., Sauvage, J. F., Mugnier, L. M., Dohlen, K., Petit, C., Fusco, T., Mouillet, D., Beuzit, J. L., and Ferrari, M. (2014). Compensation of high-order quasi-static aberrations on SPHERE with the coronagraphic phase diversity (COFFEE). *A&A*, 572 :A32.
- Pepe, F., Cristiani, S., Rebolo, R., Santos, N. C., Dekker, H., Cabral, A., Di Marcantonio, P., Figueira, P., Lo Curto, G., Lovis, C., Mayor, M., Mégevand, D., Molaro, P., Riva, M., Zapatero Osorio, M. R., Amate, M., Manescau, A., Pasquini, L., Zerbi, F. M., Adibekyan, V., Abreu, M., Affolter, M., Alibert, Y., Aliverti, M., Allart, R., Allende Prieto, C., Álvarez, D., Alves, D., Avila, G., Baldini, V., Bandy, T., Barros, S. C. C., Benz, W., Bianco, A., Borsa, F., Bourrier, V., Bouchy, F., Broeg, C., Calderone, G., Cirami, R., Coelho, J., Conconi, P., Coretti, I., Cumani, C., Cupani, G., D'Odorico, V., Damasso, M., Deiries, S., Delabre, B., Demangeon,

- O. D. S., Dumusque, X., Ehrenreich, D., Faria, J. P., Fragoso, A., Genolet, L., Genoni, M., Génova Santos, R., González Hernández, J. I., Hughes, I., Iwert, O., Kerber, F., Knudstrup, J., Landoni, M., Lavie, B., Lillo-Box, J., Lizon, J. L., Maire, C., Martins, C. J. A. P., Mehner, A., Micela, G., Modigliani, A., Monteiro, M. A., Monteiro, M. J. P. F. G., Moschetti, M., Murphy, M. T., Nunes, N., Oggioni, L., Oliveira, A., Oshagh, M., Pallé, E., Pariani, G., Poretti, E., Rasilla, J. L., Rebordão, J., Redaelli, E. M., Santana Tschudi, S., Santin, P., Santos, P., Ségransan, D., Schmidt, T. M., Segovia, A., Sosnowska, D., Sozzetti, A., Sousa, S. G., Spanò, P., Suárez Mascareño, A., Taberner, H., Tenegi, F., Udry, S., and Zanutta, A. (2021). ESPRESSO at VLT. On-sky performance and first results. *A&A*, 645 :A96.
- Perrin, M. D., Sivaramakrishnan, A., Makidon, R. B., Oppenheimer, B. R., and Graham, J. R. (2003). The Structure of High Strehl Ratio Point-Spread Functions. *ApJ*, 596(1) :702–712.
- Perryman, M., Hartman, J., Bakos, G. Á., and Lindegren, L. (2014). Astrometric Exoplanet Detection with Gaia. *ApJ*, 797(1) :14.
- Phillips, M. W., Tremblin, P., Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, N. F., Spiegelman, F., Goyal, J. M., Drummond, B., and Hébrard, E. (2020). A new set of atmosphere and evolution models for cool T-Y brown dwarfs and giant exoplanets. *A&A*, 637 :A38.
- Piso, A.-M. A., Pegues, J., and Öberg, K. I. (2016). The Role of Ice Compositions for Snowlines and the C/N/O Ratios in Active Disks. *ApJ*, 833(2) :203.
- Platt, B. and Shack, R. (1971). Lenticular Hartmann screen. *Optical Sciences Center Newsletter*, 5 :15.
- Pollack, J. B., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., Lissauer, J. J., Podolak, M., and Greenzweig, Y. (1996). Formation of the Giant Planets by Concurrent Accretion of Solids and Gas. *Icarus*, 124(1) :62–85.
- Potier, A., Baudoz, P., Galicher, R., Singh, G., and Boccaletti, A. (2020). Comparing focal plane wavefront control techniques : Numerical simulations and laboratory experiments. *A&A*, 635 :A192.
- Potier, A., Ruane, G., Chen, P., Chopra, A., Dewell, L., Juanola Parramon, R., Nordt, A., Pueyo, L., Redding, D., Eldorado Riggs, A., and Sirbu, D. (2021). LUVOIR-ECLIPS closed-loop adaptive optics performance and contrast predictions. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 11823 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 118231L.
- Pueyo, L., Kay, J., Kasdin, N. J., Groff, T., McElwain, M., Give'on, A., and Belikov, R. (2009). Optimal dark hole generation via two deformable mirrors with stroke minimization. *Appl. Opt.*, 48(32) :6296.
- Ragazzoni, R. (1996). Pupil plane wavefront sensing with an oscillating prism. *Journal of Modern Optics*, 43(2) :289–293.
- Rando, N., Asquier, J., Corral Van Damme, C., Isaak, K., Ratti, E., Verhoeve, P., Safa, F., Southworth, R., Broeg, C., and Benz, W. (2018). CHEOPS : the ESA mission for exo-planets characterization. In Lystrup, M., MacEwen, H. A., Fazio, G. G., Batalha, N., Siegler, N., and Tong, E. C., editors, *Space Telescopes and Instrumentation 2018 : Optical, Infrared, and Millimeter Wave*, volume 10698 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 106980K.

- Rauer, H., Catala, C., Aerts, C., Appourchaux, T., Benz, W., Brandeker, A., Christensen-Dalsgaard, J., Deleuil, M., Gizon, L., Goupil, M. J., Güdel, M., Janot-Pacheco, E., Mas-Hesse, M., Pagano, I., Piotto, G., Pollacco, D., Santos, C., Smith, A., Suárez, J. C., Szabó, R., Udry, S., Adibekyan, V., Alibert, Y., Almenara, J. M., Amaro-Seoane, P., Eiff, M. A.-v., Asplund, M., Antonello, E., Barnes, S., Baudin, F., Belkacem, K., Bergemann, M., Bihain, G., Birch, A. C., Bonfils, X., Boisse, I., Bonomo, A. S., Borsa, F., Brandão, I. M., Brocato, E., Brun, S., Burleigh, M., Burston, R., Cabrera, J., Cassisi, S., Chaplin, W., Charpinet, S., Chiappini, C., Church, R. P., Csizmadia, S., Cunha, M., Damasso, M., Davies, M. B., Deeg, H. J., Díaz, R. F., Dreizler, S., Dreyer, C., Eggenberger, P., Ehrenreich, D., Eig Müller, P., Erikson, A., Farmer, R., Feltzing, S., de Oliveira Fialho, F., Figueira, P., Forveille, T., Fridlund, M., García, R. A., Giommi, P., Giuffrida, G., Godolt, M., Gomes da Silva, J., Granzer, T., Grenfell, J. L., Grottsch-Noels, A., Günther, E., Haswell, C. A., Hatzes, A. P., Hébrard, G., Hekker, S., Helled, R., Heng, K., Jenkins, J. M., Johansen, A., Khodachenko, M. L., Kislyakova, K. G., Kley, W., Kolb, U., Krivova, N., Kupka, F., Lammer, H., Lanza, A. F., Lebreton, Y., Magrin, D., Marcos-Arenal, P., Marrese, P. M., Marques, J. P., Martins, J., Mathis, S., Mathur, S., Messina, S., Miglio, A., Montalban, J., Montalto, M., Monteiro, M. J. P. F. G., Moradi, H., Moravveji, E., Mordasini, C., Morel, T., Mortier, A., Nascimbeni, V., Nelson, R. P., Nielsen, M. B., Noack, L., Norton, A. J., Ofir, A., Oshagh, M., Ouazzani, R. M., Pápics, P., Parro, V. C., Petit, P., Plez, B., Poretti, E., Quirrenbach, A., Ragazzoni, R., Raimondo, G., Rainer, M., Reese, D. R., Redmer, R., Reffert, S., Rojas-Ayala, B., Roxburgh, I. W., Salmon, S., Santerne, A., Schneider, J., Schou, J., Schuh, S., Schunker, H., Silva-Valio, A., Silvotti, R., Skillen, I., Snellen, I., Sohl, F., Sousa, S. G., Sozzetti, A., Stello, D., Strassmeier, K. G., Švanda, M., Szabó, G. M., Tkachenko, A., Valencia, D., Van Grootel, V., Vauclair, S. D., Ventura, P., Wagner, F. W., Walton, N. A., Weingrill, J., Werner, S. C., Wheatley, P. J., and Zwintz, K. (2014). The PLATO 2.0 mission. *Experimental Astronomy*, 38(1-2) :249–330.
- Redmond, S. F., Pueyo, L., Pogorelyuk, L., Por, E., Noss, J., Laginja, I., Brooks, K., Perrin, M., Soummer, R., and Kasdin, J. (2021). Dark zone maintenance results for segmented aperture wavefront error drift in a high contrast space coronagraph. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 11823 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 118231K.
- Ricker, G. R., Winn, J. N., Vanderspek, R., Latham, D. W., Bakos, G. Á., Bean, J. L., Bert-Thompson, Z. K., Brown, T. M., Buchhave, L., Butler, N. R., Butler, R. P., Chaplin, W. J., Charbonneau, D., Christensen-Dalsgaard, J., Clampin, M., Deming, D., Doty, J., De Lee, N., Dressing, C., Dunham, E. W., Endl, M., Fressin, F., Ge, J., Henning, T., Holman, M. J., Howard, A. W., Ida, S., Jenkins, J., Jernigan, G., Johnson, J. A., Kaltenegger, L., Kawai, N., Kjeldsen, H., Laughlin, G., Levine, A. M., Lin, D., Lissauer, J. J., MacQueen, P., Marcy, G., McCullough, P. R., Morton, T. D., Narita, N., Paegert, M., Palte, E., Pepe, F., Pepper, J., Quirrenbach, A., Rinehart, S. A., Sasselov, D., Sato, B., Seager, S., Sozzetti, A., Stassun, K. G., Sullivan, P., Szentgyorgyi, A., Torres, G., Udry, S., and Villaseñor, J. (2014). Transiting Exoplanet Survey Satellite (TESS). In Oschmann, Jacobus M., J., Clampin, M., Fazio, G. G., and MacEwen, H. A., editors, *Space Telescopes and Instrumentation 2014 : Optical, Infrared, and Millimeter Wave*, volume 9143 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 914320.
- Roddiér, F. and Roddiér, C. (1997). Stellar Coronagraph with Phase Mask. *PASP*, 109 :815–820.
- Ronzitti, E., Guillon, M., de Sars, V., and Emiliani, V. (2012). Lcos nematic slm characterization and modeling for diffraction efficiency optimization, zero and ghost orders suppression. *Opt. Express*, 20(16) :17843–17855.

- Rouan, D., Baglin, A., Copet, E., Schneider, J., Barge, P., Deleuil, M., Vuillemin, A., and Léger, A. (1998). The Exosolar Planets Program of the COROT satellite. *Earth Moon and Planets*, 81(1) :79–82.
- Ruane, G., Riggs, A., Mazoyer, J., Por, E. H., N'Diaye, M., Huby, E., Baudoz, P., Galicher, R., Douglas, E., Knight, J., Carlomagno, B., Fogarty, K., Pueyo, L., Zimmerman, N., Absil, O., Beaulieu, M., Cady, E., Carlotti, A., Doelman, D., Guyon, O., Haffert, S., Jewell, J., Jovanovic, N., Keller, C., Kenworthy, M. A., Kuhn, J., Miller, K., Sirbu, D., Snik, F., Wallace, J. K., Wilby, M., and Ygouf, M. (2018). Review of high-contrast imaging systems for current and future ground- and space-based telescopes I : coronagraph design methods and optical performance metrics. In Lystrup, M., MacEwen, H. A., Fazio, G. G., Batalha, N., Siegler, N., and Tong, E. C., editors, *Space Telescopes and Instrumentation 2018 : Optical, Infra-red, and Millimeter Wave*, volume 10698 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 106982S.
- Ruane, G., Wallace, J. K., Steeves, J., Mejia Prada, C., Seo, B.-J., Bendek, E., Coker, C., Chen, P., Crill, B., Jewell, J., Kern, B., Marx, D., Poon, P. K., Redding, D., Eldorado Riggs, A. J., Siegler, N., and Zimmer, R. (2020). Wavefront sensing and control in space-based coronagraph instruments using Zernike's phase-contrast method. *arXiv e-prints*, page arXiv :2010.10541.
- Safronov, V. S. (1972). *Evolution of the protoplanetary cloud and formation of the earth and planets*.
- Sauvage, J.-F., Fusco, T., Guesalaga, A., Wizinowitch, P., O'Neal, J., N'Diaye, M., Vigan, A., Girard, J., Lesur, G., Mouillet, D., Buezit, J.-L., Kasper, M., Le Louarn, M., Milli, J., Dohlen, K., Neichel, B., Bourget, P., Heigenauer, P., and Mawet, D. (2015). Low Wind Effect, the main limitation of the SPHERE instrument. page E9.
- Savransky, D., Acharya, A., Macintosh, B., and Gehrels, N. (2015). Science Yield Modeling for the WFIRST-AFTA Coronagraph. In *American Astronomical Society Meeting Abstracts #225*, volume 225 of *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, page 423.06.
- Savransky, D., Macintosh, B. A., Thomas, S. J., Poyneer, L. A., Palmer, D. W., De Rosa, R. J., and Hartung, M. (2012). Focal plane wavefront sensing and control for ground-based imaging. In Ellerbroek, B. L., Marchetti, E., and Véran, J.-P., editors, *Adaptive Optics Systems III*, volume 8447 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 84476S.
- Schmidt, E. I. G. (1907). Zur theorie der linearen und nichtlinearen integralgleichungen. *Mathematische Annalen*, 63 :433–476.
- Schwartz, N., Sauvage, J.-F., Correia, C., Neichel, B., Fusco, T., Quiros-Pacheco, F., Dohlen, K., El Hadi, K., Agapito, G., Thatte, N., and Clarke, F. (2018a). Analysis and mitigation of pupil discontinuities on adaptive optics performance. In Close, L. M., Schreiber, L., and Schmidt, D., editors, *Adaptive Optics Systems VI*, volume 10703 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 1070322.
- Schwartz, N., Sauvage, J.-F., Correia, C., Petit, C., Quiros-Pacheco, F., Fusco, T., Dohlen, K., El Hadi, K., Thatte, N., Clarke, F., Paufique, J., and Vernet, J. (2018b). Sensing and control of segmented mirrors with a pyramid wavefront sensor in the presence of spiders. *arXiv e-prints*, page arXiv :1809.08839.
- Seager, S. and Deming, D. (2010). Exoplanet Atmospheres. *ARA&A*, 48 :631–672.

- Seidel, L. (1856). Zur Dioptrik. Über die Entwicklung der Glieder 3ter Ordnung welche den Weg eines ausserhalb der Ebene der Axe gelegene Lichtstrahles durch ein System brechender Medien bestimmen, vo Herrn Dr. L. Seidel. *Astronomische Nachrichten*, 43(19) :289.
- Seo, B.-J., Cady, E., Gordon, B., Kern, B., Lam, R., Marx, D., Moody, D., Muller, R., Patterson, K., Poberezhskiy, I., Mejia Prada, C., Sidick, E., Shi, F., Trauger, J., and Wilson, D. (2017). Hybrid Lyot coronagraph for WFIRST : high-contrast broadband testbed demonstration. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 10400 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 104000F.
- Seo, B.-J., Patterson, K., Balasubramanian, K., Crill, B., Chui, T., Echeverri, D., Kern, B., Marx, D., Moody, D., Mejia Prada, C., Ruane, G., Shi, F., Shaw, J., Siegler, N., Tang, H., Trauger, J., Wilson, D., and Zimmer, R. (2019). Testbed demonstration of high-contrast coronagraph imaging in search for Earth-like exoplanets. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 11117 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 111171V.
- Shi, F., Balasubramanian, K., Hein, R., Lam, R., Moore, D., Moore, J., Patterson, K., Poberezhskiy, I., Shields, J., Sidick, E., Tang, H., Truong, T., Wallace, J. K., Wang, X., and Wilson, D. (2016). Low-order wavefront sensing and control for WFIRST-AFTA coronagraph. *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 2 :011021.
- Shi, F., Seo, B.-J., Cady, E., Kern, B., Lam, R., Marx, D., Patterson, K., Mejia Prada, C., Shaw, J., Shelton, C., Shields, J., Tang, H., and Truong, T. (2018). WFIRST low order wavefront sensing and control dynamic testbed performance under the flight like photon flux. In Lystrup, M., MacEwen, H. A., Fazio, G. G., Batalha, N., Siegler, N., and Tong, E. C., editors, *Space Telescopes and Instrumentation 2018 : Optical, Infrared, and Millimeter Wave*, volume 10698 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 106982O.
- Singh, G., Lozi, J., Guyon, O., Baudoz, P., Jovanovic, N., Martinache, F., Kudo, T., Serabyn, E., and Kuhn, J. (2015). On-Sky Demonstration of Low-Order Wavefront Sensing and Control with Focal Plane Phase Mask Coronagraphs. *PASP*, 127(955) :857.
- Singh, G., Lozi, J., Jovanovic, N., Guyon, O., Baudoz, P., Martinache, F., and Kudo, T. (2017). A Demonstration of a Versatile Low-order Wavefront Sensor Tested on Multiple Coronagraphs. *PASP*, 129(979) :095002.
- Sivaramakrishnan, A., Lloyd, J. P., Hodge, P. E., and Macintosh, B. A. (2002). Speckle Decorrelation and Dynamic Range in Speckle Noise-limited Imaging. *ApJ*, 581(1) :L59–L62.
- Skaf, N., Guyon, O., Gendron, É., Ahn, K., Bertrou-Cantou, A., Boccaletti, A., Cranney, J., Currie, T., Deo, V., Edwards, B., Ferreira, F., Gratadour, D., Lozi, J., Norris, B., Sevin, A., Vidal, F., and Vievard, S. (2022). On-sky validation of image-based adaptive optics wavefront sensor referencing. *A&A*, 659 :A170.
- Smalley, B. (2005). T_{eff} and $\log g$ determinations. *Memorie della Societa Astronomica Italiana Supplementi*, 8 :130.
- Smith, B. A. and Terrile, R. J. (1984). A Circumstellar Disk around β Pictoris. *Science*, 226(4681) :1421–1424.

- Snellen, I. (2014). High-dispersion spectroscopy of extrasolar planets : from CO in hot Jupiters to O₂ in exo-Earths. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, 372(2014) :20130075–20130075.
- Snellen, I. A. G., Brandl, B. R., de Kok, R. J., Brogi, M., Birkby, J., and Schwarz, H. (2014). Fast spin of the young extrasolar planet β Pictoris b. *Nature*, 509(7498) :63–65.
- Snellen, I. A. G. and Brown, A. G. A. (2018). The mass of the young planet Beta Pictoris b through the astrometric motion of its host star. *Nature Astronomy*, 2 :883–886.
- Snellen, I. A. G., de Kok, R. J., de Mooij, E. J. W., and Albrecht, S. (2010). The orbital motion, absolute mass and high-altitude winds of exoplanet HD209458b. *Nature*, 465(7301) :1049–1051.
- Snik, F., Absil, O., Baudoz, P., Beaulieu, M., Bendek, E., Cady, E., Carlomagno, B., Carlotti, A., Cvetojevic, N., Doelman, D., Fogarty, K., Galicher, R., Guyon, O., Haffert, S., Huby, E., Jewell, J., Jovanovic, N., Keller, C., Kenworthy, M. A., Knight, J., Kuhn, J., Mazoyer, J., Miller, K., N'Diaye, M., Norris, B., Por, E., Pueyo, L., Riggs, A. J. E., Ruane, G., Sirbu, D., Wallace, J. K., Wilby, M., and Ygouf, M. (2018). Review of high-contrast imaging systems for current and future ground-based and space-based telescopes III : technology opportunities and pathways. In Navarro, R. and Geyl, R., editors, *Advances in Optical and Mechanical Technologies for Telescopes and Instrumentation III*, volume 10706 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 107062L.
- Soummer, R. (2005). Apodized Pupil Lyot Coronagraphs for Arbitrary Telescope Apertures. *ApJ*, 618(2) :L161–L164.
- Soummer, R., Brady, G. R., Brooks, K., Comeau, T., Choquet, É., Dillon, T., Egron, S., Gontrum, R., Hagopian, J., Laginja, I., Leboulleux, L., Perrin, M. D., Petrone, P., Pueyo, L., Mazoyer, J., N'Diaye, M., Riggs, A. J. E., Shiri, R., Sivaramakrishnan, A., St. Laurent, K., Valenzuela, A.-M., and Zimmerman, N. T. (2018). High-contrast imager for complex aperture telescopes (HiCAT) : 5. first results with segmented-aperture coronagraph and wavefront control. In Lystrup, M., MacEwen, H. A., Fazio, G. G., Batalha, N., Siegler, N., and Tong, E. C., editors, *Space Telescopes and Instrumentation 2018 : Optical, Infrared, and Millimeter Wave*, volume 10698 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 106981O.
- Soummer, R., Brady, G. R., Brooks, K., Comeau, T., Choquet, E., Egron, S., Gontrum, R., Hagopian, J., Laginja, I., Leboulleux, L., Perrin, M., Petrone, P., Pueyo, L., Mazoyer, J., N'Diaye, M., Riggs, A. J. E., Sivaramakrishnan, A., St. Laurent, K., Valenzuela, A.-M., Zimmerman, N. T., Juanola-Parramon, R., Scott, N., Will, S., Fusco, T., Sauvage, J.-F., McChesney, E., Pourshalchi, S., Reider, L., Doran, A., Rajpurohit, S., Grenville, M., Tiberghien Alvarez, T., and Lamaison, N. (2019). Coronagraphy for segmented aperture space telescopes : results on the HiCAT testbed. In *American Astronomical Society Meeting Abstracts #233*, volume 233 of *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, page 157.39.
- Soummer, R., Dohlen, K., and Aime, C. (2003). Achromatic dual-zone phase mask stellar coronagraph. *A&A*, 403 :369–381.
- Soummer, R., Ferrari, A., Aime, C., and Jolissaint, L. (2007). Speckle Noise and Dynamic Range in Coronagraphic Images. *ApJ*, 669(1) :642–656.
- Soummer, R., Pueyo, L., Ferrari, A., Aime, C., Sivaramakrishnan, A., and Yaitskova, N. (2009). Apodized Pupil Lyot Coronagraphs for Arbitrary Apertures. II. Theoretical Properties and Application to Extremely Large Telescopes. *ApJ*, 695(1) :695–706.

- Soummer, R., Pueyo, L., and Larkin, J. (2012). Detection and Characterization of Exoplanets and Disks Using Projections on Karhunen-Loève Eigenimages. *ApJ*, 755(2) :L28.
- Soummer, R., Sivaramakrishnan, A., Pueyo, L., Macintosh, B., and Oppenheimer, B. R. (2011). Apodized Pupil Lyot Coronagraphs for Arbitrary Apertures. III. Quasi-achromatic Solutions. *ApJ*, 729(2) :144.
- Spergel, D., Gehrels, N., Baltay, C., Bennett, D., Breckinridge, J., Donahue, M., Dressler, A., Gaudi, B. S., Greene, T., Guyon, O., Hirata, C., Kalirai, J., Kasdin, N. J., Macintosh, B., Moos, W., Perlmutter, S., Postman, M., Rauscher, B., Rhodes, J., Wang, Y., Weinberg, D., Benford, D., Hudson, M., Jeong, W. S., Mellier, Y., Traub, W., Yamada, T., Capak, P., Colbert, J., Masters, D., Penny, M., Savransky, D., Stern, D., Zimmerman, N., Barry, R., Bartusek, L., Carpenter, K., Cheng, E., Content, D., Dekens, F., Demers, R., Grady, K., Jackson, C., Kuan, G., Kruk, J., Melton, M., Nemati, B., Parvin, B., Poberezhskiy, I., Peddie, C., Ruffa, J., Wallace, J. K., Whipple, A., Wollack, E., and Zhao, F. (2015). Wide-Field Infrared Survey Telescope-Astrophysics Focused Telescope Assets WFIRST-AFTA 2015 Report. *arXiv e-prints*, page arXiv :1503.03757.
- Stark, C. C., Belikov, R., Bolcar, M. R., Cady, E., Crill, B. P., Ertel, S., Groff, T., Hildebrandt, S., Krist, J., Lisman, P. D., Mazoyer, J., Mennesson, B., Nemati, B., Pueyo, L., Rauscher, B. J., Riggs, A. J., Ruane, G., Shaklan, S. B., Sirbu, D., Soummer, R., Laurent, K. S., and Zimmerman, N. (2019). ExoEarth yield landscape for future direct imaging space telescopes. *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 5 :024009.
- Stark, C. C., Roberge, A., Mandell, A., and Robinson, T. D. (2014). Maximizing the ExoEarth Candidate Yield from a Future Direct Imaging Mission. *ApJ*, 795(2) :122.
- Steeves, J., Wallace, J. K., Kettenbeil, C., and Jewell, J. (2020). Picometer wavefront sensing using the phase-contrast technique. *Optica*, 7(10) :1267.
- Stewart, J. B., Diouf, A., Zhou, Y., and Bifano, T. G. (2007). Open-loop control of a MEMS deformable mirror for large-amplitude wavefront control. *Journal of the Optical Society of America A*, 24(12) :3827.
- Surdej, I., Yaitskova, N., and Gonte, F. (2010). On-sky performance of the Zernike phase contrast sensor for the phasing of segmented telescopes. *Appl. Opt.*, 49(21) :4052.
- Thatte, N. (2010). HARMONI : A Single Field, Visible and Near-infrared Integral Field Spectrograph for the E-ELT. *The Messenger*, 140 :26–27.
- The LUVOIR Team (2019). The LUVOIR Mission Concept Study Final Report. *arXiv e-prints*, page arXiv :1912.06219.
- Trauger, J., Moody, D., Gordon, B., Krist, J., and Mawet, D. (2011). A hybrid Lyot coronagraph for the direct imaging and spectroscopy of exoplanet systems : recent results and prospects. In Shaklan, S., editor, *Techniques and Instrumentation for Detection of Exoplanets V*, volume 8151 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 81510G.
- Trauger, J. T. and Traub, W. A. (2007). A laboratory demonstration of the capability to image an Earth-like extrasolar planet. *Nature*, 446(7137) :771–773.
- van Kooten, M. A. M., Ragland, S., Jensen-Clem, R., Xin, Y., Delorme, J.-R., and Kent Wallace, J. (2022). On-sky Reconstruction of Keck Primary Mirror Piston Offsets Using a Zernike Wavefront Sensor. *ApJ*, 932(2) :109.

- Vigan, A., Dohlen, K., and Mazzanti, S. (2011). On-sky multiwavelength phasing of segmented telescopes with the Zernike phase contrast sensor. *Appl. Opt.*, 50(17) :2708.
- Vigan, A., Dohlen, K., N'Diaye, M., Cantalloube, F., Girard, J. H., Milli, J., Sauvage, J. F., Wahhaj, Z., Zins, G., Beuzit, J. L., Caillat, A., Costille, A., Le Merrer, J., Mouillet, D., and Tourenq, S. (2022). Calibration of quasi-static aberrations in exoplanet direct-imaging instruments with a Zernike phase-mask sensor. IV. Temporal stability of non-common path aberrations in VLT/SPHERE. *A&A*, 660 :A140.
- Vigan, A. and N'Diaye, M. (2018). pyZELDA : Python code for Zernike wavefront sensors.
- Vigan, A., N'Diaye, M., Dohlen, K., Sauvage, J. F., Milli, J., Zins, G., Petit, C., Wahhaj, Z., Cantalloube, F., Caillat, A., Costille, A., Le Merrer, J., Carlotti, A., Beuzit, J. L., and Mouillet, D. (2019). Calibration of quasi-static aberrations in exoplanet direct-imaging instruments with a Zernike phase-mask sensor. III. On-sky validation in VLT/SPHERE. *A&A*, 629 :A11.
- Vigan, A., Postnikova, M., Caillat, A., Sauvage, J. F., Dohlen, K., El Hadi, K., Fusco, T., Lamb, M., and N'Diaye, M. (2016). Characterisation of a turbulent module for the MITHIC high-contrast imaging testbed. In Marchetti, E., Close, L. M., and Véran, J.-P., editors, *Adaptive Optics Systems V*, volume 9909 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 99093F.
- Vorobyov, E. I. (2013). Formation of giant planets and brown dwarfs on wide orbits. *A&A*, 552 :A129.
- Wallace, J. K., Rao, S., Jensen-Clem, R. M., and Serabyn, G. (2011). Phase-shifting Zernike interferometer wavefront sensor. In *Proc. SPIE*, volume 8126 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 81260F.
- Wang, J. J., Ruffio, J.-B., Morris, E., Delorme, J.-R., Jovanovic, N., Pezzato, J., Echeverri, D., Finnerty, L., Hood, C., Zanazzi, J. J., Bryan, M. L., Bond, C. Z., Cetre, S., Martin, E. C., Mawet, D., Skemer, A., Baker, A., Xuan, J. W., Wallace, J. K., Wang, J., Bartos, R., Blake, G. A., Boden, A., Buzard, C., Calvin, B., Chun, M., Doppmann, G., Dupuy, T. J., Duchêne, G., Feng, Y. K., Fitzgerald, M. P., Fortney, J., Freedman, R. S., Knutson, H., Konopacky, Q., Lilley, S., Liu, M. C., Lopez, R., Lupu, R., Marley, M. S., Meshkat, T., Miles, B., Millar-Blanchaer, M., Ragland, S., Roy, A., Ruane, G., Sappéy, B., Schofield, T., Weiss, L., Wetherell, E., Wizinowich, P., and Ygouf, M. (2021). Detection and Bulk Properties of the HR 8799 Planets with High-resolution Spectroscopy. *AJ*, 162(4) :148.
- Wilby, M. J., Keller, C. U., Sauvage, J. F., Dohlen, K., Fusco, T., Mouillet, D., and Beuzit, J. L. (2018). Laboratory verification of Fast & Furious phase diversity : Towards controlling the low wind effect in the SPHERE instrument. *A&A*, 615 :A34.
- Will, S. D., Groff, T. D., and Fienup, J. R. (2021). Jacobian-free coronagraphic wavefront control using nonlinear optimization. *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 7 :019002.
- Wilson, R. G. (1975). Wavefront-error evaluation by mathematical analysis of experimental Foucault-test data. *Appl. Opt.*, 14(9) :2286–2297.
- Wolszczan, A. and Frail, D. A. (1992). A planetary system around the millisecond pulsar PSR1257 + 12. *Nature*, 355(6356) :145–147.
- Yaitskova, N., Dohlen, K., and Dierickx, P. (2003). Analytical study of diffraction effects in extremely large segmented telescopes. *Journal of the Optical Society of America A*, 20(8) :1563–1575.

- Zernike, F. (1934). Diffraction theory of the knife-edge test and its improved form : the phase-contrast method. *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc*, 94 :377 – 384.
- Zhao, F. (2014). WFIRST-AFTA coronagraph instrument overview. In Oschmann, Jacobus M., J., Clampin, M., Fazio, G. G., and MacEwen, H. A., editors, *Space Telescopes and Instrumentation 2014 : Optical, Infrared, and Millimeter Wave*, volume 9143 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 91430O.

Annexe A

Développements supplémentaires autour du ZWFS

A.1 Généralisation de la reconstruction analytique

Je présente ici une inversion exacte de la relation intensité - phase du ZWFS. J'ai été amené à effectuer ces calculs alors que je travaillais à adapter les techniques de reconstruction analytiques (N'Diaye et al., 2013b) dans le cas d'un signal filtré par le FPM d'un CLC. Utiliser ainsi la conjugaison de phase avec un ZWFS a été pour moi l'occasion également de me pencher sur le reconstituteur utilisé. En effet, le paquet Python PyZELDA (Vigan and N'Diaye, 2018) met en application le reconstituteur analytique faisant l'approximation du second ordre de la phase φ de l'équation 2.6. Cependant, cela suppose la présence de faibles aberrations d'amplitude, ainsi qu'une pupille binaire pour simplement normaliser l'intensité sur le détecteur avec le ZWFS par l'intensité sans le ZWFS. Si certains auteurs faisaient référence des solutions analytiques exactes au recouvrement de phase près, leur expression est soit compliquée (Ruane et al., 2020), soit avec des simplifications en fixant le déphasage du masque (Steeves et al., 2020), soit pour un senseur différent (Doelman et al., 2019). Cependant, il existe une inversion exacte de l'équation 2.6 :

$$I_c = P^2 + 2b^2(1 - \cos \theta) + 2Pb [\sin \varphi \sin \theta - \cos \varphi(1 - \cos \theta)]. \quad (\text{A.1})$$

En reformulant, dans le cas où P et b sont non nuls :

$$\frac{I_c - P^2 - 2b^2(1 - \cos \theta)}{2Pb} = \sin \varphi \sin \theta - \cos \varphi(1 - \cos \theta) \quad (\text{A.2})$$

$$= \sin \varphi \sin \theta - \cos \varphi + \cos \varphi \cos \theta \quad (\text{A.3})$$

$$= \cos(\varphi - \theta) - \cos \varphi \quad (\text{A.4})$$

$$= 2 \sin\left(\frac{\varphi - \varphi + \theta}{2}\right) \sin\left(\frac{\varphi - \theta + \varphi}{2}\right) \quad (\text{A.5})$$

$$= 2 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \sin\left(\varphi - \frac{\theta}{2}\right). \quad (\text{A.6})$$

Par conséquent et où $\theta \neq 2\pi$ (aucun déphasage) on obtient

$$\frac{I_c - P^2 - 2b^2(1 - \cos \theta)}{4Pb \sin \frac{\theta}{2}} = \sin\left(\varphi - \frac{\theta}{2}\right). \quad (\text{A.7})$$

Finalement, en utilisant la fonction arcsinus :

$$\varphi = \arcsin \left[\frac{I_c - P^2 - 2b^2(1 - \cos \theta)}{4Pb \sin \frac{\theta}{2}} \right] + \frac{\theta}{2} \quad (\text{A.8})$$

Nous traçons en figure A.1 la phase reconstruite par plusieurs reconstituteurs, linéaire, quadratique et exacte en fonction de l'erreur de phase en entrée. On voit alors que l'équation A.8 permet de reconstruire la phase absolue du front d'onde au repliement de spectre près, tandis que les reconstituteurs linéaire et quadratique ne sont que des approximations sinusoïdales.

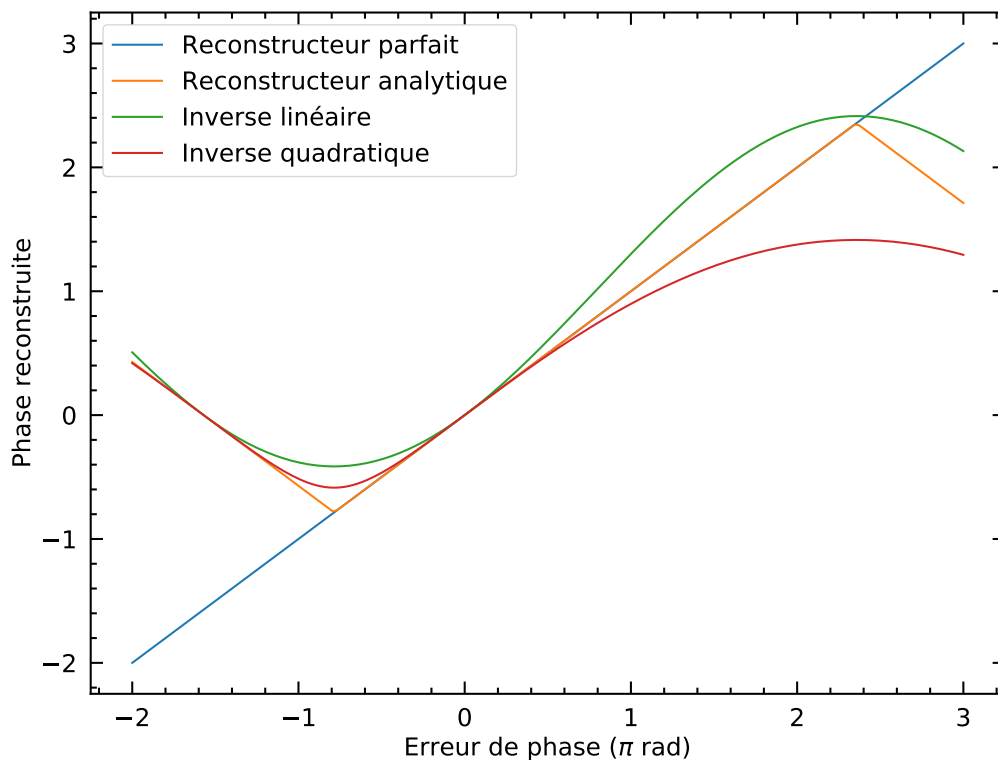


FIGURE A.1 – Comparaison des différents reconstituteurs de phase par un ZWFS.

A.2 Mesure simultanée de phase et d'amplitude avec un ZWFS

L'utilisation du reconstituteur analytique pour le ZWFS repose sur deux mesures : l'intensité en plan pupille, habituellement estimée sur la caméra du ZWFS en déplaçant le masque de phase, et la mesure à proprement parler qui est l'intensité lorsque le masque est dans le faisceau. Dans le code PyZELDA, basé sur les calculs de N'Diaye et al. (2013b), une simple normalisation du flux de la mesure était effectuée par l'intensité en plan pupille, ce qui est une excellente approximation dans le cas où la définition de la pupille est binaire en laissant passer ou en bloquant la lumière en chaque point. Cependant, ne pas supposer que la pupille est binaire ne modifie pas les calculs de N'Diaye et al. (2013b), et

P_A dans l'équation 2.6 peut inclure des variations telles qu'une apodisation en niveaux de gris.

En parallèle, Doelman et al. (2019) a présenté un ZWFS vectoriel basé sur des cristaux liquides et agissant comme un ZWFS introduisant un déphasage de $+\pi/2$ rad pour une polarisation circulaire de la lumière, et $-\pi/2$ rad pour l'autre polarisation. Il montre alors qu'en utilisant ces deux mesures, il est possible de reconstruire la phase plus exactement sur une gamme dynamique plus étendue que le ZWFS classique, tel que mis en œuvre dans PyZELDA.

En confrontant mes développements analytiques de la section A.1 aux résultats de Doelman et al. (2019), je me suis rendu compte qu'avec la mesure sans masque et avec masque, nous pouvions obtenir exactement le même type de résultats. En effet, la mesure sans masque de phase correspond à une mesure avec un déphasage de 0 rad et la mesure avec le masque à un déphasage de $\pi/2$ rad. De plus, dans le cas où les erreurs de phase sont faibles et où il n'y a pas d'apodiseur de phase en plan pupille, l'amplitude du champ électrique en plan pupille peut être calculé en prenant la racine carrée de l'intensité en plan pupille. Il est ainsi possible de mesurer la phase et l'amplitude du faisceau en utilisant ces deux mesures.

Les bancs sur lesquels j'ai travaillé permettent de mesurer ces deux informations uniquement séquentiellement, en actionnant les moteurs de la monture du masque de phase pour centrer ou retirer le masque du faisceau. Cependant, il serait intéressant de mettre en œuvre un ASO pouvant mesurer les deux informations à la fois, en utilisant par exemple une lame séparatrice, avec dans un faisceau un ZWFS et aucun senseur dans l'autre. De manière similaire au ZWFS vectoriel, il serait ainsi possible de mesurer la phase et l'amplitude du faisceau, mais sans dépendre de la polarisation du faisceau et en utilisant des composants plus simples. L'analyseur vectoriel garde cependant l'avantage d'introduire un déphasage achromatique sur une large bande et une dynamique symétrique autour du déphasage nul.

Annexe B

Conference proceedings

B.1 SPIE - 1

Estimating low-order aberrations through a Lyot coronagraph with a Zernike wavefront sensor for exoplanet imaging

Raphaël Pourcelot^a, Mamadou N'Diaye^a, Greg Brady^b, Marcel Carbillet^a, Kjetil Dohlen^c, Julia Fowler^b, Iva Laginja^{b,c,f}, Matthew Maclay^b, James Noss^b, Marshall Perrin^b, Pete Petrone^{b,d}, Emiel Por^e, Jean-François Sauvage^{c,f}, Rémi Soummer^b, Arthur Vigan^c, and Scott Will^{b,g,h}

^aUniversité Côte d'Azur, Observatoire de la Côte d'Azur, CNRS, Laboratoire Lagrange, France

^bSpace Telescope Science Institute, 3700 San Martin Drive, Baltimore, MD 21218, USA

^cAix Marseille Univ., CNRS, CNES, LAM, Marseille, France

^dSigma Space Corporation, 4600 Forbes Blvd, Lanham, MD 20706, USA

^eLeiden Observatory, Leiden University, P.O. Box 9513, 2300 RA Leiden, The Netherlands

^fDOTA, ONERA, Université Paris Saclay, F-92322 Châtillon, France

^gInstitute of Optics, University of Rochester, Rochester, NY 14620, USA

^hNASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD 20771, USA

ABSTRACT

Imaging exo-Earths is an exciting but challenging task because of the 10^{-10} contrast ratio between these planets and their host star at separations narrower than 100 mas. Large segmented aperture space telescopes enable the sensitivity needed to observe a large number of planets. Combined with coronagraphs with wavefront control, they present a promising avenue to generate a high-contrast region in the image of an observed star.

Another key aspect is the required stability in telescope pointing, focusing, and co-phasing of the segments of the telescope primary mirror for long-exposure observations of rocky planets for several hours to a few days. These wavefront errors should be stable down to a few tens of picometers RMS, requiring a permanent active correction of these errors during the observing sequence. To calibrate these pointing errors and other critical low-order aberrations, we propose a wavefront sensing path based on Zernike phase-contrast methods to analyze the starlight that is filtered out by the coronagraph at the telescope focus. In this work we present the analytical retrieval of the incoming low order aberrations in the starlight beam that is filtered out by an Apodized Pupil Lyot Coronagraph, one of the leading coronagraph types for starlight suppression. We implement this approach numerically for the active control of these aberrations and present an application with our first experimental results on the High-contrast imager for Complex Aperture Telescopes (HiCAT) testbed, the STScI testbed for Earth-twin observations with future large space observatories, such as LUVOIR and HabEx, two NASA flagship mission concepts.

Keywords: Zernike wavefront sensor, coronagraphy, high-contrast imaging, Low-order wavefront sensor.

1. INTRODUCTION

The 2020 Astrophysics Decadal survey is considering four large mission concepts, with two of them aiming to image Earth-like planets: the Large Ultraviolet Optical Infrared Surveyor (LUVOIR)¹ and the Habitable Exoplanet Imaging Mission (HabEx).² Relying on large segmented aperture telescopes, these missions will have the sensitivity and resolution to allow detection and spectral characterization of these planets with a contrast of 10^{-10} at angular separations smaller than 100 mas from their host stars.

Coronagraphy is one of the most promising solutions to suppress the light of an observed star. Several designs have been proposed over the past few years to reach these contrast levels with manufacturable solutions. We can cite the recent progress on the designs of the vortex phase mask coronagraph,³ the Phase-Induced Amplitude Apodized Complex Mask Coronagraph,⁴ or the Apodized Pupil Lyot Coronagraph (APLC).^{5,6}

These coronagraphic solutions are sensitive to wavefront stability, a key aspect in exoplanet imaging, in particular for segmented aperture telescopes. There are several on-going studies dedicated to stability, e.g. the

Ultra-Stable Telescope Research and Analysis (ULTRA) program.⁷ In their initial report, the authors envision a subnanometric stability requirement for a LUVOIR-like 15m space telescope to observe exo-Earths around nearby stars. To correct for wavefront drifts during observations, these coronagraphs will be combined with active optics systems, which includes the use of deformable mirrors (DM). Wavefront sensing is also required to measure these small aberrations. The Zernike Wavefront Sensor (ZWFS) is a promising candidate for this application, thanks to its high sensitivity.⁸ Recent laboratory results have demonstrated its capability for sensing aberrations at the picometric level.⁹

This sensor has also already been tested in preparation for the Nancy Grace Roman Space Telescope (NGRST, formerly known as WFIRST¹⁰) with its coronagraphic instrument. The principle is to place the Zernike phase mask in the light filtered by the focal plane mask (FPM) of the coronagraph to measure low-order aberrations. In this configuration, an interaction matrix is used to calibrate the sensor response.

In this contribution, our goal is to retrieve the wavefront errors analytically with a ZWFS and without interaction matrix by using a modified version of the sensor formalism.^{9,11,12} To validate this approach, we use the High-Contrast imager for Complex Aperture Telescopes (HiCAT) testbed. Located at the Space Telescope Science Institute (STScI) in Baltimore, this bench aims to advance high-contrast technologies for Earth-like observations with future large segmented aperture telescopes.^{13–18}

In this paper, we describe the new formalism and algorithms for the wavefront calibration in the presence of a Classical Lyot Coronagraph (CLC). We detail the numerical simulations to validate our approach, using the HiCAT testbed emulator that includes an optical simulation model. Finally we will present preliminary experimental results on the testbed.

2. FORMALISM

2.1 Testbed setup presentation

Here we analyze the case of a CLC with reflective optics. The implementation of the ZWFS on HiCAT is presented in Fig. 1. In this configuration, the focal plane mask (FPM) is a reflective mirror with a pinhole centered on the source image. The FPM diameter is $8.556\lambda/D_{pup}$ at a wavelength λ of 640 nm, D_{pup} denoting the diameter of the entrance pupil. Picking up this beam is then straightforward, by placing off-axis parabolas (OAP) to re-image the focal plane in which the Zernike phase mask is placed. This mask consists of a circular dimple machined into the front face of a fused silica substrate by the aid of photolithographic reactive ion etching. It has an angular diameter of $1.02\lambda/D_{pup}$. The Zernike sensor will produce interference between a reference wave created by the mask and the phase errors present in the system, converting them into intensity variations on the camera in pupil plane E. The bench uses two DMs, one in pupil plane (DM1) and the other out-of-pupil plane (DM2) upstream of the FPM. Fig. 2 displays a scheme of this setup in which the mirrors have been replaced by lenses for the sake of clarity.

The beam going through the FPM pinhole is filtered with a cutoff spatial frequency of 4.278 cycles/pupil (c/p) on DM1. This will have an effect on both the amplitude and phase of the electric field that will be measured by the Zernike mask. The amplitude of the clear pupil in the entrance pupil plane A will be modified, leading to a filtered amplitude in pupil plane C. The amplitude becomes heterogeneous with variations inside and outside the geometric pupil.

To describe the filtered wave, we use the formalism showed in N'Diaye et al.¹¹ We denote ψ_A the complex amplitude in pupil plane A. It can be expressed with the pupil amplitude P and phase φ as

$$\psi_A = P e^{i\varphi}. \quad (1)$$

The transmission of the FPM is a top-hat function M_c , whose value is 1 within the mask and 0 outside. The incoming wave on the FPM ψ_B is obtained with the Fourier transform of ψ_A , noted $\widehat{\psi}_A$

$$\psi_B = M_c \widehat{\psi}_A. \quad (2)$$

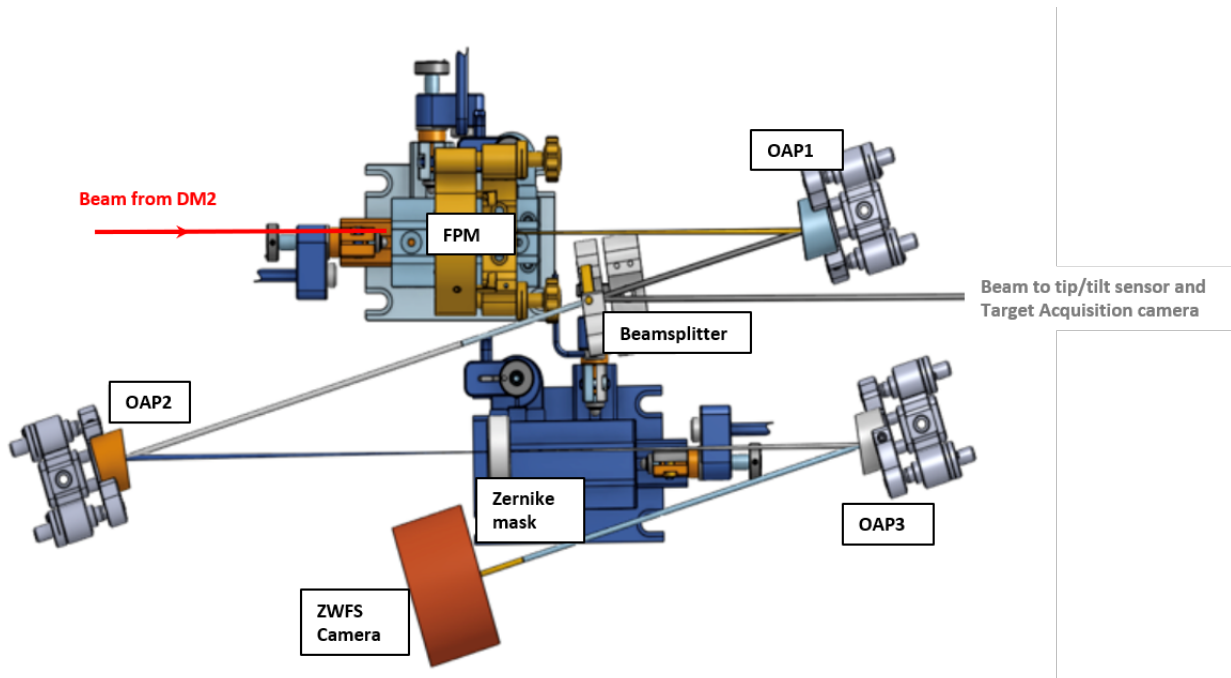


Figure 1: 3D model of the implementation of the ZWFS on HiCAT. The FPM and the Zernike mask are located in two focal planes. There are also two pupil planes, one between the beamsplitter and OAP2, and one at the ZWFS camera.

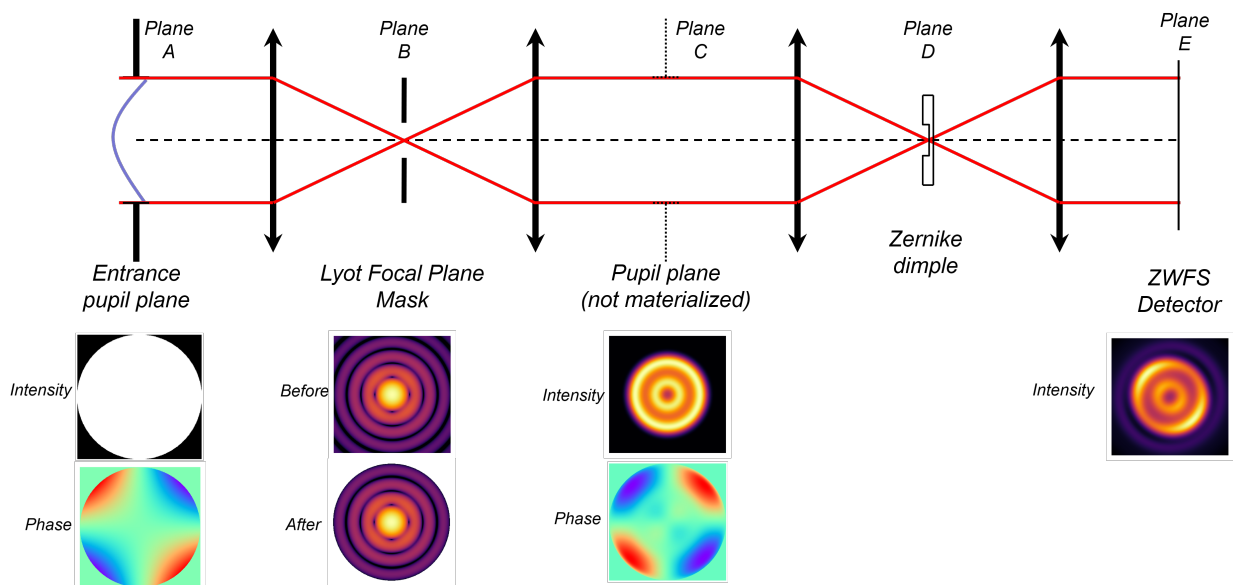


Figure 2: Simplified optical layout of the ZWFS on HiCAT. The pupil plane A is conjugated with DM1. The FPM is located in plane B. There is an intermediate relay pupil in plane C. The Zernike mask is in the focal plane D and the detector is located in the re-imaged pupil plane E. Below the scheme, the images represent the intensity or the phase of the electric field in the different planes.

In the following pupil plane C, the complex amplitude ψ_C can be written as

$$\psi_C = \widehat{\psi}_B \quad (3)$$

$$= \widehat{M}_c \otimes \psi_A, \quad (4)$$

in which \otimes denotes the convolution product.

Without any filtering operation in plane C, the electric fields in planes B and D before Zernike mask application are the same. We define t the transmission of the Zernike mask which can be written as

$$t = 1 - (1 - e^{i\theta}) M, \quad (5)$$

with M the top-hat function defining the phase mask dimple and θ the phase shift introduced by the mask.

The wave ψ_D after the Zernike mask writes as

$$\psi_D = t\psi_B. \quad (6)$$

Finally, the amplitude ψ_E in the detector pupil plane can be written as

$$\psi_E = \widehat{\psi}_D \quad (7)$$

$$= \psi_C - (1 - e^{i\theta})(\widehat{M} \cdot \widehat{M}_C) \otimes \psi_A. \quad (8)$$

The Zernike mask dimple diameter is $1.02 \lambda / D_{pup}$. As this mask is smaller than the FPM pinhole, we have $M \times M_C = M$. Using the definition of the reference wave $b = \widehat{M} \otimes \psi_A$ in the literature,¹¹ the reference wave is unchanged by the filtering of the FPM.

We thus obtain

$$\psi_E = \psi_C - (1 - e^{i\theta})b. \quad (9)$$

The ZWFS here works in the same way as the traditional Zernike sensor. The only difference lies in the fact that the sensor here is measuring the FPM-filtered version ψ_C instead of the original field ψ_A . The formalism given in the literature^{11,19} is therefore still valid to reconstruct the electric field $\psi_C = \widehat{M}_c \otimes \psi_A$.

2.2 Analytical phase reconstruction

To perform analytical phase measurements with the ZWFS, we use the open-source code pyZELDA¹⁹ that implements the formalism from N'Diaye et al.¹¹ This library has been used in particular on a ground-based telescope, on the exoplanet imager VLT/SPHERE.^{5,20} The phase and intensity are related through a general equation. The code implements an approximation of this equation based on the second-order Taylor expansion for φ in the regime of small aberrations. This yields a second order polynomial equation between the intensity on the detector I_E and the phase $\varphi_C = M_c \otimes \varphi$ in pupil plane C, as follows:

$$I_E = P_C^2 + 2b^2(1 - \cos \theta) + 2P_C b [\varphi_C \sin \theta - (1 - \varphi_C^2/2)(1 - \cos \theta)], \quad (10)$$

where P_C denotes the modulus of ψ_C which can be rewritten as $P_0(1 - \epsilon)$, with P_0 the perfect pupil amplitude and ϵ the small zero-mean amplitude errors.

Originally, pyZELDA uses the assumption that the pupil is homogeneous with binary values to simplify this equation. This is equivalent to consider $P_C = 0$ or $P_C = 1$ in Eq. 10. Such an assumption is valid for many pupil designs with features such as monolithic apertures, secondary mirror obscuration, spiders, segmented primary mirrors or shaped pupil apodizers. However, the filtered pupil amplitude ψ_C does not fall within the assumption of $\epsilon \ll 1$ which means the $P_C = 0$ or $P_C = 1$ assumption cannot be used here.

Considering large pupil amplitude variations, such as the filtered wave amplitude ψ_C here or a given grey-value apodization, we use eq. 10 by keeping P_C . We derive the full solution, where the discriminant Δ is given by

$$\Delta = \sin^2 \theta - \frac{2 \cdot (b - P_C) \cdot (1 - \cos^2 \theta)}{P_C} - \frac{P_C^2 - I_E \cdot (1 - \cos \theta)}{P_C \cdot b}. \quad (11)$$

The solution then writes as

$$\varphi_C = \frac{-\sin \theta + \sqrt{\Delta}}{1 - \cos \theta}. \quad (12)$$

To estimate φ_C , we need to know P_C and b . Both can be estimated from the clear pupil intensity $I_C = P_C^2$ that is acquired with a measurement without the Zernike mask. Experimentally, this is performed by moving the mask a few millimeters away from the optical axis. For the configuration without FPM, we can retrieve P_C and b with $P_C = \sqrt{I_C}$ as P_C is positive and $b = \widehat{M} \otimes P_C$. For the configuration with FPM, using the wavefront reconstruction of Eq. 10 will lead to discontinuities in φ_C with π shifts. To understand these discontinuities, we simulate ψ_C in the absence of aberrations and note that this term is equal to $\pm P_C$. To account for this effect in the CLC case, we introduce these sign changes in the expression of $b = \widehat{M} \otimes P_C$.

3. ZERNIKE WFS PERFORMANCE

3.1 ZWFS measurement procedure

HiCAT comes with a realistic simulator controlled in the same way as the hardware:¹⁸ a script running on the simulator will run on the bench. We use this powerful tool to test our wavefront reconstruction algorithm and predict the ZWFS performance. The operations consist in introducing phase aberrations on one of the DMs and analyze open-loop measurements and closed-loop corrections.

Since there are residual aberrations on the bench, we use differential phase measurements: we first perform a reference phase measurement with flattened DMs. We then introduce the aberration on DM1 or DM2 on top of the flat map, perform a phase measurement with the ZWFS and subtract the reference phase. Absolute measurement could be performed, but a precise calibration of the non-common path aberrations existing between the ZWFS path and the science path on HiCAT is required. This will be part of a future work.

3.2 Open-loop simulations

We assess the ZWFS performance in open loop by comparing the introduced aberrations and the corresponding measurements. The first test consists in introducing known aberrations such as Zernike modes. Because of the spatial filtering induced by the FPM, the Zernike modes appear filtered in pupil plane C. Fig. 3 shows a comparison between the introduced aberration (left) and the theoretical filtered aberration (middle), illustrating the impact of the FPM filtering on the Zernike mode.

Fig 3 right image displays the reconstructed aberration in simulation, showing a good agreement with the theoretical filtered mode. The algorithm manages to retrieve the introduced aberration for a typical value of a few nm RMS. The sensor shows a similar response to the standard ZWFS implementation without FPM filtering. Fig. 4 shows the sensor response. The behavior is linear in the small phase regime and then underestimates the introduced aberration. This is inherent to the linearity range of the ZWFS.^{5,11}

Describing the filtered aberrations is a challenging task as filtered Zernike modes are not a basis of the filtered phases, which means that filtering introduces mode coupling. For example, astigmatism generates higher-order astigmatism, coma generates tip, tilt and 5th-order coma. To avoid this effect, we use an alternative basis, the Fourier modes: it is still a basis of the space of the phases, even after the Fourier filtering due to the FPM. To assess the response of the "filter + sensor" system, we introduce sinusoidal shapes with various spatial frequencies on DM1 with an amplitude of 10 nm. We then fit the corresponding Fourier mode in the wavefront reconstructed by the ZWFS. Fig. 5 shows the response of this test that scans spatial frequencies in both X and Y directions, from 0.5 c/p to 7 c/p. It shows a clear cutoff at the spatial frequency corresponding to the FPM radius. The

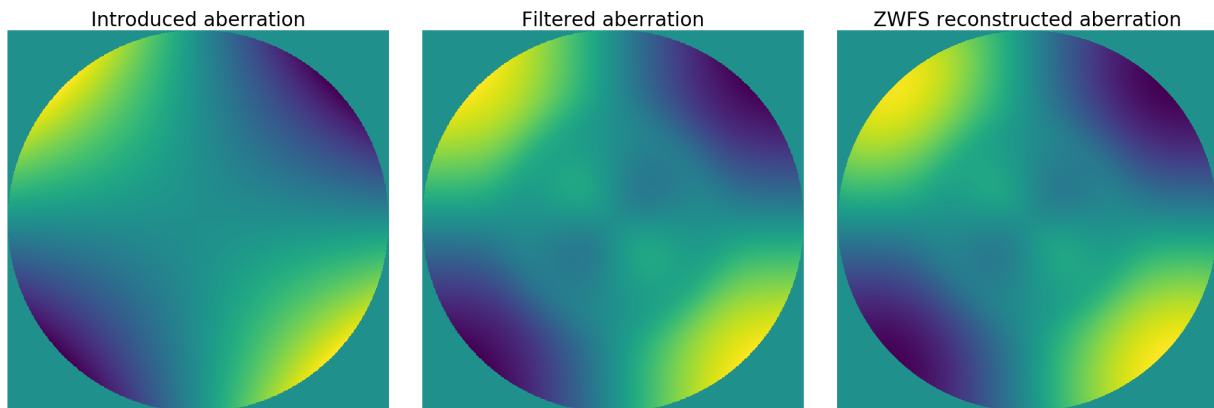


Figure 3: Comparison of the introduced astigmatism on DM1 (left), the theoretical filtered mode in plane C (middle) and the reconstructed aberration in simulation (right).

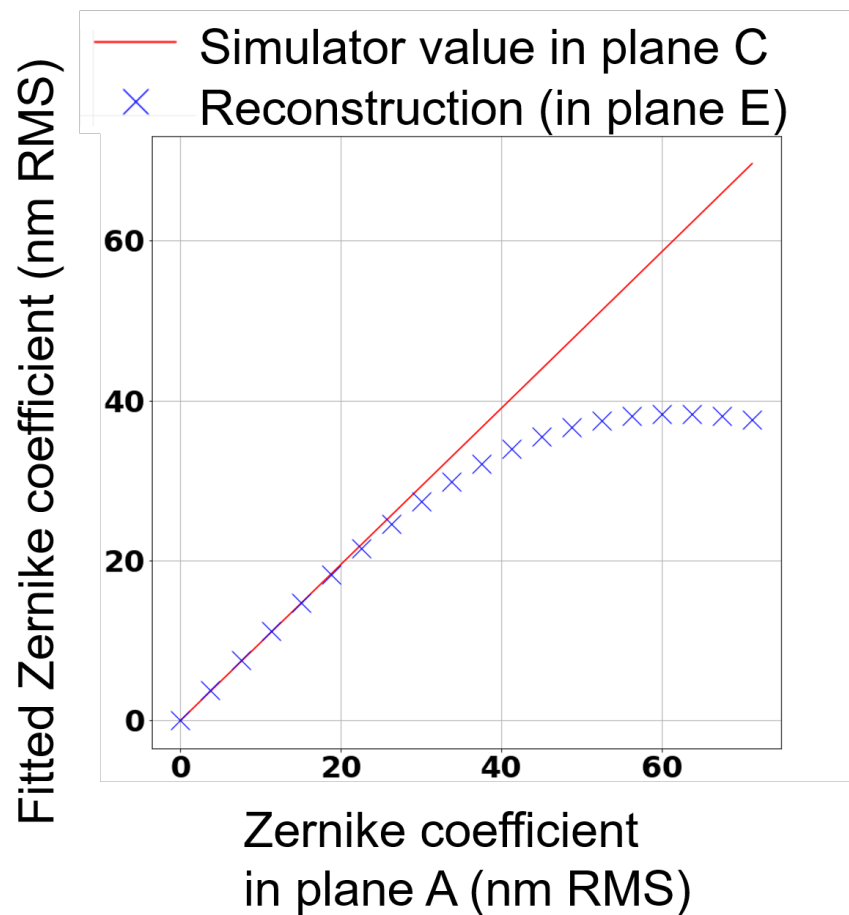


Figure 4: Fitting of the Z4 astigmatism in the theoretical wavefront and in the reconstructed wavefront by the ZWFS as a function of the introduced Zernike coefficient, in simulation.

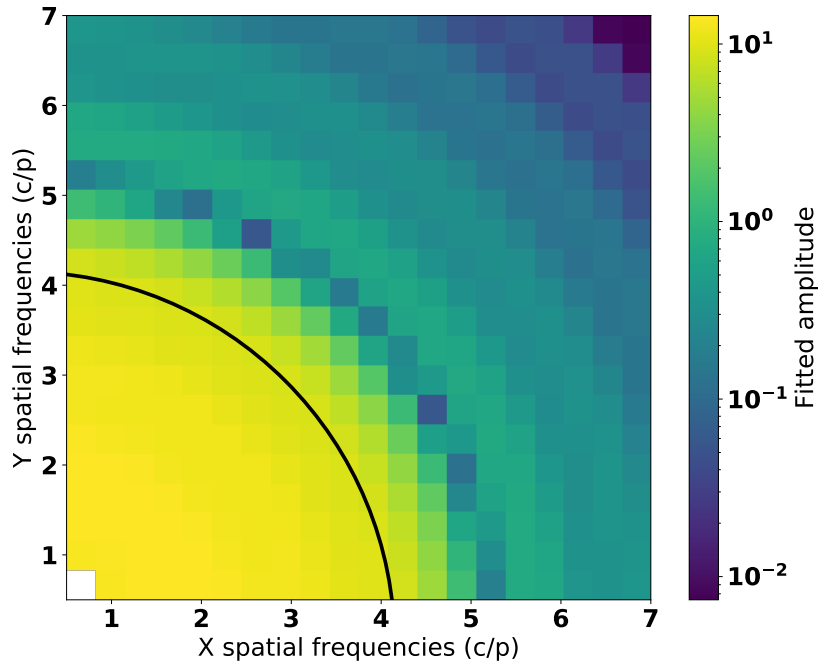


Figure 5: 2D response of the "FPM + ZWFS" system. Each pixel intensity corresponds to the fitted amplitude of the introduced sinus wave in X and Y directions. The black curve corresponds to the theoretical cut-off of the FPM, at 4.278 c/p.

residual noise can be attributed to the fact that the Fourier modes are not a well-defined basis on a circular pupil. Therefore, the induced spots in focal plane have the same diffraction pattern as the PSF of an on-axis point source, here an Airy pattern. This means that when the focal plane is cropped by the FPM, the Airy pattern of the spots might be partially cropped too, inducing some side effect and mode coupling.

3.3 Close-loop simulations

Following the reconstruction performance of the setup in open loop simulations, a key aspect of this sensor is to control the low-order aberrations during a high-contrast observing run. Such a run could start with the generation of a dark hole (DH) in the coronagraphic image of an observed star, an area in which starlight has been removed with wavefront control algorithms using two DMs.^{21–23} HiCAT uses stroke minimization as DH algorithm to determine the optimal DM shapes.²⁴ In our closed loop simulation, the goal is to estimate the quality of the correction for an aberration appearing during the observations. We use the following closed-loop procedure to mimic this scenario: we introduce an aberration on top of DM1 DH shape, here 40 nm RMS of astigmatism; we perform a phase measurement with ZWFS; finally, we apply the opposite of the measured phase map on DM1 with a gain of 0.5 and reproduce measurement and correction for several iterations.

The result of this simulation is shown in Fig. 6. After 6 iterations, the initial DH contrast is almost recovered as shown in the bottom row of frames and the plot. In the final iterations, the residual shape of the DM (top row) is the higher-order component left from the introduced aberration. The low-order aberration seen by the ZWFS tends to 0 (see middle row), showing that all the aberrations after FPM filtering are completely corrected. The contrast recovery needs slightly more iterations at shorter than longer separations from the inner working angle of the DH.

3.4 Preliminary experimental results on HiCAT

The recent installation and alignment of a ZWFS on HiCAT enabled tests to validate the performed simulations on hardware. We perform the same measurements as in Sec. 3.2 by introducing Zernike modes. We first flatten

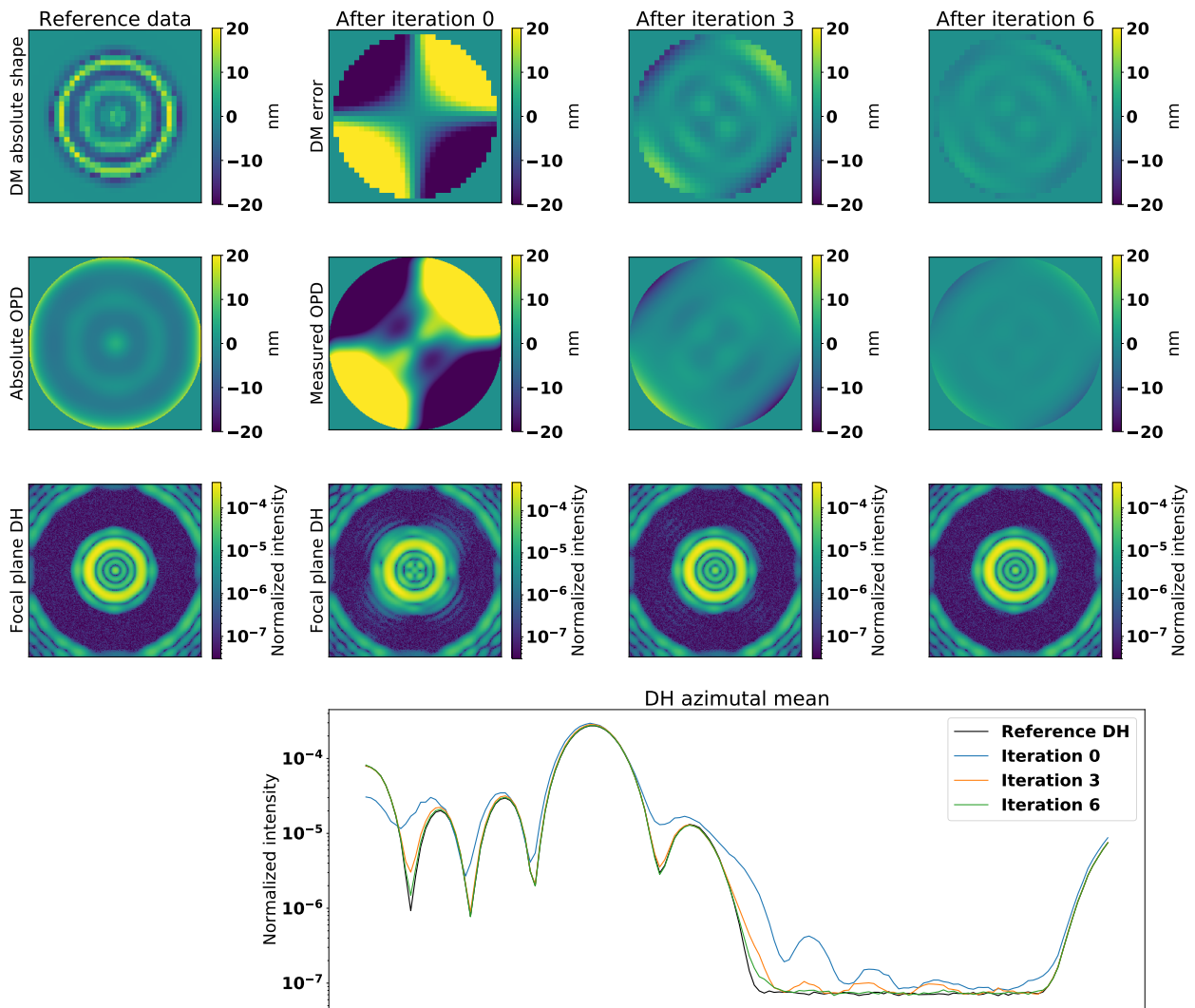


Figure 6: Simulation of dark-hole maintenance with a ZWFS on the low spatial frequencies. First column presents the absolute status of the bench before introducing an aberration on DM1. The following columns represent iterations 0, 3 and 6 from left to right. Iteration 0 corresponds to the introduced aberration without any correction. **First row:** difference of the current DM1 surface and the DH pre-computed shape. **Second row:** phase measured by the ZWFS after removal of the phase due to the DH DM shapes. **Third row:** Corresponding coronagraphic image of the source with DH on the HiCAT science path. **Fourth row:** Azimuthally averaged intensity profiles of the coronagraphic images that are displayed in the third row for different iterations.

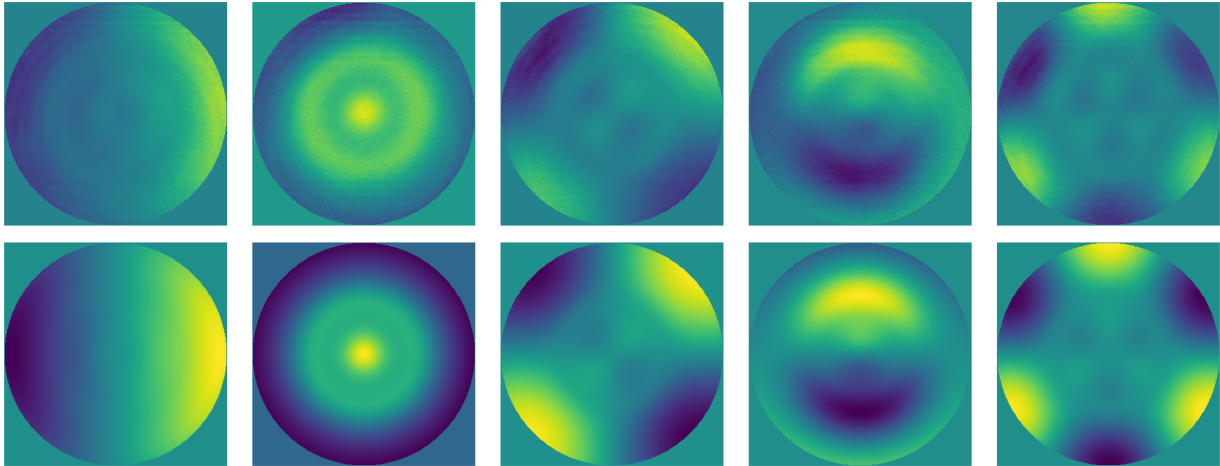


Figure 7: Qualitative comparison of the reconstructed modes in simulation (top row) and experiment (bottom row). Each column presents an introduced Zernike mode on DM2. From left to right: tip, defocus, astigmatism, coma, trefoil.

the DM with a pre-existing calibrated flat map, measure the residual aberrations, and introduce Zernike modes on DM2. As this mirror is located in an out-of-pupil plane, phase on this device will convert into amplitude errors due to Fresnel propagation effects. On HiCAT, the Talbot length for the low-order aberrations considered is much larger than the distance between the two DMs. As a result, there will not be any noticeable amplitude and phase coupling on the ZWFS when introducing phase patterns on DM2. We perform the test with the first ten Zernike modes. Fig. 7 displays the results for the simulator and the in-lab experiment, qualitatively showing good agreement between them. These promising results pave the way for more advanced tests with quantitative analysis.

4. CONCLUSION

In this work, we addressed phase reconstruction with a ZWFS in a beam filtered by the FPM of a Lyot coronagraph. The analytical formalism of this sensor for phase reconstruction was adapted to any kind of pupil amplitude aberration, including non-uniform amplitudes due to FPM filtering. Using a modified version of the pyZELDA code as well as the HiCAT simulator and bench, we showed successful examples of phase reconstruction. With the HiCAT simulator, we introduced aberrations on DM1, such as Zernike or Fourier modes and compared them with the measurements, showing good agreement between theory and simulations. In addition, we showed the closed-loop correction with ZWFS for an aberration introduced after generation of a DH, in simulation.

Finally, we presented laboratory measurements on HiCAT with Zernike modes on DM2. Our preliminary results showed a good agreement between simulation and experiment, proving encouraging for the validation of our implementation. This work paves the way for further tests such as closed loop control on HiCAT, stability measurement, and fine tip/tilt compensation. The current framework used a circular pupil and a CLC in monochromatic light. This can be extended to other configurations including a segmented pupil, an APLC, and work in broadband light. Such aspects will be addressed in the forthcoming months to advance the control of low-order aberrations for exoplanet imaging with large segmented aperture telescopes.

ACKNOWLEDGMENTS

R.P. acknowledges PhD scholarship funding from Région Provence-Alpes-Côte d’Azur and Thales Alenia Space. This work was also supported in part by the National Aeronautics and Space Administration under Grant 80NSSC19K0120 issued through the Strategic Astrophysics Technology/Technology Demonstration for Exoplanet Missions Program (SAT-TDEM; PI: R. Soummer)

REFERENCES

- [1] The LUVOIR Team, “The LUVOIR Mission Concept Study Final Report,” *arXiv e-prints*, arXiv:1912.06219 (Dec. 2019).
- [2] Gaudi, B. S., Seager, S., Mennesson, B., Kiessling, A., Warfield, K., Cahoy, K., Clarke, J. T., Domagal-Goldman, S., Feinberg, L., Guyon, O., Kasdin, J., Mawet, D., Plavchan, P., Robinson, T., Rogers, L., Scowen, P., Somerville, R., Stapelfeldt, K., Stark, C., Stern, D., Turnbull, M., Amini, R., Kuan, G., Martin, S., Morgan, R., Redding, D., Stahl, H. P., Webb, R., Alvarez-Salazar, O., Arnold, W. L., Arya, M., Balasubramanian, B., Baysinger, M., Bell, R., Below, C., Benson, J., Blais, L., Booth, J., Bourgeois, R., Bradford, C., Brewer, A., Brooks, T., Cady, E., Caldwell, M., Calvet, R., Carr, S., Chan, D., Cormarkovic, V., Coste, K., Cox, C., Danner, R., Davis, J., Dewell, L., Dorsett, L., Dunn, D., East, M., Effinger, M., Eng, R., Freebury, G., Garcia, J., Gaskin, J., Greene, S., Hennessy, J., Hilgemann, E., Hood, B., Holota, W., Howe, S., Huang, P., Hull, T., Hunt, R., Hurd, K., Johnson, S., Kissil, A., Knight, B., Kolenz, D., Kraus, O., Krist, J., Li, M., Lisman, D., Mandic, M., Mann, J., Marchen, L., Marrese-Reading, C., McCready, J., McGown, J., Missun, J., Miyaguchi, A., Moore, B., Nemati, B., Nikzad, S., Nissen, J., Novicki, M., Perrine, T., Pineda, C., Polanco, O., Putnam, D., Qureshi, A., Richards, M., Eldorado Riggs, A. J., Rodgers, M., Rud, M., Saini, N., Scalisi, D., Scharf, D., Schulz, K., Serabyn, G., Sigrist, N., Sikkia, G., Singleton, A., Shaklan, S., Smith, S., Southerd, B., Stahl, M., Steeves, J., Sturges, B., Sullivan, C., Tang, H., Taras, N., Tesch, J., Therrell, M., Tseng, H., Valente, M., Van Buren, D., Villalvazo, J., Warwick, S., Webb, D., Westerhoff, T., Wofford, R., Wu, G., Woo, J., Wood, M., Ziemer, J., Arney, G., Anderson, J., Maíz-Apellániz, J., Bartlett, J., Belikov, R., Bendek, E., Cenko, B., Douglas, E., Dulz, S., Evans, C., Faramaz, V., Feng, Y. K., Ferguson, H., Follette, K., Ford, S., García, M., Geha, M., Gelino, D., Götberg, Y., Hildebrandt, S., Hu, R., Jahnke, K., Kennedy, G., Kreidberg, L., Isella, A., Lopez, E., Marchis, F., Macri, L., Marley, M., Matzko, W., Mazoyer, J., McCandliss, S., Meshkat, T., Mordasini, C., Morris, P., Nielsen, E., Newman, P., Petigura, E., Postman, M., Reines, A., Roberge, A., Roederer, I., Ruane, G., Schwieterman, E., Sirbu, D., Spalding, C., Teplitz, H., Tumlinson, J., Turner, N., Werk, J., Wofford, A., Wyatt, M., Young, A., and Zellem, R., “The Habitable Exoplanet Observatory (HabEx) Mission Concept Study Final Report,” *arXiv e-prints*, arXiv:2001.06683 (Jan. 2020).
- [3] Ruane, G., Mawet, D., Mennesson, B., Jewell, J., and Shaklan, S., “Vortex coronagraphs for the Habitable Exoplanet Imaging Mission concept: theoretical performance and telescope requirements,” *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems* **4**, 015004 (Jan. 2018).
- [4] Guyon, O., “Phase-induced amplitude apodization of telescope pupils for extrasolar terrestrial planet imaging,” *A&A* **404**, 379–387 (June 2003).
- [5] N’Diaye, M., Vigan, A., Dohlen, K., Sauvage, J.-F., Caillat, A., Costille, A., Girard, J. H. V., Beuzit, J.-L., Fusco, T., Blanchard, P., Le Merrer, J., Le Mignant, D., Madec, F., Moreaux, G., Mouillet, D., Puget, P., and Zins, G., “Calibration of quasi-static aberrations in exoplanet direct-imaging instruments with a Zernike phase-mask sensor. II. Concept validation with ZELDA on VLT/SPHERE,” *A&A* **592**, A79 (Aug. 2016).
- [6] Seo, B.-J., Patterson, K., Balasubramanian, K., Crill, B., Chui, T., Echeverri, D., Kern, B., Marx, D., Moody, D., Mejia Prada, C., Ruane, G., Shi, F., Shaw, J., Siegler, N., Tang, H., Trauger, J., Wilson, D., and Zimmer, R., “Testbed demonstration of high-contrast coronagraph imaging in search for Earth-like exoplanets,” in [*Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*], *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* **11117**, 111171V (Sept. 2019).
- [7] Coyle, L. E., Knight, J. S., Pueyo, L., Arenberg, J., Bluth, M., East, M., Patton, K., and Bolcar, M. R., “Large ultra-stable telescope system study,” in [*UV/Optical/IR Space Telescopes and Instruments: Innovative Technologies and Concepts IX*], *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* **11115**, 111150R (Sept. 2019).
- [8] Guyon, O., “Limits of Adaptive Optics for High-Contrast Imaging,” *ApJ* **629**, 592–614 (Aug. 2005).
- [9] Ruane, G., Wallace, J. K., Steeves, J., Mejia Prada, C., Seo, B.-J., Bendek, E., Coker, C., Chen, P., Crill, B., Jewell, J., Kern, B., Marx, D., Poon, P. K., Redding, D., Eldorado Riggs, A. J., Siegler, N., and Zimmer, R., “Wavefront sensing and control in space-based coronagraph instruments using Zernike’s phase-contrast method,” *arXiv e-prints*, arXiv:2010.10541 (Oct. 2020).

- [10] Shi, F., Balasubramanian, K., Hein, R., Lam, R., Moore, D., Moore, J., Patterson, K., Poberezhskiy, I., Shields, J., Sidick, E., Tang, H., Truong, T., Wallace, J. K., Wang, X., and Wilson, D., “Low-order wavefront sensing and control for WFIRST-AFTA coronagraph,” *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems* **2**, 011021 (Jan. 2016).
- [11] N’Diaye, M., Dohlen, K., Fusco, T., and Paul, B., “Calibration of quasi-static aberrations in exoplanet direct-imaging instruments with a Zernike phase-mask sensor,” *A&A* **555**, A94 (July 2013).
- [12] Wallace, J. K., Rao, S., Jensen-Clem, R. M., and Serabyn, G., “Phase-shifting Zernike interferometer wavefront sensor,” in [*Proc. SPIE*], *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* **8126**, 81260F (Sept. 2011).
- [13] N’Diaye, M., Choquet, E., Pueyo, L., Elliot, E., Perrin, M. D., Wallace, J. K., Groff, T., Carlotti, A., Mawet, D., Sheckells, M., Shaklan, S., Macintosh, B., Kasdin, N. J., and Soummer, R., “High-contrast imager for complex aperture telescopes (HiCAT): 1. testbed design,” in [*Techniques and Instrumentation for Detection of Exoplanets VI*], Shaklan, S., ed., *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* **8864**, 88641K (Sept. 2013).
- [14] N’Diaye, M., Choquet, E., Pueyo, L., Elliot, E., Perrin, M. D., Wallace, J., Anderson, R. E., Carlotti, A., Groff, T. D., Hartig, G. F., Kasdin, J., Lajoie, C., Levecq, O., Long, C., Macintosh, B., Mawet, D., Norman, C. A., Shaklan, S., Sheckells, M., Sivaramakrishnan, A., and Soummer, R., “High-contrast imager for Complex Aperture Telescopes (HiCAT): testbed design and coronagraph developments,” in [*American Astronomical Society Meeting Abstracts #223*], *American Astronomical Society Meeting Abstracts* **223**, 149.13 (Jan. 2014).
- [15] N’Diaye, M., Mazoyer, J., Choquet, É., Pueyo, L., Perrin, M. D., Egron, S., Leboulleux, L., Levecq, O., Carlotti, A., Long, C. A., Lajoie, R., and Soummer, R., “High-contrast imager for complex aperture telescopes (HiCAT): 3. first lab results with wavefront control,” in [*Techniques and Instrumentation for Detection of Exoplanets VII*], Shaklan, S., ed., *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* **9605**, 96050I (Sept. 2015).
- [16] Leboulleux, L., N’Diaye, M., Riggs, A. J. E., Egron, S., Mazoyer, J., Pueyo, L., Choquet, E., Perrin, M. D., Kasdin, J., Sauvage, J.-F., Fusco, T., and Soummer, R., “High-contrast imager for Complex Aperture Telescopes (HiCAT). 4. Status and wavefront control development,” in [*Space Telescopes and Instrumentation 2016: Optical, Infrared, and Millimeter Wave*], MacEwen, H. A., Fazio, G. G., Lystrup, M., Batalha, N., Siegler, N., and Tong, E. C., eds., *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* **9904**, 99043C (July 2016).
- [17] Laginja, I., Brady, G., Soummer, R., Egron, S., Moriarty, C., Lajoie, C.-P., Bonnefois, A., Michau, V., Choquet, É., Ferrari, M., Leboulleux, L., Levecq, O., N’Diaye, M., Perrin, M. D., Petrone, P., Pueyo, L., and Sivaramakrishnan, A., “James Webb Space Telescope optical simulation testbed V: wide-field phase retrieval assessment,” in [*Space Telescopes and Instrumentation 2018: Optical, Infrared, and Millimeter Wave*], Lystrup, M., MacEwen, H. A., Fazio, G. G., Batalha, N., Siegler, N., and Tong, E. C., eds., *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* **10698**, 106983N (Aug. 2018).
- [18] Moriarty, C., Brooks, K., Soummer, R., Perrin, M., Comeau, T., Brady, G., Gontrum, R., and Petrone, P., “High-contrast imager for complex aperture telescopes (HiCAT): 6. software control infrastructure and calibration,” in [*Space Telescopes and Instrumentation 2018: Optical, Infrared, and Millimeter Wave*], Lystrup, M., MacEwen, H. A., Fazio, G. G., Batalha, N., Siegler, N., and Tong, E. C., eds., *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* **10698**, 1069853 (Aug. 2018).
- [19] Vigan, A. and N’Diaye, M., “pyZELDA: Python code for Zernike wavefront sensors,” (June 2018).
- [20] Vigan, A., N’Diaye, M., Dohlen, K., Sauvage, J. F., Milli, J., Zins, G., Petit, C., Wahhaj, Z., Cantalloube, F., Caillat, A., Costille, A., Le Merrer, J., Carlotti, A., Beuzit, J. L., and Mouillet, D., “Calibration of quasi-static aberrations in exoplanet direct-imaging instruments with a Zernike phase-mask sensor. III. On-sky validation in VLT/SPHERE,” *A&A* **629**, A11 (Sep 2019).
- [21] Malbet, F., Yu, J. W., and Shao, M., “High-Dynamic-Range Imaging Using a Deformable Mirror for Space Coronagraphy,” *PASP* **107**, 386 (Apr. 1995).
- [22] Give’On, A., Belikov, R., Shaklan, S., and Kasdin, J., “Closed loop, DM diversity-based, wavefront correction algorithm for high contrast imaging systems,” *Optics Express* **15**, 12338 (Jan. 2007).

-
- [23] Give'On, A., "A unified formalism for high contrast imaging correction algorithms," in [*Techniques and Instrumentation for Detection of Exoplanets IV*], Shaklan, S. B., ed., *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* **7440**, 74400D (Aug. 2009).
- [24] Pueyo, L., Kay, J., Kasdin, N. J., Groff, T., McElwain, M., Give'on, A., and Belikov, R., "Optimal dark hole generation via two deformable mirrors with stroke minimization," *Appl. Opt.* **48**, 6296 (Nov. 2009).

B.2 SPIE - 2

Experimental validation of active control of low-order aberrations with a Zernike sensor through a Lyot coronagraph.

Raphaël Pourcelot^a, Mamadou N'Diaye^a, Emiel H. Por^b, Marshall Perrin^b, Rémi Soummer^b, Iva Laginja^{c,f}, Ananya Sahoo^b, Marcel Carbillet^a, Greg Brady^b, Matthew Maclay^b, James Noss^b, Pete Petrone^{b,d}, Laurent Pueyo^b, and Scott D. Will^{b,g,h}

^aUniversité Côte d'Azur, Observatoire de la Côte d'Azur, CNRS, Laboratoire Lagrange, France

^bSpace Telescope Science Institute, 3700 San Martin Drive, Baltimore, MD 21218, USA

^cAix Marseille Univ., CNRS, CNES, LAM, Marseille, France

^dHexagon Federal, Chantilly, VA 20151, USA

^fDOTA, ONERA, Université Paris Saclay, F-92322 Châtillon, France

^gInstitute of Optics, University of Rochester, Rochester, NY 14620, USA

^hNASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD 20771, USA

ABSTRACT

Future large segmented space telescopes and their coronagraphic instruments are expected to provide the resolution and sensitivity to observe Earth-like planets with a 10^{10} contrast ratio at less than 100 mas from their host star. Advanced coronagraphs and wavefront control methods will enable the generation of high-contrast dark holes in the image of an observed star. However, drifts in the optical path of the system will lead to pointing errors and other critical low-order aberrations that will prevent maintenance of this contrast. To measure and correct for these errors, we explore the use of a Zernike wavefront sensor (ZWFS) in the starlight rejected and filtered by the focal plane mask of a Lyot-type coronagraph. In our previous work, the analytical phase reconstruction formalism of the ZWFS was adapted for a filtered beam. We now explore strategies to actively compensate for these drifts in a segmented pupil setup on the High-contrast imager for Complex Aperture Telescopes (HiCAT). This contribution presents laboratory results from closed-loop compensation of bench internal turbulence as well as known introduced aberrations using phase conjugation and interaction matrix approaches. We also study the contrast recovery in the image plane dark hole when using a closed loop based on the ZWFS.

Keywords: Zernike wavefront sensor, coronagraphy, high-contrast imaging, Low-order wavefront sensor.

1. INTRODUCTION

Detecting extra-solar planets has become usual nowadays. Since the first detection in 1995,¹ more than 4000 have now been identified. As the technique improves, one of the main goal is now to find Earth-like planets around Sun-like stars. In this investigation, collecting direct photons from the planet can prove to be extremely useful. Through spectroscopy they can unveil precious information on the planet atmospheric composition, effective temperature and surface gravity. However, in addition to be faint objects, up to 10^{10} times fainter than their host stars, Earth twins are expected to appear at angular separations smaller than 100 milliarcseconds from their star. To provide this resolution and sensitivity, a new generation of large telescopes will be required. Such observatories are under study and could be part of the NASA's missions for the coming decades. For example Habitable Exoplanet Imaging Mission (HabEx)² or the Large Ultraviolet Optical Infrared surveyor (LUVOR)³ space observatories, among the proposals for the 2020 Astrophysics Decadal Survey, will propose telescopes which primary mirror diameter could reach respectively 4 m and 15 m. To envision such large telescopes, one option is to consider the segmentation of the primary mirror to be folded in a shuttle for launch and deployment in space.

Nevertheless, the flux ratio between the host star and the planet, expected to reach up to 10^{10} , still has to be overcome to identify the planet photons without fail. One way to remove stellar light is coronagraphy, a technique that removes most of the light from an observed star within the instrument using a succession

of amplitude and/or phase masks. On top of these elements, deformable mirrors (DM) are used with stroke minimization algorithms⁴⁻⁷ to shape the wavefront in order to create a dark area or Dark Hole (DH) in the star image to enhance the planet detection. If such coronagraphs can theoretically provide the required starlight extinction for exo-Earth detection,⁸⁻¹¹ their implementation needs an extreme optical stability thorough the observations. This stability decrease with the telescope size and design complexity (e.g. segmentation of the primary mirror). In the case of LUVOIR A, the 15-m version of the observatory, the wavefront error should not evolve of more than 10 pm RMS every 10 minutes.¹² Among the critical wavefront errors that need to be tightly constrained, we will focus on the low-order aberrations. They are mainly due to pointing or focusing errors, originating from thermal or mechanical drifts in the optical train.

In the case of the LUVOIR A-like design, a Lyot Coronagraph (LC) is considered.^{10,11} The LC uses amplitude masks among which the Focal Plane Mask (FPM), an opaque mask to suppress the on-axis star light. It can be implemented by using a mirror with a pinhole that suppresses starlight by letting it through while reflecting the off-axis planet light. Using a Zernike Wavefront Sensor (ZWFS)^{13,14} in this rejected and low-pass filtered beam, we explore strategies to retrieve the relevant information of the optical aberrations. This device has shown capabilities to measure aberrations with a precision down to the picometric level,^{15,16} making it an ideal candidate to measure the low wavefront error drifts. The ZWFS is currently considered for the measurement of low order aberrations in the context of the Roman Space Telescope (RST) Coronagraphic instrument (CGI).¹⁷

To validate our concept studies, we use the facilities of the High-Contrast imager for Complex Aperture Telescopes (HiCAT)¹⁸⁻²³ located at the Space Telescope Science Institute (STScI) in Baltimore. Rather than achieving the 10^{10} raw contrast, this testbed aims to develop and validate the system approach (combination of coronagraphy, deformable mirrors and wavefront sensors for a segmented-like aperture telescope). After describing the ZWFS setup in the coronagraph rejected light on HiCAT, we will present some of the recent results, such as closed-loop correction of the bench internal turbulence with different strategies. Finally, we will show the correction of introduced Zernike aberrations, in term of wavefront error and contrast recovery in the final image plane .

2. LOWFS ON HICAT

2.1 ZWFS as a low-order wavefront sensor

To achieve their raw contrast goal over the exposure times, the next generation of large space telescopes will require a picometric stability.¹² Among the different regimes of aberrations, in term of both spatial and temporal frequencies, the low-order aberrations, such as line-of-sight or focusing errors and quasi-static aberrations have been identified as critical to maintain the contrast in the image DH. On top of research on the structures themselves, a key aspect is wavefront control, or active optics. It uses several devices, such as DMs and precise WFSs to measure and correct for the wavefront error drifts in real time. With the LC, such as the Classical LC (CLC) or the Apodized Pupil LC (APLC), the FPM rejects the on-axis stellar light through its pinhole, yielding a high-flux beam that carries these low-order aberrations. On HiCAT, several strategies are under study to make the most of this beam: phase-retrieval, Point Spread Function (PSF) tracking with a Target Acquisition (TA) camera, a quad-cell sensor for fast and precise tip/tilt measurement and a ZWFS, that we are using in our experiments. For the experiments presented in this work HiCAT has been used in monochromatic light at 640 nm.

2.2 ZWFS formalism

Presented as the ultimate sensor in terms of sensitivity,^{15,16,24} the ZWFS acts as a common-path interferometer: a phase dimple on a silicate substrate in focal plane phase shifts part of the light, creating two superimposing beams, one delayed by a quarter-wave with respect to the other. These then interfere in the following pupil plane to encode the entrance phase errors as an intensity as described on Fig. 1. We recall here the formalism described in several works.^{13,14}

In the general case, filtered or not, the intensity I_C for each pixel on the pupil camera can be expressed as a function of the phase error φ :

$$I_C = [P \cos \varphi - b(1 - \cos \theta)]^2 + [P \sin \varphi + b \sin \theta]^2, \quad (1)$$

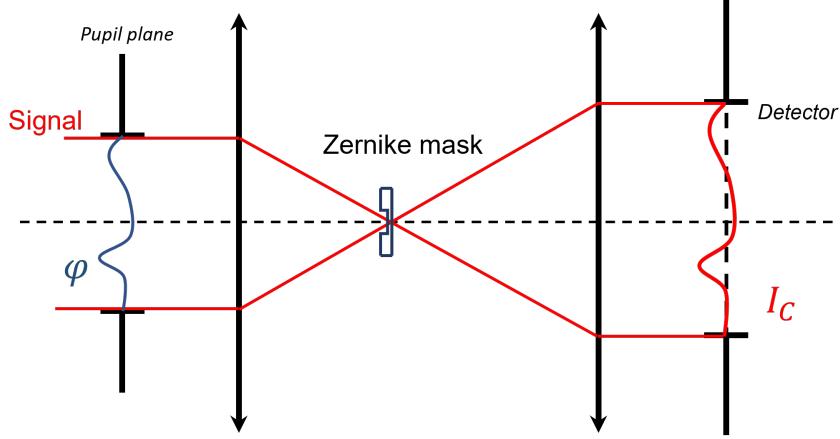


Figure 1: Scheme describing the ZWFS principle.

with P the pupil amplitude before the ZWFS, θ the phase shift introduced by the Zernike mask and b estimation of the pupil plane amplitude due to the light shifted by the dimple, and supposed constant through the acquisitions.

Under the assumption of small phase errors $\varphi \ll 1$, this equation can be inverted to retrieve φ as a function of I_C . While there exists an exact solution,¹⁶ a simpler linear or second-order approximations have been derived in previous papers. In this paper we will use the latter that yields in the general case:

$$I_C = P^2 + 2b^2(1 - \cos \theta) + 2Pb [\varphi \sin \theta - (1 - \varphi^2/2)(1 - \cos \theta)]. \quad (2)$$

In the HiCAT case where the beam is filtered this expression can be used to estimate the filtered wavefront error φ_C .²⁵ It requires considering the filtered pupil P_C instead of P . The expression of P_C can be expressed as a convolution product of P and the Fourier transform of transmission of the FPM denoted \widehat{M}_C :

$$P_C = P \otimes \widehat{M}_C. \quad (3)$$

The filtered phase φ_C also writes as:

$$\varphi_C = \varphi \otimes \widehat{M}_C. \quad (4)$$

The reconstruction of the wavefront is given by the solution of Eq. 2 obtained through the computation of its discriminant Δ :

$$\Delta = \sin^2 \theta - \frac{2 \cdot (b - P_C) \cdot (1 - \cos^2 \theta)}{P_C} - \frac{P_C^2 - I_E \cdot (1 - \cos \theta)}{P_C \cdot b}. \quad (5)$$

The solution then writes as

$$\varphi_C = \frac{-\sin \theta + \sqrt{\Delta}}{1 - \cos \theta}. \quad (6)$$

2.3 Hardware implementation and control algorithms

In the context of future large missions with exoplanet imaging capabilities, HiCAT aims at maturing coronagraphs for complex apertures telescopes. On top of a segmented deformable mirror to mimic segmented aperture telescopes, HiCAT has installed two continuous Boston kilo-DMs: DM1 in pupil plane and DM2 out of pupil plane for phase and amplitude control of the electric field. Designed to implement in the end an apodizer to turn it into an APLC, the bench currently uses a CLC for coronagraph: this includes a FPM and a Lyot stop.²⁶

We operate the ZWFS in the path where the source light is rejected by the coronagraph FPM. A blueprint of the HiCAT implementation is presented in Fig. 2. The ZWFS is located on the left side, behind the FPM that acts as a spatial low-pass filter on the transmitted light at a cut-off frequency of 4.26 cycles/pupil. The ZWFS phase dimple has an angular diameter of $1.016\lambda/D_{pup}$, λ being the working wavelength of 640 nm and D_{pup} the entrance pupil diameter. It has a depth of 280 nm yielding a phase shift of $\lambda/5$ at 640 nm.

The control of the testbed as well as the analysis algorithm are using Python as a programming language. In particular, the hardware interface is based on the public package `catkit`,²⁷ developed at STScI. For the experiment presented in this paper, we have been using an integrator controller to correct for the drifts with respect to a reference state measured at the beginning of each experiment. While we use DM2 to introduce known aberrations, only DM1 is currently used for correction with ZWFS control. The procedure is the following: at each iteration k , a measurement is performed by acquiring an image on the ZWFS camera. The reference measurement is subtracted, and the corresponding DM1 command update is added to the previous DM command with a gain γ . To get the best corrections possible, we investigate two different ways of measurements. The first strategy consists in performing phase conjugation: inverting Eq. 2 allows for the reconstruction of a phase map. The DM command is therefore computed in two steps: by downsizing the phase map from the camera pixel size to match the DM actuator size; then by applying a numerical Fourier low-pass filter at the same cutoff frequency as the FPM's to prevent from introducing wavefront errors with unwanted spatial frequencies. The second strategy is to use an interaction matrix also called Jacobian matrix built on a predefined basis set. In this paper the convenient Zernike polynomial basis is used to poke DM1. Both strategies have advantages and drawbacks that will be detailed later.

2.4 Metrics and analysis

To assess the performance of our closed-loop correction, several metrics can be used. First we use the analytical Optical Path Difference (OPD) map computed with Eq. 2. From this OPD, we can estimate the standard deviation of the wavefront error as well as an estimation of Zernike mode coefficients with an appropriated projection. Similarly, if an interaction matrix approach is used, the evolution of the coefficients sent to the DM give an overview of the correction quality. Since the ZWFS works in a differential way by subtracting the reference measurement to the actual measurements, wavefront errors specific to the ZWFS optical train should not disturb the measurements. To assess the relevance of the measurement and control, we have the ability to use other cameras for diagnostic. For example, the TA camera, a focal plane camera located in a beam close to the ZWFS allows for centroid tracking of the PSF. Using it, we can estimate the remaining tip/tilt aberration component of the wavefront error. Finally in the context of exoplanet imaging, an important metric is the focal plane contrast in the dark zone, that can be monitored. The DH images are presented in contrast scale. They are not representative of the current ultimate performance of HiCAT.

3. CLOSED-LOOP ON BENCH INTERNAL TURBULENCE

HiCAT is located in a clean room with temperature and humidity control, that allows for a stable environment. On top of that, an enclosure prevents the external turbulence from affecting the operations. Nevertheless, there are persisting air motion that translates into low-order aberrations. An overview of the turbulence as measured by the ZWFS is presented in Figure 3. It shows the measurement of the RMS wavefront error measured by the ZWFS, in open loop (in blue), as well as the Power Spectrum Density (PSD) in the bottom plot. The turbulence happens mainly in low frequencies: most of the turbulence is under 1 Hz. The typical amplitude of the drifts is of the order of magnitude of 10 nm RMS in the OPD.

One of the experiments that can be run with the ZWFS on HiCAT is internal turbulence measurement and correction. Located behind the FPM, the ZWFS does see the turbulence integrated from source to FPM plus the turbulence between the FPM and the ZWFS. If this presents non-common path aberrations with the focal plane camera, it is still possible to investigate on ways to mitigate this turbulent motion. Depending on the light source setup, and therefore flux, it is possible to run the ZWFS camera at temporal frequencies ranging from 25 Hz to 60 Hz, allowing for a good sampling of the turbulence.

Closing the loop on turbulence shows promising results, as displayed on Fig. 5. On this plot, the control method used was a Jacobian built on 35 modes, 18 being kept in the inversion. The left section of the plot shows

HiCAT optical components and paths

Note -- Not to scale, and does not depict physical arrangement of components on the table.
 For clarity, many optics are depicted as transmissive that are actually reflective.
 Blue and green: optics Purple: mechanisms Red: detectors Pink: manual adjustment axes

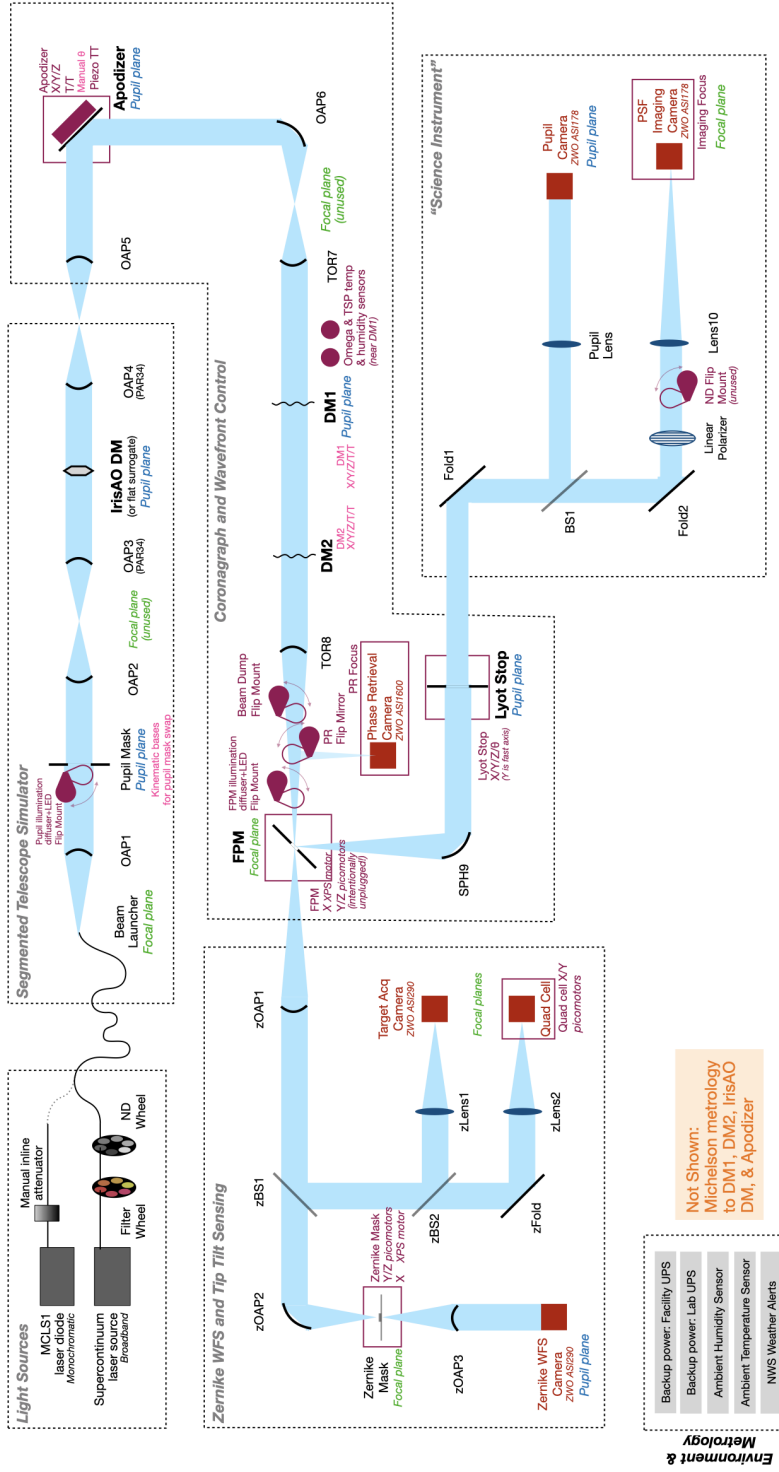


Figure 2: Optical layout of the HiCAT testbed. The ZWFS is located on the left side with the Zernike mask and its dedicated camera.

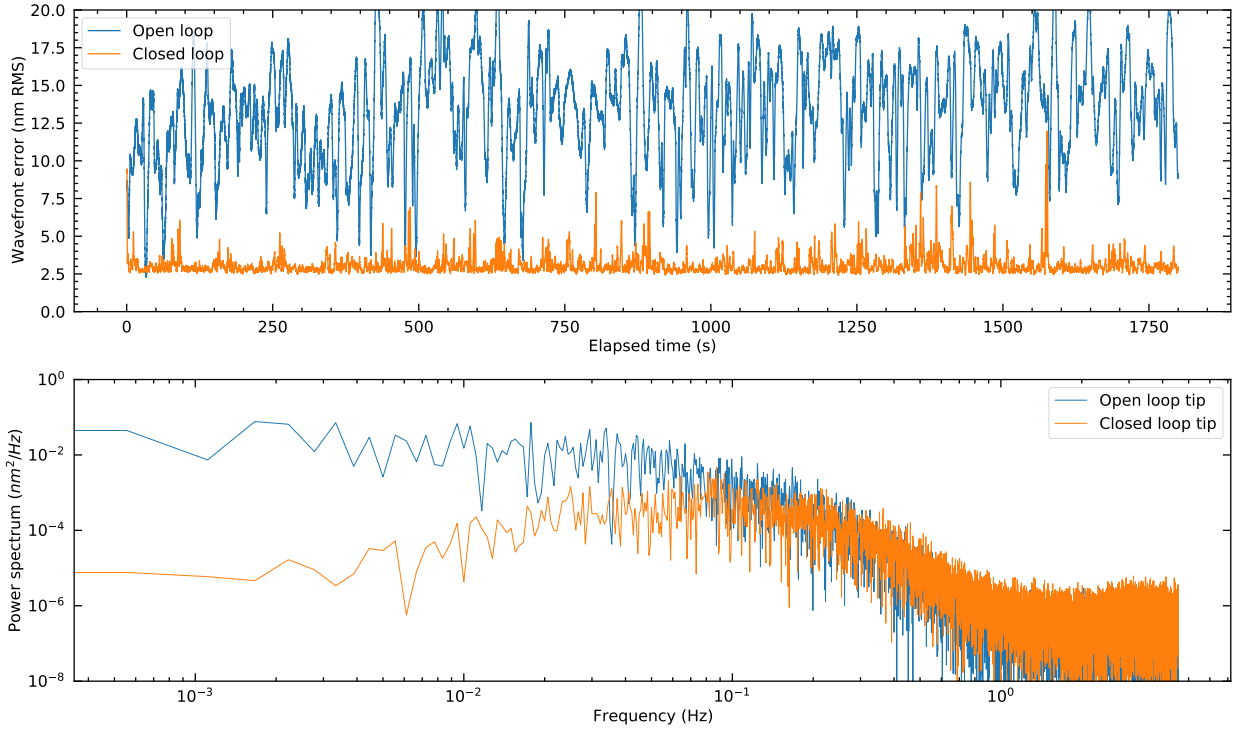


Figure 3: *Top*: Evolution of the standard deviation computed by the ZWFS in an open loop experiment (in blue), and in a closed loop experiment with the Jacobian matrix approach (in orange). *Bottom*: PSDs of tip mode. The control was performed with an interaction matrix built on 35 modes, 25 being kept in the inversion.

drifts in the low-order modes. The dominant coefficient is tip, that is associated with horizontal air motion on the bench. With the HiCAT enclosure we indeed expect stronger horizontal than vertical airflow. At first glance, PSF centroid position correlates well with the tip/tilt aberrations that is common-path turbulence located before the FPM. On the opposite, the PSF centroids show a jitter, especially in the vertical direction, that does not appear in the fitted Zernike coefficients (in blue, yellow and green). We attribute these to banding effect due to TA camera readout, creating vertical artifacts as visible on Fig. 4. Some acoustic vibrations of elements on the bench at higher temporal frequencies have also been detected by other wavefront sensors. Finally, this might be coming from non-common path turbulence as well. The right part of Fig. 5 shows the closed loop behavior. The low order coefficients in the OPD have there been accurately corrected. In this configuration, we reach an average mean value of 0.88 nm RMS, mostly dominated by fitting errors. The temporal standard deviation of the WFE shows promising results with a value of or 120 pm over 20 s. This correction is also stable on longer time periods, as Fig. 3 depicts: the loop remains stable over 30 minutes. In this longer experiment the mean residual WFE at 3.1 nm RMS is dominated by fitting error, ie the aberrations that are not controlled by the command matrix. Despite this residual mean error, it presents a standard deviation of 640 pm RMS over the 1800 s. The closed loop PSD shows an improvement from one to four orders of magnitude between 0 and 0.1 Hz. This stability paves the way for future operations such as having the ZWFS control loop running as a background process while performing other bench operations.

It is interesting to note that the phase conjugation approach have very similar results as the Jacobian matrix approach. As shown in Fig. 6, the same kind of stability can be reached. The phase conjugation shows a mean residual WFE at 0.58 nm RMS and a temporal standard deviation of the WFE on the order of 40 pm RMS over the 10 s of closed loop. The low-order coefficients fitted in the OPD are also well corrected. The residual error in closed loop comes here from calibration error. As detailed in Sec. 2.2, the analytical OPD computation requires the estimation of both the pupil amplitude P and the reference wave b amplitude, deduced from the

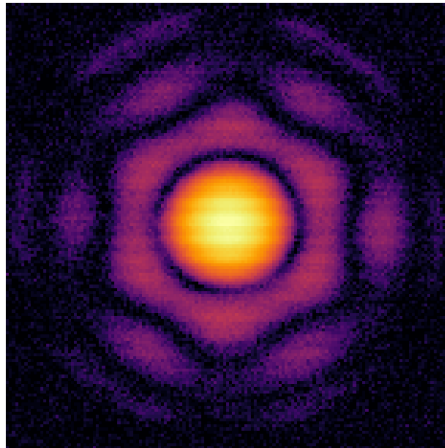


Figure 4: Example of TA image with vertical banding due camera readout, in logarithmic scale.

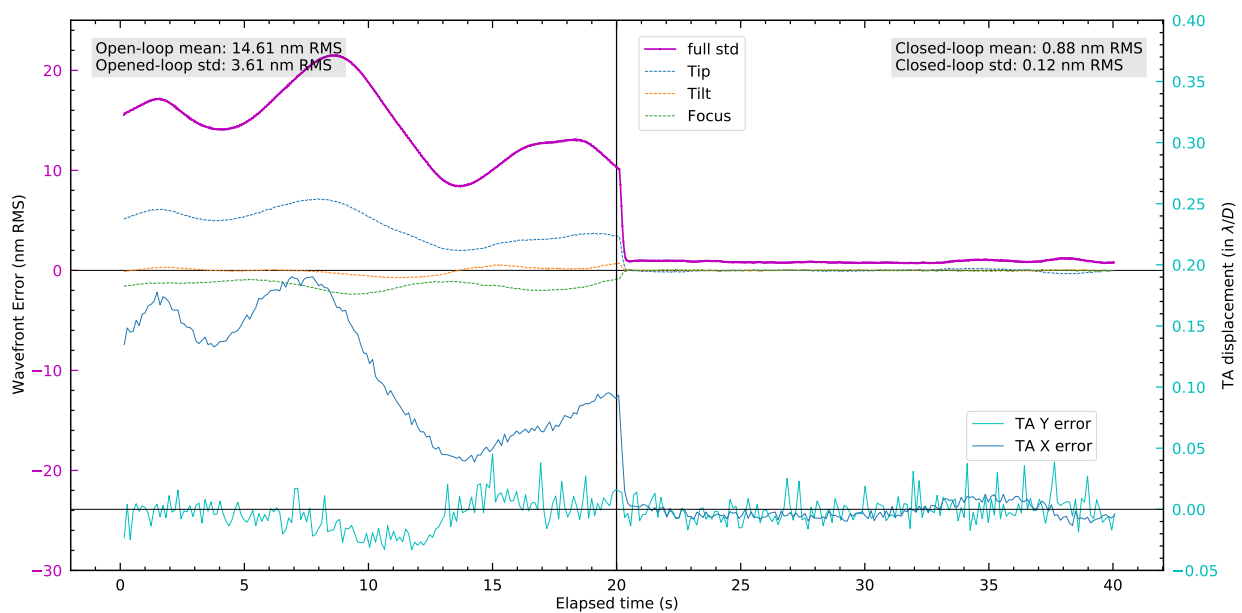


Figure 5: Evolution with time of the RMS wavefront error (purple) as well as the fitted tip (blue), tilt (yellow) and focus (green) coefficients in open loop (left part) and in close loop (right part), with a Jacobian matrix approach. The loop was running at 25 Hz. The blue and cyan curves show the position PSF centroid from the TA camera, and refer to the right vertical axis.

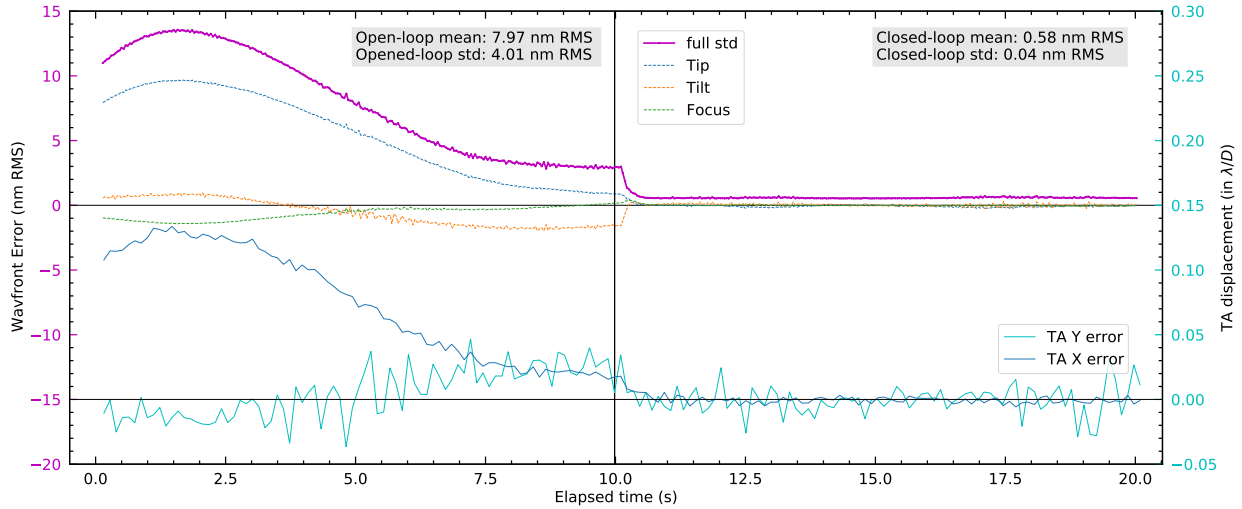


Figure 6: Same as Fig. 5 but with a phase conjugation approach and a loop running at 25 Hz.

calibration frame acquired at the beginning of the experiment. Errors due to air drifts during this calibration, or amplitude drifts during operation will translate into phase estimation error. This effect will also impact the Jacobian matrix approach, but it is currently dominated by fitting error. Further tests will be performed on the mitigation of these effects. Currently five reference frames are averaged, but more could be used to increase the signal-to-noise ratio. It is important to note that the statistics are not strictly comparable, as the experiments were performed on different days with possibly different experiment conditions and the parameters such as the durations are not equal. Finally, WFE estimation is performed from the analytical OPD in both cases even if the control with the Jacobian matrix approach directly uses the camera images, introducing a possible bias in the convergence goal. Further experiments will be conducted to enable a fair comparison of the two approaches.

If interaction matrices have proven robust for many adaptive optics systems, some trade-offs still have to be found to achieve an optimal control of the low-order wavefront errors. While using a local interaction matrix where each of the 952 actuators of DM1 is poked would probe unseen spatial frequencies because of FPM filtering, the choice of using Zernike mode presents also drawbacks. Once filtered, this basis set is not a basis anymore of the pupil aberrations which might create redundancies in the probes aberration space. This could create the fitting error observed in Fig. 5 if too few modes are used, typically less than 20. On the contrary, if too many modes are included, the input modes will also include wavefront errors with larger spatial frequencies unseen by the ZWFS that will be introduced in the system and not controlled. These will degrade the operation of the other elements of the bench and lead to loop divergence. Further investigations are therefore necessary. As for phase conjugation, it presents a user-friendly method that does only require the sensor calibration frames. The long term stability of such a method will be explored in further studies.

4. CLOSED-LOOP CONTROL ON INTRODUCED ABERRATIONS

A key aspect of the ZWFS is to allow for stable DH images over time. At the current level of HiCAT operations, the raw contrast is typically maintained at 3×10^{-8} in the DH in monochromatic mode. With the CLC at these performance, the degradation of contrast due to air turbulence is not barely noticeable at timescale of seconds. To study the effect of ZWFS corrections on the focal plane DH, we introduce stronger aberrations with a deformable mirror. Using the ZWFS measurement, we then try to recover the initial contrast in the focal plane image. In this experiment, the aberration introduced on DM1 was 25 nm RMS of astigmatism. To avoid introducing spatial frequency components that cannot be seen by the ZWFS, we applied a numerical spatial low-pass filter on the DM command at the FPM cutoff frequency. The corrections were performed on DM1 as well. As it is currently not possible to run several control loops in parallel on HiCAT, the following mode of operation is used: first, the stroke minimization algorithm provides DM1 and DM2 commands that produce a DH in the

source image in the final focal plane; second we calibrate the ZWFS around this non-flat DM configuration; finally we introduce aberrations on DM1 and try to correct for them with the ZWFS measurements using the closed loop with an interaction matrix using 8 Zernike modes numerically low-pass filtered at the FPM cutoff frequency. This procedure does not allow us to work with the best HiCAT contrasts as WFE might drift between the stroke minimization algorithm and the ZWFS control calibration.

Figure 7 sums up this operations. Between 0 s and 0.1 s, the operation is stable, only correcting for turbulence. At 0.12 s, the astigmatism mode of 25 nm RMS is applied on DM1 as visible on the second row. On the third row, the computed OPD shows that part of the defocus is seen by the ZWFS, and is corrected for in a tenth of iterations to come back to a state close to the initial one. In term of intensity in the DH, rows 4 and 5 show an increase of a factor 10 after the introduction of the perturbation. The recovered contrast is identical to the original contrast in the DH that ranges from $5.8\lambda/D_{LS}$ to $9.8\lambda/D_{LS}$, λ being the wavelength at 640 nm and D_{LS} the Lyot Stop diameter. To prevent the introduction of aberrations with high spatial frequencies that cannot be measured by the ZWFS the control loop only uses 8 Zernike modes. As visible on the OPDs on the third row, some residual wavefront error in the form of horizontal stripes are not corrected. We attribute this to wavefront error that cannot be projected on the set of modes used. Further work will focus on finding an optimal basis that describes exclusively the space of the filtered aberrations but that does not introduce higher order frequencies unseen by the ZWFS that could degrade the DH.

5. CONCLUSION AND PERSPECTIVES

In this paper we presented some preliminary results of close loop control of the low-order aberrations using the ZWFS as a LOWFS on HiCAT. We show that it is possible to address several questions. First, the correction of low-order modes of the bench internal turbulence, with a reached stability of the order of a few hundreds of picometers. We show that it is possible to use either a Jacobian matrix-based or a phase conjugation phase estimation. Our approach is promising for the wavefront correction and stabilization of HiCAT during other operation, the correction loop being stable down to a few hundreds of picometers over tens of minutes. Finally, this paper presents early results of a closed loop capable of correcting for strong introduced perturbations, here Zernike modes on a DM. Even if the setpoint is the pre-computed DM shapes that produces a DH, the closed loop manages to come back to a state close to the initial state to recover the initial contrast in the DH of the coronagraphic image.

More parameters will have to be explored to improve these preliminary results. First, the Jacobian matrix approach requires some adjustments: if using Zernike modes as pokes is convenient, we would ideally not introduce frequencies that are not seen by the WFS, here because of spatial filtering. Some trade-offs still have to be found, between the number of controlled modes, gain and type of modes. In term of controller, only an integrator has been considered so far and alternative schemes could improve the stability further: a Proportional Integrator Derivator (PID) or a predictive control algorithm.^{28,29} Furthermore, we assume the pupil intensity is stable over time, which has not been studied in details yet. In addition, we have shown results with HiCAT implementing a CLC coronagraph with a segmented aperture. Finally, the next important step will be to have several loops working in parallel on HiCAT. With the software architecture currently under development to produce and maintain a DH in the coronagraphic image of an observed source, it will be possible in the near future to run simultaneously ZWFS control loop, the tip/tilt control using the quad-cell and the stroke minimization algorithm. The devices coordination would advance the possible simultaneous use of these systems in a space telescope for exo-Earth imaging.

ACKNOWLEDGMENTS

R.P. acknowledges PhD scholarship funding from Région Provence-Alpes-Côte d'Azur and Thales Alenia Space. This work was also supported in part by the National Aeronautics and Space Administration under Grant 80NSSC19K0120 issued through the Strategic Astrophysics Technology/Technology Demonstration for Exoplanet Missions Program (SAT-TDEM; PI: R. Soummer)

E.H.P. is supported by the NASA Hubble Fellowship grant #HST-HF2-51467.001-A awarded by the Space Telescope Science Institute, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Incorporated, under NASA contract NAS5-26555.

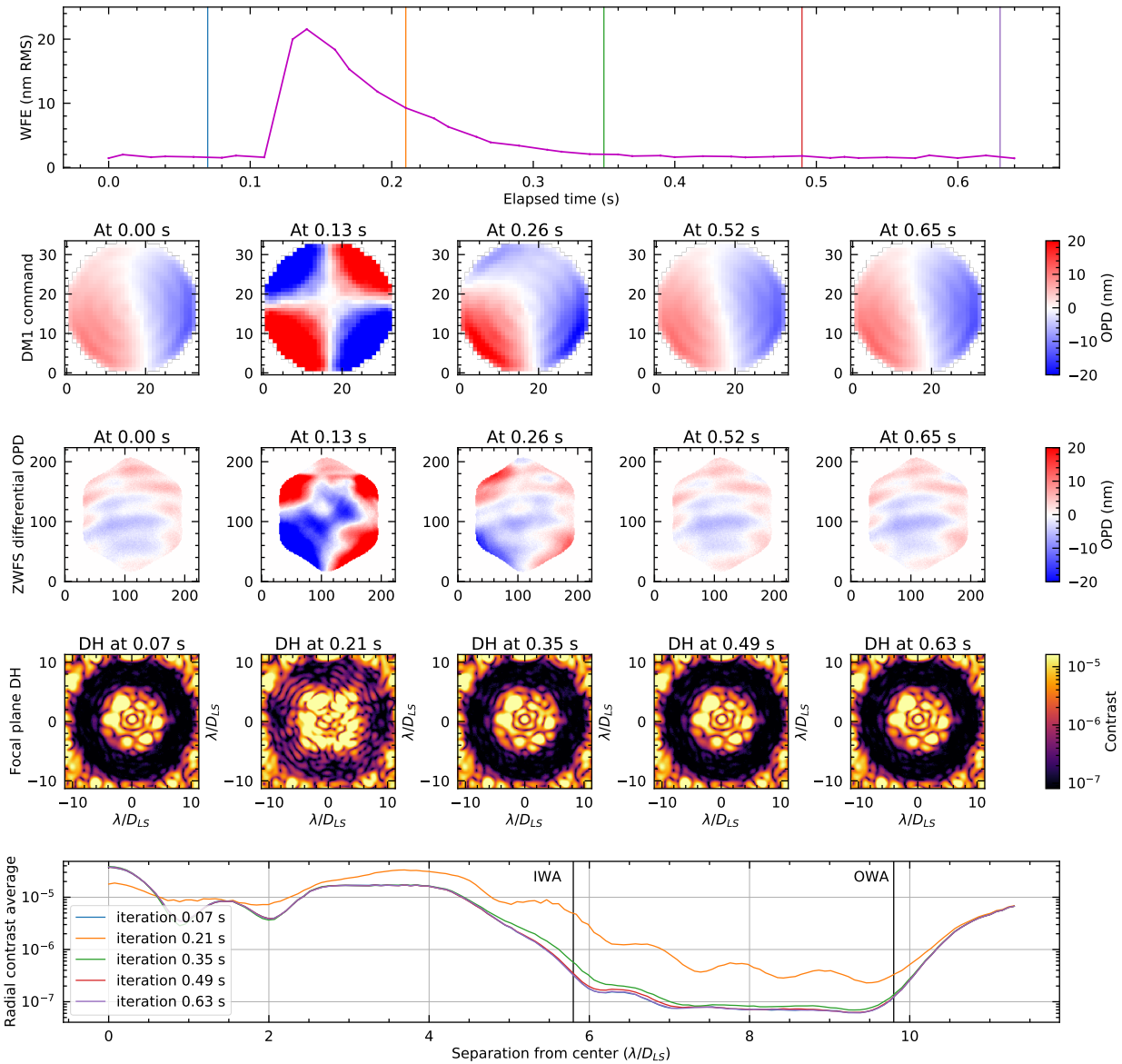


Figure 7: Evolution of HiCAT measurements after introducing a perturbation on DM2 as a function of time. *Top:* Standard deviation in the OPD computed by the ZWFS. *Second row:* Differential commands on DM1 in wavefront units, the reference DM1 shape for DH being subtracted for readability. *Third row:* OPDs as computed by the ZWFS with analytical reconstruction. *Fourth row:* DH images. *Last row:* Azimutal average of the contrast in fourth row DH images.

REFERENCES

- [1] Mayor, M. and Queloz, D., “A Jupiter-mass companion to a solar-type star,” *Nature* **378**, 355–359 (Nov. 1995).
- [2] Gaudi, B. S., Seager, S., Mennesson, B., Kiessling, A., Warfield, K., Cahoy, K., Clarke, J. T., Domagal-Goldman, S., Feinberg, L., Guyon, O., Kasdin, J., Mawet, D., Plavchan, P., Robinson, T., Rogers, L., Scowen, P., Somerville, R., Stapelfeldt, K., Stark, C., Stern, D., Turnbull, M., Amini, R., Kuan, G., Martin, S., Morgan, R., Redding, D., Stahl, H. P., Webb, R., Alvarez-Salazar, O., Arnold, W. L., Arya, M., Balasubramanian, B., Baysinger, M., Bell, R., Below, C., Benson, J., Blais, L., Booth, J., Bourgeois, R., Bradford, C., Brewer, A., Brooks, T., Cady, E., Caldwell, M., Calvet, R., Carr, S., Chan, D., Cormarkovic, V., Coste, K., Cox, C., Danner, R., Davis, J., Dewell, L., Dorsett, L., Dunn, D., East, M., Effinger, M., Eng, R., Freebury, G., Garcia, J., Gaskin, J., Greene, S., Hennessy, J., Hilgemann, E., Hood, B., Holota, W., Howe, S., Huang, P., Hull, T., Hunt, R., Hurd, K., Johnson, S., Kissil, A., Knight, B., Kolenz, D., Kraus, O., Krist, J., Li, M., Lisman, D., Mandic, M., Mann, J., Marchen, L., Marrese-Reading, C., McCready, J., McGown, J., Missun, J., Miyaguchi, A., Moore, B., Nemati, B., Nikzad, S., Nissen, J., Novicki, M., Perrine, T., Pineda, C., Polanco, O., Putnam, D., Qureshi, A., Richards, M., Eldorado Riggs, A. J., Rodgers, M., Rud, M., Saini, N., Scalisi, D., Scharf, D., Schulz, K., Serabyn, G., Sigrist, N., Sikkia, G., Singleton, A., Shaklan, S., Smith, S., Southerd, B., Stahl, M., Steeves, J., Sturges, B., Sullivan, C., Tang, H., Taras, N., Tesch, J., Therrell, M., Tseng, H., Valente, M., Van Buren, D., Villalvazo, J., Warwick, S., Webb, D., Westerhoff, T., Wofford, R., Wu, G., Woo, J., Wood, M., Ziemer, J., Arney, G., Anderson, J., Maíz-Apellániz, J., Bartlett, J., Belikov, R., Bendek, E., Cenko, B., Douglas, E., Dulz, S., Evans, C., Faramaz, V., Feng, Y. K., Ferguson, H., Follette, K., Ford, S., García, M., Geha, M., Gelino, D., Götberg, Y., Hildebrandt, S., Hu, R., Jahnke, K., Kennedy, G., Kreidberg, L., Isella, A., Lopez, E., Marchis, F., Macri, L., Marley, M., Matzko, W., Mazoyer, J., McCandliss, S., Meshkat, T., Mordasini, C., Morris, P., Nielsen, E., Newman, P., Petigura, E., Postman, M., Reines, A., Roberge, A., Roederer, I., Ruane, G., Schwieterman, E., Sirbu, D., Spalding, C., Teplitz, H., Tumlinson, J., Turner, N., Werk, J., Wofford, A., Wyatt, M., Young, A., and Zellem, R., “The Habitable Exoplanet Observatory (HabEx) Mission Concept Study Final Report,” *arXiv e-prints*, arXiv:2001.06683 (Jan. 2020).
- [3] The LUVUOIR Team, “The LUVUOIR Mission Concept Study Final Report,” *arXiv e-prints*, arXiv:1912.06219 (Dec. 2019).
- [4] Pueyo, L., Kay, J., Kasdin, N. J., Groff, T., McElwain, M., Give’on, A., and Belikov, R., “Optimal dark hole generation via two deformable mirrors with stroke minimization,” *Appl. Opt.* **48**, 6296 (Nov. 2009).
- [5] Mazoyer, J., Pueyo, L., N’Diaye, M., Fogarty, K., Zimmerman, N., Lebouilleux, L., St. Laurent, K. E., Soummer, R., Shaklan, S., and Norman, C., “Active Correction of Aperture Discontinuities-Optimized Stroke Minimization. I. A New Adaptive Interaction Matrix Algorithm,” *AJ* **155**, 7 (Jan. 2018).
- [6] Mazoyer, J., Pueyo, L., N’Diaye, M., Fogarty, K., Zimmerman, N., Soummer, R., Shaklan, S., and Norman, C., “Active Correction of Aperture Discontinuities-Optimized Stroke Minimization. II. Optimization for Future Missions,” *AJ* **155**, 8 (Jan. 2018).
- [7] Will, S. D., Groff, T. D., and Fienup, J. R., “Jacobian-free coronagraphic wavefront control using nonlinear optimization,” *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems* **7**, 019002 (Jan. 2021).
- [8] Ruane, G., Mawet, D., Mennesson, B., Jewell, J., and Shaklan, S., “Vortex coronagraphs for the Habitable Exoplanet Imaging Mission concept: theoretical performance and telescope requirements,” *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems* **4**, 015004 (Jan. 2018).
- [9] Guyon, O., “Phase-induced amplitude apodization of telescope pupils for extrasolar terrestrial planet imaging,” *A&A* **404**, 379–387 (June 2003).
- [10] N’Diaye, M., Vigan, A., Dohlen, K., Sauvage, J.-F., Caillat, A., Costille, A., Girard, J. H. V., Beuzit, J.-L., Fusco, T., Blanchard, P., Le Merrer, J., Le Mignant, D., Madec, F., Moreaux, G., Mouillet, D., Puget, P., and Zins, G., “Calibration of quasi-static aberrations in exoplanet direct-imaging instruments with a Zernike phase-mask sensor. II. Concept validation with ZELDA on VLT/SPHERE,” *A&A* **592**, A79 (Aug. 2016).

- [11] Seo, B.-J., Patterson, K., Balasubramanian, K., Crill, B., Chui, T., Echeverri, D., Kern, B., Marx, D., Moody, D., Mejia Prada, C., Ruane, G., Shi, F., Shaw, J., Siegler, N., Tang, H., Trauger, J., Wilson, D., and Zimmer, R., “Testbed demonstration of high-contrast coronagraph imaging in search for Earth-like exoplanets,” in [*Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*], *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* **11117**, 111171V (Sept. 2019).
- [12] Coyle, L. E., Knight, J. S., Pueyo, L., Arenberg, J., Bluth, M., East, M., Patton, K., and Bolcar, M. R., “Large ultra-stable telescope system study,” in [*UV/Optical/IR Space Telescopes and Instruments: Innovative Technologies and Concepts IX*], *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* **11115**, 111150R (Sept. 2019).
- [13] Wallace, J. K., Rao, S., Jensen-Clem, R. M., and Serabyn, G., “Phase-shifting Zernike interferometer wavefront sensor,” in [*Proc. SPIE*], *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* **8126**, 81260F (Sept. 2011).
- [14] N’Diaye, M., Dohlen, K., Fusco, T., and Paul, B., “Calibration of quasi-static aberrations in exoplanet direct-imaging instruments with a Zernike phase-mask sensor,” *A&A* **555**, A94 (July 2013).
- [15] Guyon, O., “Limits of Adaptive Optics for High-Contrast Imaging,” *ApJ* **629**, 592–614 (Aug. 2005).
- [16] Ruane, G., Wallace, J. K., Steeves, J., Mejia Prada, C., Seo, B.-J., Bendek, E., Coker, C., Chen, P., Crill, B., Jewell, J., Kern, B., Marx, D., Poon, P. K., Redding, D., Eldorado Riggs, A. J., Siegler, N., and Zimmer, R., “Wavefront sensing and control in space-based coronagraph instruments using Zernike’s phase-contrast method,” *arXiv e-prints*, arXiv:2010.10541 (Oct. 2020).
- [17] Shi, F., Balasubramanian, K., Hein, R., Lam, R., Moore, D., Moore, J., Patterson, K., Poberezhskiy, I., Shields, J., Sidick, E., Tang, H., Truong, T., Wallace, J. K., Wang, X., and Wilson, D., “Low-order wavefront sensing and control for WFIRST-AFTA coronagraph,” *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems* **2**, 011021 (Jan. 2016).
- [18] N’Diaye, M., Choquet, E., Pueyo, L., Elliot, E., Perrin, M. D., Wallace, J. K., Groff, T., Carlotti, A., Mawet, D., Sheckells, M., Shaklan, S., Macintosh, B., Kasdin, N. J., and Soummer, R., “High-contrast imager for complex aperture telescopes (HiCAT): 1. testbed design,” in [*Techniques and Instrumentation for Detection of Exoplanets VI*], Shaklan, S., ed., *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* **8864**, 88641K (Sept. 2013).
- [19] N’Diaye, M., Choquet, E., Pueyo, L., Elliot, E., Perrin, M. D., Wallace, J., Anderson, R. E., Carlotti, A., Groff, T. D., Hartig, G. F., Kasdin, J., Lajoie, C., Levecq, O., Long, C., Macintosh, B., Mawet, D., Norman, C. A., Shaklan, S., Sheckells, M., Sivaramakrishnan, A., and Soummer, R., “High-contrast imager for Complex Aperture Telescopes (HiCAT): testbed design and coronagraph developments,” in [*American Astronomical Society Meeting Abstracts #223*], *American Astronomical Society Meeting Abstracts* **223**, 149.13 (Jan. 2014).
- [20] N’Diaye, M., Mazoyer, J., Choquet, É., Pueyo, L., Perrin, M. D., Egron, S., Leboulleux, L., Levecq, O., Carlotti, A., Long, C. A., Lajoie, R., and Soummer, R., “High-contrast imager for complex aperture telescopes (HiCAT): 3. first lab results with wavefront control,” in [*Techniques and Instrumentation for Detection of Exoplanets VII*], Shaklan, S., ed., *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* **9605**, 96050I (Sept. 2015).
- [21] Leboulleux, L., N’Diaye, M., Riggs, A. J. E., Egron, S., Mazoyer, J., Pueyo, L., Choquet, E., Perrin, M. D., Kasdin, J., Sauvage, J.-F., Fusco, T., and Soummer, R., “High-contrast imager for Complex Aperture Telescopes (HiCAT). 4. Status and wavefront control development,” in [*Space Telescopes and Instrumentation 2016: Optical, Infrared, and Millimeter Wave*], MacEwen, H. A., Fazio, G. G., Lystrup, M., Batalha, N., Siegler, N., and Tong, E. C., eds., *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* **9904**, 99043C (July 2016).
- [22] Laginja, I., Brady, G., Soummer, R., Egron, S., Moriarty, C., Lajoie, C.-P., Bonnefois, A., Michau, V., Choquet, É., Ferrari, M., Leboulleux, L., Levecq, O., N’Diaye, M., Perrin, M. D., Petrone, P., Pueyo, L., and Sivaramakrishnan, A., “James Webb Space Telescope optical simulation testbed V: wide-field phase retrieval assessment,” in [*Space Telescopes and Instrumentation 2018: Optical, Infrared, and Millimeter Wave*], Lystrup, M., MacEwen, H. A., Fazio, G. G., Batalha, N., Siegler, N., and Tong, E. C., eds., *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* **10698**, 106983N (Aug. 2018).

- [23] Moriarty, C., Brooks, K., Soummer, R., Perrin, M., Comeau, T., Brady, G., Gontrum, R., and Petrone, P., “High-contrast imager for complex aperture telescopes (HiCAT): 6. software control infrastructure and calibration,” in [*Space Telescopes and Instrumentation 2018: Optical, Infrared, and Millimeter Wave*], Lystrup, M., MacEwen, H. A., Fazio, G. G., Batalha, N., Siegler, N., and Tong, E. C., eds., *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* **10698**, 1069853 (Aug. 2018).
- [24] Chambouleyron, V., Fauvarque, O., Sauvage, J. F., Dohlen, K., Levraud, N., Vigan, A., N’Diaye, M., Neichel, B., and Fusco, T., “Variation on a Zernike wavefront sensor theme: Optimal use of photons,” *A&A* **650**, L8 (June 2021).
- [25] Pourcelot, R., N’Diaye, M., Brady, G., Carbillet, M., Dohlen, K., Fowler, J., Laginja, I., Maclay, M., Noss, J., Perrin, M., Petrone, P., Por, E., Sauvage, J.-F., Soummer, R., Vigan, A., and Will, S., “Estimating low-order aberrations through a Lyot coronagraph with a Zernike wavefront sensor for exoplanet imaging,” in [*Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*], *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* **11443**, 1144346 (Dec. 2020).
- [26] Lyot, B., “Étude de la couronne solaire en dehors des éclipses. Avec 16 figures dans le texte.,” *ZAp* **5**, 73 (1932).
- [27] Noss, J., Fowler, J., Moriarty, C., Brooks, K. J., Laginja, I., Perrin, M. D., Soummer, R., Comeau, T., and Olszewski, H., “spacetelescope/catkit: v0.36.1,” (July 2021).
- [28] Gavel, D. T. and Wiberg, D., “Toward Strehl-optimizing adaptive optics controllers,” in [*Adaptive Optical System Technologies II*], Wizinowich, P. L. and Bonaccini, D., eds., *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* **4839**, 890–901 (Feb. 2003).
- [29] Guyon, O. and Males, J., “Adaptive Optics Predictive Control with Empirical Orthogonal Functions (EOFs),” *arXiv e-prints*, arXiv:1707.00570 (July 2017).

Résumés

Résumé en français

Former des images d'exoplanètes, et plus particulièrement des exo-Terres, représente un défi technologique considérable en raison du fort contraste, allant jusqu'à 10^{-10} , et de la faible séparation angulaire, moins de 50 milliarcsecondes, entre l'étoile et la planète. Les grands télescopes constituent une option attrayante pour obtenir la résolution et la sensibilité suffisantes afin d'accéder au flux lumineux issu de la planète. Ces futurs observatoires disposeront de miroirs primaires segmentés, débouchant sur un diamètre total de plus de 30 m au sol et au delà de 6 m dans l'espace. En outre, combiner ces télescopes avec un coronographe qui rejette la lumière stellaire est une solution encourageante pour rendre le contraste plus favorable à l'étude d'exoplanètes. Des designs récents de coronographes couplés à de l'optique active permettent de creuser un trou sombre dans l'image d'une étoile observée, afin d'atteindre les niveaux de contraste requis. Néanmoins, de nombreuses sources d'instabilité, telles que les variations thermiques, les vibrations ou les contraintes mécaniques, génèrent des aberrations optiques qui empêchent le maintien du contraste pendant les observations. L'utilisation combinée de plusieurs analyseurs de surface d'onde et miroirs déformables apparaît alors comme un moyen primordial pour maîtriser ces aberrations en temps réel.

En revisitant les méthodes d'optique adaptative (OA) destinées à corriger les effets de la turbulence atmosphérique sur l'image d'une étoile, cette thèse propose des approches de stabilisation active de contraste d'un coronographe pour des aberrations à divers régimes de fréquences spatiales ou temporelles, dans le cas de grands télescopes au sol ou dans l'espace. Dans la démarche présentée, un analyseur de surface d'onde de Zernike (ZWFS) est mis en œuvre pour tirer profit de son excellente sensibilité et ainsi exploiter au mieux les photons disponibles.

Pour les futurs grands télescopes segmentés au sol, tels que l'Extremely Large Telescope ou le Thirty Meter Telescope, la première solution présentée dans cette thèse est l'emploi d'un deuxième étage d'OA intercalé entre le premier étage et un coronographe. Cette stratégie basée sur un ZWFS rend possible la mesure et la correction de plusieurs types d'aberrations au plus près du coronographe, tels que les aberrations de chemin non-communes non visibles par l'OA, les résidus de turbulence non corrigés, ou les défauts de cophasage des segments du miroir primaire. Des tests expérimentaux sur le banc MITHiC ont permis de valider le contrôle de ces erreurs à un niveau nanométrique.

Dans la perspective des télescopes post-James Webb, une seconde approche est ensuite proposée afin de stabiliser un coronographe conçu pour le spatial. Dans ce cas, le ZWFS est installé dans la lumière rejetée par le coronographe et contenant des informations sur les aberrations de bas ordre. L'analyseur laisse ainsi intact le signal pour les observations. Une première démonstration d'une boucle d'asservissement de ces erreurs est présentée sur le banc HiCAT. L'expérience valide la correction des aberrations introduites par des perturbations du banc au niveau sub-nanométrique, ainsi que la stabilisation du contraste en plan focal de manière aveugle. Dans l'optique d'un système complet d'imagerie à haut contraste, la boucle de correction est ensuite combinée à l'algorithme creusant les trous sombres en plan focal avec des miroirs déformables communs, ouvrant la voie à une utilisation en parallèle de multiples systèmes de contrôle de front d'onde.

Ces résultats de stabilisation de coronographes constituent une étape essentielle vers la réalisation d'observatoires capables d'imager et d'analyser spectralement des planètes similaires à la Terre.

Mots clés : Contrôle de front d'onde, Coronographie, Instrumentation optique, Astronomie, Exoplanètes

English summary

Imaging exoplanets, especially exo-Earths, is a considerable technological challenge because of the high contrast, up to 10^{-10} , and the small angular separation, less than 50 milliarcseconds, between the star and the planet. Large telescopes represent an attractive option to achieve the resolution and sensitivity to access the light flux from the planet. These future observatories will use segmented primary mirrors, leading to a total diameter of more than 30 m on the ground and more than 6 m in space. In addition, combining these telescopes with a coronagraph that rejects starlight is an encouraging solution to make the contrast more favorable for exoplanet studies.

Recent designs of coronagraphs coupled with active optics allow digging a dark hole in the image of an observed star, thus providing the required contrast levels. Nevertheless, many sources of instability, such as thermal variations, vibrations, or mechanical constraints, generate optical aberrations that prevent the maintenance of contrast during observations. The combined use of several wavefront sensors and deformable mirrors appears to be a critical means to control these aberrations in real time.

By revisiting adaptive optics (AO) methods designed to correct for the effects of atmospheric turbulence on the image of a star, this thesis shows approaches for active stabilization of a coronagraph contrast. The proposed solutions cover various spatial or temporal frequency regimes of aberrations, in the case of large telescopes on the ground or in space. In the presented approach, a Zernike wavefront sensor (ZWFS) is implemented to take advantage of its excellent sensitivity and thus to optimally exploit the available photons.

For future large, segmented ground-based telescopes, such as the Extremely Large Telescope or the Thirty Meter Telescope, the first solution presented in this thesis is to use a second stage AO inserted between the first stage and a coronagraph. This ZWFS-based strategy enables the measurement and the correction for several types of aberrations as close as possible to the coronagraph. These aberrations include non-common path aberrations that are invisible by the AO, uncorrected turbulence residuals, or cophasing errors of the primary mirror segments. Experimental tests on the MITHiC testbed have validated the control of these errors at the nanometric level.

In the prospect of post-James Webb telescopes, a second approach is then proposed to stabilize a coronagraph designed for space applications. In this case, the ZWFS is installed in the light rejected by the coronagraph and containing information on the low-order aberrations. The sensor thus leaves the signal intact for observations. A first demonstration of a control loop is presented on the HiCAT testbed. The experiment validates the correction at the sub-nanometric level of aberrations introduced by testbed perturbations, as well as the blind stabilization of the contrast in the focal plane. In the perspective of a complete high-contrast imaging architecture, the correction loop is then combined with the dark hole algorithm with common deformable mirrors, paving the way for parallel use of multiple wavefront control systems.

These coronagraph stabilization results represent an essential step towards the realization of observatories capable of imaging and spectrally analyzing Earth-like planets.

Keywords : Wavefront control, Coronagraphy, Optical instrumentation, Astronomy, Exoplanets

Remerciements

Bien que signée par mon nom uniquement, cette thèse n'aurait pas été possible sans le soutien de nombreuses personnes. Pour cela, je tiens à remercier particulièrement mes encadrants, Mamadou et Marcel, qui m'ont épaulé / aidé / supporté au jour le jour, et m'ont transmis les outils nécessaires à mon insertion dans le milieu de la recherche. Lors de nos réunions au bâtiment Fizeau, sur Zoom ou lors de nos repas du jeudi ou du vendredi midi, ce fut un plaisir de pouvoir évoluer et apprendre à vos côtés. Encore merci pour votre aide précieuse et votre soutien permanent. Merci à Mamadou pour les relectures de dernière minute, les rushs pour la soumission de proposals et de résumés, pour la motivation lorsque j'en manquais, pour le temps passé à relire et corriger la langue et le fond, que ce soit en français ou en anglais. Merci de m'avoir placé en haut de ta liste de priorité, pourtant bien chargée! Et même si officiellement il n'apparaît pas comme encadrant, je voudrais remercier ici Rémi qui m'a ouvert les portes de son laboratoire à Baltimore, à distance et même en personne, et qui a su donner du sens à mon travail. Combien de fois un appel Slack de 5 min résolvait une journée de recherches infructueuses! Je voudrais également remercier les rapporteurs Dimitri et David, ainsi que les membres du jury Vanessa, Elsa, Élodie, Arthur et Ludovic, qui ont accepté de se pencher sur mon travail, et de prendre le temps de valider ces trois années.

Je voudrais remercier la région SUD et TAS qui grâce à leur financement, ont rendu cette thèse possible, ainsi que l'Université Côté d'Azur et l'école doctorale pour la gestion des doctorants. Et plus généralement, je voudrais remercier le système éducatif français dans son ensemble, souvent critiqué, mais qui m'a permis, à moi, venant d'une famille modeste de la campagne française, de mener de longues études sans avoir à souscrire à un emprunt, à prendre un emploi à côté, ou à nécessiter une importante participation financière de mes parents. J'ai bénéficié d'un système social rare, et j'espère que cela pourra continuer pour nos successeurs.

Bien que ma thèse ait commencée fin 2019 à Nice, mon histoire avec l'astronomie a véritablement débuté à Marseille, alors que j'étais apprenti au service optique du Laboratoire d'Astrophysique de Marseille. En particulier, je voudrais remercier Kjetil, mon mentor pendant ces trois ans. Il m'a transmis sa passion pour le domaine de Fourier, pour le design optique en fichiers KD-compatible, et m'a introduit à l'imagerie à haut contraste. Il m'a même présenté sans que je ne m'en doute à mes futurs collègues, et qui m'a fait visiter le laboratoire dans lequel j'effectuerai mon premier postdoc, 5 ans après! Tu as su me faire apprendre de manière progressive et adaptée, m'aiguiller sans jamais me contraindre et me mettre en relation avec les bonnes personnes. Encore merci! Et un immense merci également à Arthur, qui m'a encadré / supporté / aidé sur ces mêmes thématiques et qui m'a poussé dans les bras de Mamadou à Nice. J'ai une pensée également pour Anne-Lise, de l'Institut d'Optique, qui a suivi de près ma formation à Marseille. Beaucoup d'autres personnes m'ont aidé et inspiré à Marseille, et pour cela je remercie, en en oubliant malheureusement, Lucie, Mathieu, Grégoire, Eduard, Vincent, Gilles, Taïssir, Samir, Kelly, Mélanie,

Olivier, Olivier, Benoit, Jeff, Anne, Fabrice, Amandine et David. Merci de m'avoir donné un aperçu de vos passionnants champs de recherche ou de la vie à Marseille. Le succès de ce prélude à Marseille, je le dois également à Raoul, Sophie et leurs enfants, qui m'ont accueilli chez eux pendant plus de deux ans et chez qui j'ai beaucoup appris. C'est toujours un plaisir de repasser chez vous, que ce soit pour un repas, un tour de bateau, pour transplanter un arbre, ou creuser une piscine. J'ai aussi une pensée pour deux de mes colocataires, Charles, que j'espère retrouver au gré du courant aux Etats-Unis, et Perla, fille au pair hors pair, qui a su me donner envie de découvrir le Mexique.

Au cours de la thèse à proprement parler, j'ai eu la chance de partager mon quotidien avec une folle équipe de doctorants et post-doctorants. Merci à Guillaume, pour le partage de sa passion pour la photographie et l'astrophotographie. Et, avec Peter et Nick, merci pour le partage de ce bureau pendant 3 ans, ces discussions sur l'optique, la photonique, les conférences SPIE, le fromage, Python ou les problèmes administratifs. Parmi nos aînés au laboratoire, merci Romain pour les tours de VTT, Clément et Adrien pour les conseils. Merci aux « jeunes », stagiaires, ingénieurs, doctorants et post-doctorants, Coline, Dinil, Nayeem, Adrien, Pierre, James, Raoul, Mary Joe, Maria Chiara, Max, Nico, Margaux, Mathis, Alohotsy, Yacine et tous ceux que j'oublie, pour les discussions, les repas de midi, les pauses café, les sorties restaurant, les dîners de Noël, les après-midi jeux de sociétés et les parties de billard. En particulier, merci à Cyril pour les randonnées, les découvertes culinaires, les discussions philosophiques et l'aide pour les déménagements. Merci à Jérémy et Elena également pour nous avoir souvent reçu chez vous et avoir été à l'origine de nombreuses activités. Merci également aux permanents, ou du moins aux collègues présents pour une plus longue durée, pour leur disponibilité, leurs conseils et leur bonne humeur, que ce soit Franz, Patrice, Mathilde, Olivier, Stéphane, Fatme, Astrid, Sylvie, Aurélien ainsi que tous ceux que je croisais régulièrement à la machine à café ou pour le repas de midi. Je voudrais aussi remercier l'équipe administrative, en particulier Sophie et Isabelle, pour leur soutien et leur patience. Et surtout leurs réponses à mes questions bizarres et à mes demandes de missions alambiquées que j'essayais d'organiser avec plus ou moins de succès.

Mes travaux m'ont amené à collaborer avec principalement deux laboratoires. Le premier, à la suite de mon apprentissage, est le LAM avec l'équipe HiRISE. En particulier, un grand merci à Arthur, Maxime et Mona pour leur aide lors des manipulations de MITHiC à distance! J'espère que le projet pourra donner les résultats escomptés! Et je ne peux te souhaiter, Mona, que le meilleur pour la fin de ta thèse. Le second laboratoire, c'est au STScI à Baltimore, où j'ai eu la chance de me rendre deux fois, au tout début de la thèse, et à la toute fin. The Makidon Lab, despite the distance and the remote-only interactions due to the Covid-19 pandemic, managed to make me feel comfortable in its team. Thank you, Emiel, Marshall, and Laurent, for the time, the patience, and the detailed explanations on complicated topics. Thank you, Ananya, Pete, Matt, Meiji, Scott, Julien, Bry, Greg et Joe for your welcome in May 2022, and your availability, especially when I needed to turn a knob on HiCAT. I have always been amazed how quickly someone would process my request despite your all busy schedules. You're doing amazing work, and it's going to be a pleasure and an honor to come work with you! I was also able to visit some other laboratories, and I would like to thank Scott, Niel and Tyler at GSFC, Ewan in Tucson, Dimitri, Arielle, Jorge, Kent and Axel in Pasadena, Bruce in Stanford, Becky, Maissa, Maaïke and Jules in Santa Cruz for their very warm welcome during my visit. A special thank will go for Jules who took me to a Santa Cruz triathlon that was very, very well appreciated!

Eine Person, die in viele Kategorien gedankt kann, verdient eine besondere Erwähnung. Ich habe sie in Marseille, in Nice, in Baltimore und in Paris getroffen. Sie hat mir geholfen,

sobald ich brauchte. Sie hat mir viel erklärt, wie das Manuskript schreiben, wie Git und HiCAT benutzen, wie die Welt im Ausland läuft. Sie hat mich sofort mit ihren Freunden Kontakte anknüpfen lassen. Sie hat mein English so oft überprüft. Wenn Leute uns fragen, wie wir uns kennen, können wir nicht sagen, dass wir echte Kollegen sind. Aber sie ist wirklich eine Freundin. Wenn es ein Wort gibt, dass ich während der Kaffeepause in Karlobag gelernt habe, ist es allerdings "Hvala", Iva.

Avoir mené à bien cette thèse n'aurait pu se faire si je n'avais été bien entouré également dans ma vie privée. J'ai eu la chance de vivre en collocation avec trois personnes différentes mais toutes fantastiques, qui ont rendu mes soirées et week-end beaucoup plus animées. Zuerst, Elisabeth, die die Freundlichkeit und die Geduld mir in ihrer Wohnung geschenkt hat. Es tut mir noch Leid um den Apfelkuchen! Ich wünsche Sie fröhliche und lebendige Mitbewohnerinnen zu finden, und Ihren großartigen Enkelkindern aufwachsen zu sehen. Then had I the luck to share and apartment with Suman. Again, what else to say than thank you? Thank you for the culinary exchanges and for the long and interesting discussions. I will definitely try again to cook the Tandoori chicken! Goodspeed in Graz! Et finalement, un grand merci à Camille, pour avoir partagé sans prise de tête cet appartement, pour avoir grandement amélioré la décoration et l'aménagement, pour les smoothies les discussions de course à pied, et pour m'avoir inclus dans les sorties des doctorants de « là-haut ». C'était un soulagement de t'avoir comme colocataire, et encore merci d'avoir trouvé un locataire suivant. Bon courage pour la suite!

Je ne peux dissocier mon séjour à Nice de mes activités sportives, qui m'ont permis de garder un rythme de vie sain au travail. J'ai véritablement découvert dans les montagnes le vélo, avec Romain puis avec Hector, mon compagnon d'aventures non raisonnables. Encore merci Hector de m'avoir soufflé de m'inscrire à un club de triathlon. Je ne peux remercier individuellement tous les membres de la Team Nissa Triathlon, qui m'ont accepté parmi eux et motivé. J'ai pu bénéficier des conseils de deux merveilleux entraîneurs, Jules, un vrai magicien, qui a réussi à me (ré)apprendre à nager en un temps record, ou du moins ne pas couler, et à Justine, qui m'a fait aimer la course à pied. Et un grand merci à mes camarades d'entraînement : Diane, pour les séances (douloureuses!) de renforcement, pour le pacing en course à pied, pour les covéloturages, la motivation, les conseils et bien d'autres choses. Bon courage pour ta thèse, cela va bien se passer, j'en suis sûr! Tristan, mon compère du laboratoire, pour nos belles sorties vélo; JB, pour les sorties vélos à chasser les cyclistes qui nous doublaient; Will et Steph pour les fou-rires au bord de la piste d'entraînement; Andrea pour ta bonne humeur contagieuse. Et également en lien avec le triathlon, merci à Valentin de m'avoir inclus dans son étude, et de m'avoir patiemment et très professionnellement expliqué pourquoi il me faisait pédaler en soufflant dans des tuyaux puis m'attachait sur une chaise pour m'envoyer des impulsions électriques. J'espère que cela donnera de beaux résultats dans ta thèse! Et enfin, merci à l'équipe OCPlus1 pour avoir couru le marathon Nice-Cannes par équipe. C'était un moment incroyable, et encore bravo à tous pour le classement!

De mon enfance ou de mon adolescence, j'ai gardé quelques liens particuliers. D'une part, Rémi qui m'a épaulé depuis le lycée pour les classes préparatoires, que j'ai retrouvé sur le plateau de Saclay, à Marseille, puis de nouveau à Bourg en Bresse. Merci et bon courage pour la suite, d'autant plus si c'est en thèse! Rémi également (un autre!), que j'ai pu revoir, pour la première fois depuis... 14 ans, sur la Côte d'Azur. Je dois aussi beaucoup à Sylvain, ami de toujours, mon initiateur au vélo, camarade de randonnées, de promenades, de ramassages de champignons, de soirée crêpes, fendage de bois, de discussions politique et de culture générale, de parties de Factorio pendant les confinements (et tout ça pendant la thèse!). Je te dois l'essentiel de mes connaissances en informatiques, grâce à tes explica-

tions de très haut vol, sur des concepts dont j'ignorais totalement l'existence et qui se sont révélés fort utiles pour les travaux de recherche. Je voudrais remercier également Bernard et Huguette, toujours présents, qui sont derrière mon initiation à la photographie qui m'a amenée à faire de l'optique... et dont on connaît la suite.

Enfin, last but not least, je voudrais remercier ma famille à qui je dois beaucoup, mes grands-parents, que ne vois que trop rarement, mes oncles, mes tantes, mes cousins qui m'ont montré que de nombreux chemins étaient possibles. Même si nous sommes répartis en France ou à l'étranger, c'est toujours un très grand plaisir de vous retrouver, quel que soit l'endroit. Merci à vous tous du fond du cœur. J'ai la chance de d'avoir une sœur et un frère, Anne et Benoît, qui me sont très chers. Merci à Anne, pour ses visites à Nice, pour les cours de ski de fond, les sorties de randonnée, de vélo et les idées de projet, les activités sportives de dernière minute, les tentatives de duos Sax – Piano, les nombreuses nuits d'hébergement à Villeurbanne ou à Melun. De même, merci à Benoît pour les nombreuses nuit où j'ai squatté chez toi, pour la folie que tu amènes dans ma vie, pour nos projets stupides de piscine creusée à la main, de briqueterie artisanale, de voyage à vélo La Tranclière – Marseille et j'en passe. Et merci pour les nombreuses anecdotes croustillantes que tu me permets de raconter, et pour casser la monotonie de nos vies d'adultes. Et merci à tous les deux de votre disponibilité pour monter ces projets ambitieux, et en particulier ces deux semaines de voyage à vélo qui ont été mon échappement nécessaire après la soumission du manuscrit. Et finalement, je ne pourrai conclure sans adresser un immense merci à nos parents, qui nous ont permis de grandir dans un environnement serein et stable en nous protégeant de nombreux problèmes. Les études, les activités sportives, la musique, le permis de conduire : vous nous avez dédié un temps immense pour que tout nous semble facile. Merci de m'avoir soutenu dans mes projets d'études sans poser de question et de m'avoir fait confiance, merci d'être venu me chercher à la gare quelque soit l'horaire, de m'avoir hébergé pendant presque un an de la thèse et d'avoir soulagé le poids des confinements et d'avoir relu le manuscrit jusqu'à ces remerciements. En un mot, merci de m'avoir donné et transmis les outils nécessaires pour arriver jusqu'ici.