



HAL
open science

Comparaison des techniques d'analyse de surface d'onde en plan focal dédiées aux missions spatiales d'imagerie directe et de spectroscopie des planètes extrasolaires

Axel Potier

► To cite this version:

Axel Potier. Comparaison des techniques d'analyse de surface d'onde en plan focal dédiées aux missions spatiales d'imagerie directe et de spectroscopie des planètes extrasolaires. Instrumentation et méthodes pour l'astrophysique [astro-ph.IM]. Paris Sciences et Lettres; Observatoire de Paris – LESIA, 2020. Français. NNT: . tel-03065844v1

HAL Id: tel-03065844

<https://theses.hal.science/tel-03065844v1>

Submitted on 15 Dec 2020 (v1), last revised 5 Jul 2021 (v2)

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

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



THÈSE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITÉ PSL

Préparée à l'Observatoire de Paris

**Comparaison des techniques d'analyse de surface d'onde
en plan focal dédiées aux missions spatiales d'imagerie
directe et de spectroscopie des planètes extrasolaires**

Soutenue par

Axel POTIER

Le 11 Septembre 2020

École doctorale n°127

**Astronomie et Astrophysique
d'île-de-France**

Spécialité

Astronomie et Astrophysique

Composition du jury :

Stéphane MAZEVET
Directeur de Recherche, LUTH

Président

Laurent PUEYO
Astronome, STScI

Rapporteur

Fabien MALBET
Directeur de Recherche, IPAG

Rapporteur

Maud LANGLOIS
Directrice de Recherche, CRAL

Examinatrice

Mathilde BEAULIEU
Ingénieur de Recherche, J.-L. Lagrange

Examineur

Anthony BOCCALETTI
Chargé de Recherche, LESIA

Directeur de thèse

Pierre BAUDOZ
Astronome adjoint, LESIA

Directeur de thèse

Raphaël GALICHER
Maître de Conférence, LESIA

*Directeur de thèse
(invité)*



THÈSE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITÉ PSL

Préparée à l'Observatoire de Paris

**Comparaison des techniques d'analyse de surface d'onde
en plan focal dédiées aux missions spatiales d'imagerie
directe et de spectroscopie des planètes extrasolaires**

Soutenue par

Axel POTIER

Le 11 Septembre 2020

École doctorale n°127

**Astronomie et Astrophysique
d'île-de-France**

Spécialité

Astronomie et Astrophysique

Composition du jury :

Stéphane MAZEVET
Directeur de Recherche, LUTH

Président

Laurent PUEYO
Astronome, STScI

Rapporteur

Fabien MALBET
Directeur de Recherche, IPAG

Rapporteur

Maud LANGLOIS
Directrice de Recherche, CRAL

Examinatrice

Mathilde BEAULIEU
Ingénieur de Recherche, J.-L. Lagrange

Examineur

Anthony BOCCALETTI
Chargé de Recherche, LESIA

Directeur de thèse

Pierre BAUDOZ
Astronome adjoint, LESIA

Directeur de thèse

Raphaël GALICHER
Maître de Conférence, LESIA

*Directeur de thèse
(invité)*



Résumé

Comprendre la formation, l'évolution et la surprenante diversité des planètes extrasolaires est un des grands enjeux de l'astrophysique moderne. En deux décennies, de nombreuses découvertes ont déjà révélé la nature complexe de plus de 4000 objets. Pourtant, on connaît peu de choses sur l'atmosphère de ces planètes alors qu'il s'agit d'un point crucial pour déterminer les conditions d'apparition de la vie ailleurs que sur Terre. L'imagerie directe est une technique appropriée à l'étude spectrale des atmosphères d'exoplanètes similaires à celles du Système Solaire.

L'imagerie des exoplanètes est cependant limitée par le très grand contraste et par la proximité angulaire entre exoplanètes et étoiles. Des techniques optimisées pour l'imagerie à très haute dynamique telles que la coronagraphie sont donc indispensables. Les coronographes atténuent la lumière des étoiles sans affecter le signal provenant de leur environnement proche pour le révéler. Cependant, la turbulence atmosphérique, ainsi que les défauts de polissage, les erreurs d'alignement et les dilatations thermiques des télescopes qui peuvent varier avec le temps limitent encore leurs performances. Des techniques de correction active d'aberrations composées de miroirs déformables et d'analyseurs de surface d'onde équipe-ront alors les futurs instruments haute-dynamiques tels que les projets spatiaux WFIRST, HaBEX ou LUVOIR ou encore les instruments aux foyers des *Extremely Large telescopes*. L'instrument Très Haute Dynamique 2 (THD2) situé à l'Observatoire de Paris/LESIA est un banc de test dédié à ce type d'activité. Durant ma thèse, j'ai comparé et testé plusieurs algorithmes d'analyse et de contrôle du front d'onde développés par différentes équipes en Europe et aux États-Unis dans les mêmes conditions de stabilité sur le THD2. Lors de ces tests, la technique d'analyse *pair-wise* associée à une technique de conjugaison du champ électrique a d'ailleurs démontré d'excellentes performances en contraste dans des conditions spatiales, sans aucune modification du design optique de l'instrument. À partir de cette expérience, j'ai aussi implémenté cette méthode sur l'instrument haute dynamique VLT/SPHERE dont les résultats sur source interne laissent entrevoir des améliorations en contraste de plusieurs ordres de grandeur.

Abstract

Understanding the formation, the evolution and the diversity of extrasolar planets is an important purpose in modern astrophysics. More than 4,000 objects have been discovered since the first discovery of an exoplanet orbiting a solar-type star in 1995. Knowledge about atmospheres of these planets is crucial to determine the conditions for the appearance of life. The foreseen way for planets in the outer part of their system is direct imaging that can record exoplanet spectra.

Imaging is however limited by high contrasts and small angular distances between exoplanets and stars. Techniques optimized for high-contrast imaging such as coronagraphy are therefore essential. Coronagraphs attenuate the starlight without affecting the faint signal of their environment. However, atmospheric turbulence, as well as polishing defects, alignment errors and thermal expansions of telescopes which can vary over time still limit their performance. Techniques dedicated to active correction of aberrations relying on deformable mirrors and wavefront sensors will equip future high-contrast imaging facilities such as WFIRST, HaBEX or LUVOIR spacecrafts or the Extremely Large telescopes.

The instrument *Très Haute Dynamique 2* (THD2) located at *Observatoire de Paris/LESIA* is a testbed dedicated to the preparation of such projects. During my PhD, I tested and compared several wavefront sensor and control algorithms, originally developed by different teams in Europe and in the United-States, under the same environmental conditions on the THD2. During these tests, the pair-wise sensor combined with an electric field conjugation technique has demonstrated excellent contrast performance under spatial conditions, without any modification of the instrument optical path. I also implemented this method on the high-contrast VLT/SPHERE instrument in which we performed improvements in contrast of several orders of magnitude with the calibration unit.

Remerciements

Écrites depuis Pasadena, ces lignes viennent clôturer une parenthèse de trois ans passée à l'Observatoire de Paris. Trois longues années remplies de découvertes, de voyages, de rencontres et d'épanouissement aussi bien professionnel que personnel. Ces trois ans, je ne suis pas près de les oublier. J'aimerais pour cela remercier tous ceux qui y ont participé.

J'ai toujours été convaincu que la réussite d'une thèse est principalement liée à la qualité de l'encadrement. Je réalise pleinement aujourd'hui à quel point j'ai été chanceux de tomber sur mes trois brillants directeurs : Pierre, Raphaël et Anthony. Je les remercie d'abord infiniment tous les trois de m'avoir fait confiance pour intégrer leur équipe, sur un sujet qui leur tenait à cœur.

Anthony, merci pour avoir suivi méticuleusement mon travail de thèse et relu ce manuscrit en détails malgré tes missions administratives de plus en plus importantes. Ta passion contagieuse des exoplanètes et des disques a régulièrement sonné comme une piqure de rappel pour me remotiver au développement instrumental dédié. Aussi, j'attends mon chez moi permanent pour acquérir mon premier bonsaï japonais !

Raphaël, merci beaucoup pour la pédagogie et l'enthousiasme dont tu as fait preuve du début à la fin de cette thèse. Ta capacité de travail m'a sincèrement impressionné (je pense toujours que tu souhaitais ma mort au Chili). Je chercherai à conserver la rigueur que tu as essayé de me transmettre dans mes futures aventures professionnelles. J'ai aussi apprécié nos aventures au Canada où nous avons probablement porté chance à l'équipe de Toronto pour leur titre NBA, en les encourageant autour d'une bonne bière. Si je me suis récemment mis au vélo, ne compte pas sur moi pour tester le Hockey sur glace !

Pierre, merci infiniment pour tout le temps que tu as passé à me former. Tu m'as fait découvrir les détails les plus sombres de l'imagerie haute-dynamique. Ta porte toujours ouverte, j'ai pu poser mes questions les plus stupides à toute heure de la journée. J'ai toujours admiré ta capacité à trouver la solution à mes problèmes de codes en 10 secondes montre en main : "-Tu as essayé ça ? -Ah bah non. *Reviens deux minutes plus tard* Ça fonctionne!". Et cerise sur le gâteau, tu n'as jamais montré signe d'impatience, malgré mon régulier entêtement. Nos discussions variées (et les repas) du self furent aussi des moments fort agréables. N'oublie plus jamais d'emmener ta propre tasse pour le café !

Je souhaiterais aussi remercier toutes les personnes avec qui j'ai partagé le bureau pendant un temps plus ou moins long (le chassé croisé est important au bâtiment 17). Elsa, qui, en plus d'être une jeune chercheuse de grande qualité, prend même le temps de faire deux beaux enfants dans ces trois ans (tandis que je peine à cuire des pâtes le soir en rentrant). Merci à la *indian connection*, Garima et Trisha, qui ont rendu le quotidien plus épicé (au sens figuré comme pour les papilles). Merci d'avoir supporté mes plaisanteries pas toujours de qualité. Merci à Lucie pour sa bonne humeur débordante, ses nombreuses pâtisseries maison, et pour avoir trouvé le nom du code que j'ai développé. Bravo encore

pour l'obtention de la bourse l'Oréal! Merci à Johan d'avoir partagé ses expériences de postdoc ainsi que son quotidien de chercheur fraîchement recruté. Avec ce soutien supplémentaire, l'équipe est de taille à affronter tous les défis qui l'attendent. Merci à Clément, Fabien et Tobias pour m'avoir aussi bien accueilli en première année. Merci enfin à Coline, Fériel, Romain et Aurélien, qui nous ont sorti de notre quotidien pendant la durée de leur stage. J'espère tous recroiser leur route très bientôt.

Dans une ambiance plus sérieuse, je souhaiterais remercier chaleureusement les membres de mon jury pour l'intérêt qu'ils ont porté à cette thèse et pour avoir participé à la soutenance dans un contexte sanitaire difficile. Leurs commentaires pertinents et bienveillants ont été bienvenus pour améliorer la version finale de ce manuscrit. Merci à Olivier et Laurent de l'ONERA pour m'avoir présenté leur expertise sur les problèmes inverses et m'avoir initié à COFFEE. Ça a été un grand plaisir de travailler avec vous. Un grand merci à Zahed et Julien pour tout le temps qu'ils ont passé à nos côtés à faire fonctionner l'algorithme sur SPHERE. Merci à tout le personnel administratif du LESIA qui fait tourner la boutique et merci à l'ED 127 (Alain Doressoundiram, Thierry Fouchet, Jacqueline Plancy et Géraldine Gaillant) pour le suivi attentif de toutes les thèses à l'observatoire. Je n'oublie pas bien entendu de remercier la région Île-de-France sous son label DIM-ACAV+ ainsi que le CNES pour avoir financé mes travaux. Les deux invitations à Toulouse pour les journées des jeunes chercheurs étaient particulièrement conviviales et enrichissantes. Côté enseignements, merci à Noël Robichon, Mathieu Puech et Pierre pour avoir accepté que j'enseigne dans leurs filières respectives. Je garde d'ailleurs un excellent souvenir du séjour à l'OHP dans le cadre de la formation des professeurs.

Pendant ces trois ans, j'ai pu partager mes doutes avec d'autres étudiants en thèse, dans des situations similaires. Merci à Luis, Maëlle, Arielle et Jean-Baptiste pour ces moments de bonne humeur passés dans l'enceinte ou en dehors de l'Observatoire de Paris. L'épidémie nous a empêché de fêter dignement la fin de cette aventure, mais ce n'est que partie remise.

Les week-ends en compagnie de mes amis les plus proches ont aussi été d'une importance capitale pour décompresser. Merci donc, dans le désordre, aux copains/copines d'Orsay, de Cachan, de Stockholm, de Rennes et d'Equedreville. Si ce n'est pas souvent de tout repos, je prend toujours un plaisir incroyable à passer du temps avec vous. Un grand merci à ma famille bas-normande, mes parents et mes beaux-parents, mes grands parents, ma tante et mon frère pour leur soutien indéfectible.

Pour finir je souhaiterais remercier tendrement Emeline pour tous ces bonheurs indescriptibles qu'elle m'apporte au quotidien. J'ai hâte de voir ce que la vie nous réserve.

Table des matières

Table des matières	vii
Table des figures	xi
Liste des tableaux	xii
Table des notations	xv
Introduction	1
I À la découverte des planètes extrasolaires	3
1 La pluralité des mondes	5
1.1 L'évolution des cosmogonies scientifiques	5
1.1.1 De l'antiquité à la Renaissance	5
1.1.2 La révolution Copernicienne	6
1.1.3 La révolution Galiléenne	7
1.2 Les premières découvertes d'exoplanètes	8
1.3 Méthodes indirectes de détection et de caractérisation d'exoplanètes en 2020	10
1.3.1 Situation en 2020	10
1.3.2 Méthodes de détection indirectes d'exoplanètes	12
1.3.2.1 Vitesses radiales	12
1.3.2.2 Astrométrie	13
1.3.2.3 Transit	14
1.3.2.4 Chronométrage	16
1.3.2.5 Micro-lentilles gravitationnelles	16
2 L'imagerie directe des exoplanètes	19
2.1 Développement de l'imagerie directe	19
2.1.1 De la découverte de nouveaux objets	19
2.1.2 ... à l'extraction de leurs propriétés physiques	21
2.2 Instruments dédiés à l'imagerie haute dynamique	22
2.2.1 Observatoires au sol	23
2.2.1.1 SPHERE	23
2.2.1.2 GPI	23
2.2.1.3 SCEXAO	25
2.2.1.4 KPIC	26
2.2.1.5 MICADO, PCS, PFI et TIGER	26
2.2.2 Observatoires spatiaux	27

2.2.2.1	Hubble	27
2.2.2.2	JWST	27
2.2.2.3	WFIRST, nouvellement appelé <i>Nancy Grace Roman Space Telescope</i>	27
2.2.2.4	HabEx ou LUVOIR	28
2.2.3	Bancs expérimentaux	29
II L'imagerie haute dynamique		33
3	Techniques d'imagerie à haute dynamique	35
3.1	Formation d'images par un télescope	35
3.1.1	Optique de Fourier	35
3.1.2	Critère de Rayleigh	38
3.2	Apport de la coronagraphie	39
3.2.1	Faible luminosité relative d'un compagnon planétaire	40
3.2.2	Bernard Lyot et le premier coronographe solaire	42
3.2.3	Coronographes stellaires	42
3.2.3.1	Principes et performances des coronographes stellaires	42
3.2.3.2	Exemples de coronographes stellaires	44
3.3	Apport de l'imagerie à haute résolution angulaire	47
3.3.1	Impact des aberrations et de la turbulence atmosphérique	47
3.3.2	Principe de l'optique adaptative	51
3.3.3	Analyse de surface d'onde en optique adaptative	53
3.3.3.1	Analyseur Shack-Hartmann	53
3.3.3.2	Analyseur Pyramide	53
3.4	Problème des aberrations non communes	54
3.4.1	Les aberrations non communes : un atténuateur de contraste	54
3.4.2	Solutions apportées par les techniques de post-traitement	55
4	Contrôle actif de surface d'onde appliqué à la haute dynamique	57
4.1	Mesure des aberrations en plan focal	57
4.1.1	Modulation spatiale du champ de <i>speckles</i> : la <i>Self-Coherent Camera</i>	58
4.1.1.1	Intensité en aval de la <i>Self-Coherent Camera</i>	58
4.1.1.2	Extraction du champ électrique en plan focal	59
4.1.1.3	Limitations de la <i>Self-Coherent Camera</i>	60
4.1.2	Modulation temporelle du champ de <i>speckles</i>	61
4.1.2.1	<i>Pair-Wise probing</i>	62
4.1.2.2	COFFEE	63
4.1.2.3	Limitations des techniques de modulation temporelle	65
4.1.3	Analyse par masque de phases	66
4.1.3.1	Masque de phase en plan focal : ZELDA	66
4.1.3.2	Masques de phase en plan pupille	68
4.2	Correction des aberrations	69
4.2.1	Limitations des algorithmes de correction des <i>speckles</i> par conjugaison de phase	70
4.2.2	Suppression des <i>speckles</i> individuels : <i>Speckle Nulling</i>	71
4.2.3	Méthodes de conjugaison du champ électrique	72
4.2.3.1	Principe	72
4.2.3.2	Développement en séries de Fourier	73

4.2.3.3	Développement en valeurs singulières	75
4.2.3.4	<i>Electric Field Conjugation</i> avec régularisation	77
4.2.4	Méthodes de minimisation de l'intensité totale	78
4.2.4.1	Techniques de minimisations itératives	78
4.2.4.2	Algorithme de plus grande descente	79
4.2.4.3	Algorithme de Newton : <i>Energy Minimization</i>	79
4.2.4.4	Algorithme de Newton avec régularisation : <i>Stroke Minimization</i>	80
III Techniques actives de contrôle de surface d'onde sur instruments		81
5	Comparaison des techniques d'analyse de surface d'onde en plan focal sur le THD2	83
5.1	Description du banc Très Haute Dynamique 2	83
5.1.1	Présentation générale	83
5.1.2	Description des composants optiques	86
5.1.2.1	Module d'injection	86
5.1.2.2	Coronographes	87
5.1.2.3	Boucle de contrôle du Tip-Tilt	87
5.1.2.4	Miroirs déformables	88
5.1.2.5	Détecteurs	88
5.1.3	Analyse d'une image en plan focal	90
5.1.4	Limitations du THD2	91
5.1.4.1	Diffusion	92
5.1.4.2	Autres sources de limitation	97
5.2	Comparaison des techniques de modulation spatiale et temporelle du champ de <i>speckles</i>	99
5.2.1	Le code ASTERIX : corrections d'aberrations appliquées à la haute dynamique	99
5.2.2	Optimisation de l'algorithme PW+EFC	100
5.2.3	Résultats en régime non turbulent	101
5.2.3.1	Coronographe FQPM	101
5.2.3.2	Compléments à la publication	115
5.2.3.3	Coronographe PAPLC	117
5.3	Comparaison de méthodes linéaires et non linéaires	118
5.3.1	Objectif : minimisation non linéaire de l'intensité des <i>speckles</i>	118
5.3.2	Simulations numériques	119
5.3.2.1	Choix des diversités	119
5.3.2.2	Amplitude des diversités COFFEE	119
5.3.2.3	Boucle fermée COFFEE+EFC	121
5.3.3	Tests sur le THD2	123
5.3.3.1	Estimation des aberrations et optimisation	123
5.3.3.2	Performances en boucle fermée	124
5.3.4	Conclusion provisoire sur l'analyseur COFFEE	125
6	Compensation des aberrations quasi-statiques sur l'instrument SPHERE	129
6.1	Contexte de l'étude	129
6.2	Compensation des aberrations sur la source interne	130
6.2.1	Implémentation de l'algorithme de <i>dark hole</i>	130

6.2.2	Choix des diversités et du nombre de degrés de liberté	130
6.2.3	Résultat d'une correction de NCPAs sur source interne	133
6.2.4	Compléments à la publication	143
6.2.4.1	Stabilité de la correction	143
6.2.4.2	Chromaticité des aberrations	143
6.2.4.3	Correction des NCPAs et linéarité de l'analyseur pyramide	144
6.3	Compensation des aberrations sur ciel	145
6.3.1	Première stratégie : application des pentes de références calculées sur source interne	145
6.3.1.1	Performances attendues et limitations	145
6.3.1.2	Tests préliminaires avec l'instrument SPHERE	146
6.3.2	Deuxième stratégie : Boucle d'asservissement en régime turbulent	148
6.3.2.1	Propagation des aberrations turbulentes dans un instru- ment haut-contraste	148
6.3.2.2	Correction des aberrations statiques en conditions turbu- lentes sur le THD2	149
	Conclusion	153
	A Propriétés de la transformée de Fourier et correction en demi <i>Dark Hole</i>	159
	B Manuel d'utilisation de la technique de <i>Dark Hole</i> sur SPHERE	161
	C <i>Proceedings</i> SPIE 2018	167
	D <i>Proceedings</i> AO4ELT6	181
	E Poster <i>In the spirit of Lyot 2019</i>	191
	F Poster Journées CNES jeunes chercheurs 2019	193
	Bibliographie	195

Table des figures

1.1	Avancées historiques menées à l'Observatoire de Paris	8
1.2	Première détection de l'exoplanète 51 Pegasi b.	9
1.3	Diagramme Masse - demi grand axe des exoplanètes détectées en 2020.	10
1.4	Histogramme du nombre de détections d'exoplanètes par année selon chaque méthode de détection	11
1.5	Découverte de 51 Pegasi b par la méthode des vitesses radiales.	12
1.6	Principe de la méthode des transits.	14
1.7	Principe de la caractérisation des atmosphères d'exoplanètes par transit.	15
2.1	Imagerie directe du système β Pictoris.	20
2.2	Chemin optique de l'instrument SPHERE	24
2.3	Probabilité de détection d'exoplanètes avec SPHERE et SPHERE+	24
2.4	Probabilité de détection d'exoplanètes avec GPI 2.0	25
2.5	Chemin optique des techniques d'imagerie à haute dynamique sur le télescope Keck.	26
2.6	Miroir primaire du JWST en position déployée.	28
2.7	Vues d'artistes des télescopes HabEx et LUVOIR	29
3.1	Transformée de Fourier d'une pupille circulaire	37
3.2	Critère de Rayleigh	39
3.3	Rapport d'intensité entre plusieurs planètes et leur étoile	41
3.4	Photographies réalisées par Bernard Lyot	43
3.5	Différents types de coronographes	45
3.6	Polynômes de Zernike	48
3.7	Effets de la turbulence atmosphérique	50
3.8	Fonction de transfert optique sous l'effet de la turbulence	51
3.9	Schéma du principe d'optique adaptative	52
3.10	Schéma du principe des analyseurs Shack-Hartmann et Pyramide	54
4.1	Images induites par la <i>Self-Coherent Camera</i>	59
5.1	Design optique du THD2	85
5.2	Module d'injection du banc THD2	86
5.3	Quatre masques de phase à quatre quadrants observés au microscope	87
5.4	Actionneurs du miroir situé en plan pupille sur le THD2	89
5.5	Actionneurs des miroirs déformables utilisé pour la correction d'amplitude sur le THD2	90
5.6	Image enregistrée avec le détecteur Neo	92
5.7	Schéma de l'expérience pour quantifier l'impact de la diffusion par les OAPs	93
5.8	Paramètres statistiques pertinents pour l'étude de la diffusion par les rugosités.	94
5.9	<i>Bidirectional Reflectance Distribution Function</i> en fonction de l'angle d'émission.	95

5.10	Profil radial de l'intensité diffusée par les OAPs sur le détecteur du THD2	96
5.11	Limitation de la sortie de fibre optique sur le THD2	97
5.12	Cartes de pixels en sortie du code ASTERIX pour l'estimation PW	100
5.13	Correction de la poussée de 6 actionneurs sur le DM par la technique PW+EFC	101
5.14	Comparaison des techniques de régularisation Tikhonov et troncation	115
5.15	Résultat de l'algorithme EFC en fonction de la géométrie du DH considéré . . .	116
5.16	Correction PW+EFC sur le THD2 équipé d'un coronographe PAPLC	118
5.17	Simulations numériques : Comparaison de plusieurs diversités de phases utilisées pour l'algorithme COFFEE	120
5.18	Simulations numériques : Reconstruction en plan pupille d'une aberration de phase et d'amplitude en forme de F.	121
5.19	Simulations numériques : Images coronographiques enregistrées après chaque itération COFFEE+EFC.	122
5.20	Simulations numériques : Contraste RMS calculé après chaque itération COFFEE+EFC	122
5.21	Estimation des aberration de phase et d'amplitude de la poussée de 6 actionneurs par l'algorithme COFFEE sur le THD2.	123
5.22	Comparaison des estimations plan focal COFFEE et PW avant et après translation subpixelique du modèle de miroir déformable dans l'algorithme COFFEE.	124
5.23	Correction de modes de Fourier par l'algorithme COFFEE+EFC en FDH	125
5.24	Minimisation des <i>speckles</i> en plan focal par l'algorithme COFFEE+EFC	126
5.25	Contraste RMS calculé dans les images coronographiques après chaque itération COFFEE+EFC sur le THD2.	126
6.1	Choix du DH et du nombre de diversités PW pour une correction sur la source interne de SPHERE	132
6.2	Choix de l'amplitude des diversités PW pour une correction sur la source interne de SPHERE	132
6.3	Stabilité de la correction DH sur la source interne de SPHERE	144
6.4	Chromaticité de la correction PW+EFC sur la source interne de SPHERE	144
6.5	Intérêt de l'application de la correction optimisée sur source interne pour les images sur ciel	146
6.6	Images et courbes de contraste de l'étoile HR8799 enregistrées sur SPHERE avant et après calibration des NCPAs sur la source interne par l'algorithme PW+EFC.	147
6.7	Correction des aberrations statiques en conditions turbulentes sur le THD2 . . .	150
6.8	Contrastes après correction des aberrations en conditions turbulentes sur le THD2.	152

Liste des tableaux

3.1	Caractéristiques physiques et orbitales de plusieurs planètes du système solaire	40
3.2	Types de coronographes à l'étude en 2020 et instruments associés	47

5.1	Positions des optiques du banc THD2	84
5.2	Caractéristiques des détecteurs sur le THD2	91
6.1	Définition du nombre de degrés de libertés du DM pour chaque DH considéré pour la correction PW+EFC sur SPHERE.	131

Table des notations

Notations Mathématiques

*	Produit de convolution
$\langle . \rangle$	Moyenne temporelle
δ	Symbole de Kronecker
\Im	Partie imaginaire d'un champ électrique
\mathcal{F}	Transformée de Fourier
\mathcal{F}^{-1}	Transformée de Fourier inverse
\mathcal{P}	Probabilité
Ω	Angle solide
\propto	Symbole de proportionnalité
\Re	Partie réelle d'un champ électrique
$\vec{\nabla}$	Gradient d'un champ
*	Conjugué complexe
H	Opérateur vectoriel quelconque
i	Unité d'imaginaire
J_1	Fonction de Bessel de première espèce et de premier ordre

Notations Champ Électromagnétique

(u, v)	Fréquences spatiales en plan focal
\mathcal{E}_{DH}	Intégrale de l'intensité dans le <i>Dark Hole</i>
ω	Pulsation de l'onde électromagnétique
$\vec{\theta}$	Direction angulaire en plan focal

$\vec{\xi}$	Vecteur position dans la pupille
\vec{E}	Champ électrique
\vec{k}	Vecteur d'onde électromagnétique
\vec{l}	Direction de propagation de l'onde électromagnétique
\vec{r}	Vecteur de position
A	Transmission de la pupille d'entrée de l'instrument
E	Champ scalaire électrique
E_0	Amplitude du champ électrique
E_D	Champ électrique induit par la diffraction
E_L	Champ électrique dans le plan de Lyot
E_S	Champ électrique en plan focal
E_{ab}	Champ électrique induit par les aberrations
E_{DM}	Champ électrique en plan focal induit par le miroir déformable
E_{pup}	Champ électrique en plan pupille
I	Intensité du champ électrique
I_L	Intensité dans le plan de Lyot
I_{DM}	Intensité induite par le miroir déformable
K, K'	Constantes de Kirchhoff
t	Variable temporelle
I_{coro}	Fonction d'étalement de point coronographique
$M=(X,Y,Z)$	Variables de position plan focal
$P=(x,y,0)$	Variables de position dans le plan pupille diffractant
PSF	Fonction d'étalement de point non coronographique

Paramètres d'Observation

λ	Longueur d'onde
\mathcal{O}	Distribution d'intensité d'une source étendue
$\vec{\theta}_S$	Inclinaison d'une source par rapport à l'axe optique
a	Demi-grand axe de l'orbite de la planète autour de son étoile
D	Diamètre du télescope
d	Diamètre de la planète
R	Limite de résolution d'un télescope

T Température

Aberrations

α Aberrations d'amplitude
 β Aberrations de phase
 Δn Variation d'indice optique
 $\delta \vec{X}$ Déviation des spots sur l'analyseur Shack-Hartmann
 σ_β Écart-type des aberrations
 A' Transmission de la pupille avec aberrations d'amplitude
 a_i Coefficients de Zernike
 a_k Coefficients dans la base des fonction d'influences du miroir déformable
 $a_{m,n}$ Coefficients dans la base de Fourier
 e Épaisseur des couches d'air
 f_k Vecteur dans la base des fonction d'influences du miroir déformable
 m, n Fréquences spatiales dans la base de Fourier
 N_{sp} Nombre de sous-pupilles constituant l'analyseur Shack-Hartmann
 r_0 Paramètre de Fried
 S Rapport de Strehl
 Z_i Vecteurs de la base des polynômes de Zernike
 a Amplitude d'une fréquence spatiale

Estimation des aberrations

ϕ Déphasage introduit au cœur du masque Zelda
 ψ_m Diversité m introduite via le miroir déformable
 σ Bruit de mesure
 $\sigma_{\nabla\alpha, \nabla\beta}$ Variance des gradients des aberrations de phase et d'amplitude
 \tilde{F} Matrice de l'estimée du champ électrique en plan focal
 $\vec{\xi}_0$ Position en plan pupille du centre de la référence par rapport au centre du Lyot usuel
 D Matrice différence entre deux images de diversités

D_L	Diamètre du Lyot stop usuel
D_R	Diamètre du diaphragme de référence SCC
E_R	Champ électrique en plan focal du signal passant par la référence SCC exclusivement
E_{SCC}	Champ électrique en plan focal en sortie de SCC
F	Matrice champ électrique en plan focal
I_+, I_-	Termes d'interférence causés par la SCC
I_m	Image enregistrée après introduction de la diversité ψ_m
I_R	Intensité en plan focal du signal passant par la référence SCC exclusivement
I_S	Intensité en plan focal causée par les tavelures
M	Modèle de propagation numérique correspondant à l'introduction de chaque diversité
R	Transmission du diaphragme de la voie de référence SCC
t_{ZELDA}	Transmission du masque Zelda

Correction des aberrations

α_0	Multiplicateur de Lagrange
\bar{a}	Estimation du vecteur de tension à appliquer pour corriger une certaine quantité d'aberrations
a	Vecteur de tensions du miroir déformable
f_{corr}	Plus grande fréquence spatiale corrigée
G	Matrice <i>Electric Field Conjugation</i>
s_i	Valeurs singulières
U, V	Matrices orthogonales
z_i	Facteur de régularisation pour chaque mode i
Z_T	Distance de Talbot

Constantes et lois fondamentales

B_λ	Intensité lumineuse émise par un corps noir
c	Vitesse de la lumière

h	Constante de Planck
k_B	Constante de Boltzmann

Coronographes et instruments

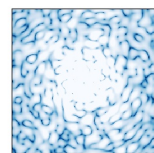
γ	Grossissement de l'instrument
\mathcal{C}	Contraste brut
\mathcal{T}	Transmission de l'instrument
ψ	Front d'onde induit par le miroir déformable
C	Opérateur linéaire décrivant la propagation du champ électrique dans l'instrument
f	Focale d'une lentille
I_p	Intensité de la planète sans coronographe
$I_{p,coro}$	Intensité de la planète derrière un coronographe
J	Fonction de coût à minimiser
L_0	Transmission du Lyot stop usuel
R_λ	Résolution spectrale
FPM	Transmission du masque coronographique en plan focal
IWA	<i>Inner Working Angle</i>
L	Transmission du Lyot stop
OWA	<i>Outer Working Angle</i>

Introduction

L'année 2019 a vu la consécration de l'exoplanétologie, discipline de l'astronomie focalisée sur la recherche et la caractérisation de planètes en orbite autour d'autres étoiles que le Soleil. En effet, le 8 octobre 2019, l'Académie Royale des Sciences de Suède décerna le prix Nobel de Physique à deux astronomes suisses, Michel Mayor et Didier Queloz, "pour la découverte d'une exoplanète orbitant autour d'une étoile de type solaire" en 1995. Cette incroyable découverte mit fin à une longue controverse philosophique et scientifique concernant la pluralité des mondes et la place de l'Homme dans l'Univers. Elle est désormais à l'origine de grands questionnements aux ramifications infinies dont les réponses sont encore partielles vingt-cinq ans plus tard : Comment se forment les planètes telluriques et gazeuses ? Quel est le nombre de planètes orbitant autour de chaque étoile ? Existe-t-il de l'eau sous forme liquide à la surface d'une autre planète de la Voie Lactée ? Existe-t-il d'autres formes de vie dans l'Univers ?

L'imagerie directe est une technique de détection et de caractérisation d'exoplanètes qui pourrait répondre à certaines de ces questions. En effet, les spectres d'atmosphères exoplanétaires et la contrainte des paramètres orbitaux sont accessibles exclusivement par cette méthode pour les planètes les plus éloignées de leurs étoiles. Cette technique permet aujourd'hui de détecter des exoplanètes jeunes et dont la masse représente plusieurs fois celle de Jupiter. Les futurs observatoires spatiaux dédiés à l'imagerie tels que le *Nancy Grace Roman Space Telescope*, HaBEX et LUVOIR ou encore les instruments dits à haute dynamique tels que SPHERE, GPI, SCExAO et leurs successeurs installés sur les plus grands télescopes au sol ont pour objectif la découverte d'exoplanètes de plus en plus âgées et de moins en moins massives. Pour atteindre cet objectif, ces instruments se nourrissent de techniques instrumentales toujours plus rigoureuses.

Cette thèse de doctorat, poursuivie à l'Observatoire de Paris/LESIA, s'inscrit dans ce cadre. On y compare différentes techniques instrumentales de haute précision pour guider la communauté scientifique à choisir les méthodes qui équiperont les futurs instruments dédiés à l'imagerie directe d'exoplanètes. Pour cela, différents tests ont été effectués sur le banc de test THD2 dont les performances sont inégalées en Europe. Ces premiers tests sur banc optique permettent notamment d'étudier des algorithmes qui pourraient être implémentés sur le *Roman Space Telescope* dont le lancement est prévu à la moitié de la décennie 2020. En plus de ces travaux menés à des fins d'applications spatiales, une de ces techniques a aussi été développée sur l'instrument au sol SPHERE pour préparer son amélioration future. Les travaux effectués durant ces trois ans et les résultats décrits dans ce manuscrit se considèrent donc sur le temps long. Ils bénéficient directement de compétences acquises depuis près de vingt ans par l'équipe haute dynamique du LESIA et du développement instrumental d'un banc optique extrêmement performant. J'espère qu'ils seront utiles pour la conception de nouveaux dispositifs et de nouvelles techniques



d'imagerie au LESIA et dans la communauté durant la prochaine décennie.

Ce manuscrit est divisé en trois parties composées de deux chapitres chacun. La première partie revient sur l'idée de pluralité des mondes, sur les découvertes des premières exoplanètes et sur les méthodes de détection utilisées aujourd'hui. Le deuxième chapitre de cette partie traite alors de l'historique des découvertes apportées par la technique de détection et de caractérisation qui nous intéresse ici : l'imagerie directe.

Dans la deuxième partie, nous nous attarderons sur les techniques modernes d'imagerie directe qui font toujours l'objet de nombreux travaux théoriques et expérimentaux dans la communauté. Dans le premier chapitre, après avoir retracé les mécanismes physiques et mathématiques de formation d'images par un instrument optique, nous détaillerons les systèmes alliant coronagraphie et optique adaptative. Ces dispositifs équipent déjà de nombreux instruments partout sur la planète. Le second chapitre de cette partie se concentre sur des dispositifs qui ne sont souvent ni installés, ni utilisés systématiquement dans les observatoires : les analyseurs de surface d'onde en plan focal. Ce type de technique, développé pour les télescopes spatiaux, sera intégré pour la première fois sur le *Roman Space Telescope*. Ces techniques pourraient aussi être associées à des instruments sols dans un futur proche pour améliorer leurs performances.

Enfin, la troisième partie décrit les travaux que j'ai réalisés pendant ces trois ans. Comme explicité précédemment, une large composante de cette thèse a été accomplie sur le banc THD2 du LESIA. Le premier chapitre recense alors les composants optiques équipant le banc, une analyse sur les causes plurielles de ses limitations et plusieurs études concernant l'implémentation et la comparaison d'analyseurs de surface d'onde en plan focal sur le THD2. L'expérience acquise sur le THD2 nous a de plus poussé à tester un de ces analyseurs sur l'instrument SPHERE de l'*European Southern Observatory*. Le deuxième chapitre décrit les résultats de tests réalisés sur la source interne de l'instrument et les différentes stratégies envisagées pour une utilisation future en opérations.

Première partie

À la découverte des planètes
extrasolaires

Chapitre 1

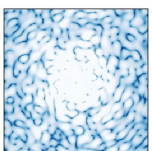
La pluralité des mondes

1.1 L'évolution des cosmogonies scientifiques

1.1.1 De l'antiquité à la Renaissance

Dès l'antiquité, la place de l'Homme dans l'Univers est un questionnement philosophique majeur qui s'est inspiré des développements scientifiques et plus particulièrement de l'astronomie. La première rupture épistémologique nous provient d'Anaximandre de Milet qui, au VI^{ème} siècle avant Jésus-Christ nous décrit la Terre comme un cylindre immobile dans un espace illimité ("*apeiron*"), ce qui permettait de concevoir que des astres puissent passer en dessous. Cette cosmogonie nouvelle est en contradiction avec l'idée de Thalès, son maître de l'école de Milet, d'un monde plat flottant sur l'eau, mais qui se trouvait alors impuissant à décrire ce qui pouvait soutenir cet océan. Quatre siècles plus tard, Ératosthène conforte l'idée ancienne de Platon et d'Aristote selon laquelle la Terre est une sphère, en mesurant précisément sa circonférence d'une manière purement géométrique. La Terre est donc bien une sphère immobile située au centre du monde autour de laquelle se meut de manière solide la voûte céleste et ses différentes constellations. Habiles astronomes, les grecs avaient bien sûr remarqués cinq astres brillants dont la seule spécificité semblait provenir de leur mouvement propre dans l'espace. Ces astres, nommés Mercure, Vénus, Mars, Jupiter et Saturne furent regroupés sous le nom d'astres errants, soit planètes en grec (*πλανητησ*). C'est ainsi que naquit le modèle géocentrique de Ptolémée dont l'ouvrage *Almageste* rayonnera jusqu'à la Renaissance. La Terre et son atmosphère, au centre du monde, constituent le monde sublunaire. Au delà de la Lune, le monde supralunaire est constitué de 55 cercles concentriques se déplaçant selon des trajectoires circulaires à des vitesses différentes. Cependant, pour répondre au mouvement rétrograde des planètes tout en conservant le caractère parfait des mouvements circulaires, il faut y ajouter des roues appelées épicycles tournant autour d'autres roues appelées déférents. Afin de tenir compte des mesures toujours plus précises des astronomes de l'époque, Ptolémée ajouta à ce modèle la notion de point équiant et d'excentrique, ce qui ne simplifia aucunement ce système. Ce monde, si parfait, ne peut donc être qu'unique selon les Écoles milesienne et athénienne :

"Mais avons-nous eu raison d'ajouter qu'il n'y a qu'un ciel, ou était-il plus juste de dire qu'il y en a beaucoup et même un nombre infini? Il n'y en a qu'un, s'il doit être construit suivant le modèle.[...]Afin donc que notre monde fût semblable en unité à l'animal parfait, l'auteur n'en a fait ni deux, ni un nombre infini; il est né que ce ciel unique et il n'en naîtra plus d'autre." Timée, Platon



Cependant, une autre voix se fait entendre dans la péninsule grecque au IV^{ème} siècle avant Jésus-Christ via l'école matérialiste de Leucippe, de Démocrite et plus tard d'Épicure. Pour eux, l'Univers est uniquement constitué d'atomes, insécables, et de vide. Les atomes sont des corps qui se déplacent de manière chaotique dans tout l'Univers et sont à l'origine de tous les composés. Ils entrent parfois en collision, engendrant de nouveaux mondes qui évoluent avant de mourir pour expulser des atomes et conduire à de nouvelles organisations. L'idée est reprise par Épicure :

"Les nombreux éléments, depuis un temps infini, sous l'impulsion des chocs qu'ils reçoivent et de leur propre poids, s'assemblent de mille manières différentes et essayent toutes les combinaisons qu'ils peuvent former entre eux, si bien que par l'épreuve qu'ils font de tous les genres d'union et de mouvement, ils en arrivent à se grouper soudainement en des ensembles qui forment l'origine de ces grandes masses, la terre, la mer, le ciel, et les êtres vivants." De la nature des choses, Lucrèce, décrivant le monde selon les principes d'Épicure.

Ainsi, il existerait une infinité de Mondes :

"Ce n'est pas seulement le nombre des atomes, c'est celui des mondes qui est infini dans l'univers. Il y a un nombre infini de mondes semblables au nôtre et un nombre infini de mondes différents. En effet puisque les atomes sont en nombre infini, comme nous l'avons dit tout à l'heure, il y en a partout, leur mouvement les portant même jusque dans les lieux les plus éloignés. Et d'autre part, toujours en vertu de cette infinité en nombre, la quantité d'atomes propres à servir d'éléments, ou, autrement dit, de causes, à un monde, ne peut être épuisée par la constitution d'un monde unique, ni par celle d'un nombre fini de mondes, qu'il s'agisse d'ailleurs de tous les mondes semblables au nôtre ou de tous les mondes différents. Il n'y a donc rien qui empêche l'existence d'une infinité de mondes." Lettre à Hérodote, Épicure.

Néanmoins, le modèle géocentrique régnera en occident pendant plusieurs siècles. Il faudra attendre la Renaissance pour voir réapparaître les idées d'Épicure.

1.1.2 La révolution Copernicienne

C'est au XVI^{ème} siècle que Nicolas Copernic, astronome polonais, place le Soleil au centre de l'Univers et introduit l'héliocentrisme. Il explique alors les mouvements diurnes par la rotation de la Terre sur elle-même. La sphère des étoiles devient alors immobile pendant que toutes les planètes - Terre incluse - tournent autour du Soleil :

"Suit la première des planètes, Saturne, qui accomplit son circuit en 30 ans. Après lui, Jupiter qui accomplit sa révolution en 12 ans. Puis Mars la fait en 2 ans. [...] En cinquième lieu, Vénus, qui revient en 9 mois. Enfin le sixième lieu est occupé par Mercure qui tourne en un espace de 80 jours. Et au milieu de tous repose le Soleil." De revolutionibus orbium coelestium, Nicolas Copernic.

Le système de Copernic simplifie donc drastiquement le système de Ptolémée en réduisant le nombre de sphères et de mouvements circulaires. Cependant, le cercle étant toujours considéré comme la figure géométrique parfaite, il fallut encore ajouter des épicycles et des excentriques pour contraindre la vitesse de chaque planète et ainsi faire correspondre la

théorie à l'observation. Quelques dizaines d'années plus tard, c'est grâce aux observations pointues de Tycho Brahe et du travail théorique de Johannes Kepler, puis d'Isaac Newton que le mouvement circulaire fût abandonné au profit du mouvement elliptique afin de s'affranchir des épicycles et des excentriques :

"Je me remis à la tâche en essayant une fois de plus d'attribuer une orbite circulaire à Mars. J'essayais un échec. La conclusion était tout simplement que la trajectoire de la planète s'incurve en deux points et se dilate aux deux points opposés. Cette figure ovale me terrifia." Lettre à David Fabricius, Johannes Kepler.

La théorie copernicienne conforta cependant les adeptes d'Épicure et de la pluralité des mondes, notamment Giordano Bruno ou encore Bernard Le Bouyer de Fontenelle :

"Il est donc d'innombrables soleils et un nombre infini de terres tournant autour de ces soleils, à l'instar des sept "terres" que nous voyons tourner autour du Soleil qui nous est proche." De l'infinito universo et Mondi, Giordano Bruno.

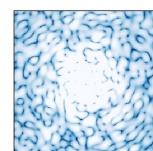
"Les étoiles fixes sont autant de Soleils, notre Soleil est le centre d'un tourbillon qui tourne autour de lui, pourquoi chaque étoile fixe ne sera-t-elle pas aussi le centre d'un tourbillon qui aura un mouvement autour d'elle ? Notre Soleil a des planètes qu'il éclaire, pourquoi chaque étoile fixe n'en aura-t-elle pas aussi qu'elle éclairera ?." Entretiens sur la pluralité des mondes, Bernard Le Bouyer de Fontenelle.

1.1.3 La révolution Galiléenne

Une dernière avancée majeure vint mettre fin définitivement aux théories géocentriques : la lunette astronomique de Galilée. Ce sont les améliorations techniques de taille du verre en Hollande qui permirent cette réalisation. Galilée, par ses talents d'expérimentateurs, améliore la longue-vue hollandaise et décide de braquer son invention vers les astres considérés comme les plus proches. Il découvre d'abord que la Lune n'est pas une sphère parfaite telle que développée dans la théorie aristotélicienne mais est constituée de nombreuses montagnes et cratères. Il étudie ensuite Jupiter et découvre ses quatre plus gros satellites :

"Le 7 janvier 1610, à une heure du matin [...] Jupiter se présenta à moi ; et parce que j'avais construit un instrument puissant, je pus apercevoir trois petites étoiles à côté de lui. [...] Il y en avait deux à l'est et une à l'ouest. [...] Quand le 8 janvier, je ne sais pourquoi, je refis la même observation, [...] les trois étoiles étaient maintenant toutes du côté ouest de Jupiter." Sidereus Nuncius, Galilée

Il se tourne ensuite vers Saturne et en observe ses anneaux pour la première fois. Enfin, quelques mois plus tard, il découvre les phases de Vénus. Ainsi, en moins d'un an et par la simple levée d'un verrou technologique, Galilée pu observer toutes les planètes connues du système solaire et en révéler leur extraordinaire diversité. Les avancées de Galilée se répandent quelques années plus tard à travers toute l'Europe. En France notamment où l'Observatoire de Paris accueille les lunettes les plus puissantes du monde permettant à Cassini et Huygens d'observer la tache rouge et les bandes de Jupiter ainsi que la division de Cassini et la surface de Mars. Au Royaume-Uni aussi sous l'impulsion de Isaac Newton qui inventera le premier télescope et un siècle plus tard de William Herschel qui l'améliorera pour découvrir la septième planète du système solaire : Uranus. S'en suivront le calcul de



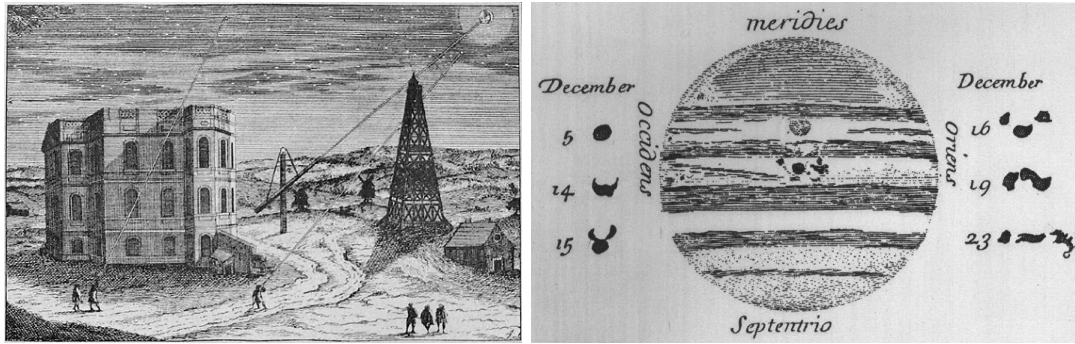


FIGURE 1.1 – Gauche : Gravure représentant l'Observatoire de Paris à la fin XVII^{ème} siècle. Droite : Dessin de Jupiter réalisé par Cassini en 1691.

la position de Neptune en 1846 par Le Verrier puis son observation par Johann Gottfried Galle et enfin la découverte de Pluton en 1930 par Clyde Tombaugh à l'Observatoire Percival Lowell, là encore grâce à un dispositif instrumental ingénieux appelé "comparateur à clignotement". Les découvertes plus récentes de nombreux objets transneptuniens ont obligé les astronomes, lors d'un congrès de l'Union Astronomique Internationale en 2006, à définir le terme planète selon trois critères :

- Un corps en révolution autour du Soleil qui n'est pas un satellite d'une autre planète
- En équilibre hydrostatique
- Qui a éliminé tout corps au voisinage de son orbite

Cette nouvelle définition discrimine alors Pluton de la famille des planètes selon le troisième point.

Ainsi, dès la fin du XX^{ème} siècle, les astronomes pensent avoir compris les mécanismes de formation des systèmes planétaires : les planètes naissent au sein d'un disque de gaz et de poussière gravitant autour d'une jeune étoile. Les planètes massives et gazeuses se forment dans la région externe du disque où les éléments volatils tels que l'hydrogène et l'hélium sont présents en quantité. Dans la partie interne du disque se créent les planètes telluriques où n'existent que des éléments plus lourds tel que le fer qui a pu résister au flux constant de particules émis par l'étoile. Cette théorie sera remise en cause par les premières découvertes d'exoplanètes.

1.2 Les premières découvertes d'exoplanètes

La possibilité de détecter des planètes orbitant autour d'étoiles autres que le Soleil a été envisagée dès la moitié du XX^{ème} siècle ([Struve 1952](#)) par la méthode des vitesses radiales, c'est à dire l'oscillation périodique d'une étoile par attraction gravitationnelle d'une planète en révolution. Cependant, les difficultés expérimentales étaient importantes jusqu'à la fin de la décennie 1980 durant laquelle plusieurs campagnes d'observations de "compagnons substellaires" ou de "compagnons à faible masse" furent menées ([Campbell et al. 1988](#); [Marcy & Benitz 1989](#)). Michel Mayor est, lui, spécialiste de la dynamique des étoiles par spectroscopie. Il se lance dans un programme de recherche d'étoiles double à l'aide du télescope de 1m93 situé à l'Observatoire de Haute Provence (OHP). Avec ses équipes, il développe et installe en 1993 le spectrographe ELODIE ([Baranne et al. 1996](#)), équipé d'une fibre optique afin d'augmenter le nombre d'étoiles observables par son instrument. Le programme d'observation de 142 étoiles commence. En Novembre 1994, alors

que Michel Mayor est en déplacement pour un semestre à Hawaï, Didier Queloz - son étudiant en thèse qui a déjà participé au programme de traitement de données d'ELODIE - remarque qu'une de ses étoiles de calibration oscille. Il pense d'abord à une erreur de traitement et ne prévient Michel Mayor qu'au mois de Mars 1995. Il faut cependant attendre le mois de Juillet pour pouvoir observer de nouveau cette étoile et confirmer leurs résultats. Ils annoncent alors leur fabuleuse découverte le 6 octobre 1995 à la conférence *Cambridge Workshop of Cool Stars, Stellar Systems and the Sun* de Florence et publient leur papier dans la revue *Nature* en Novembre 1995 (Mayor & Queloz 1995). L'oscilla-

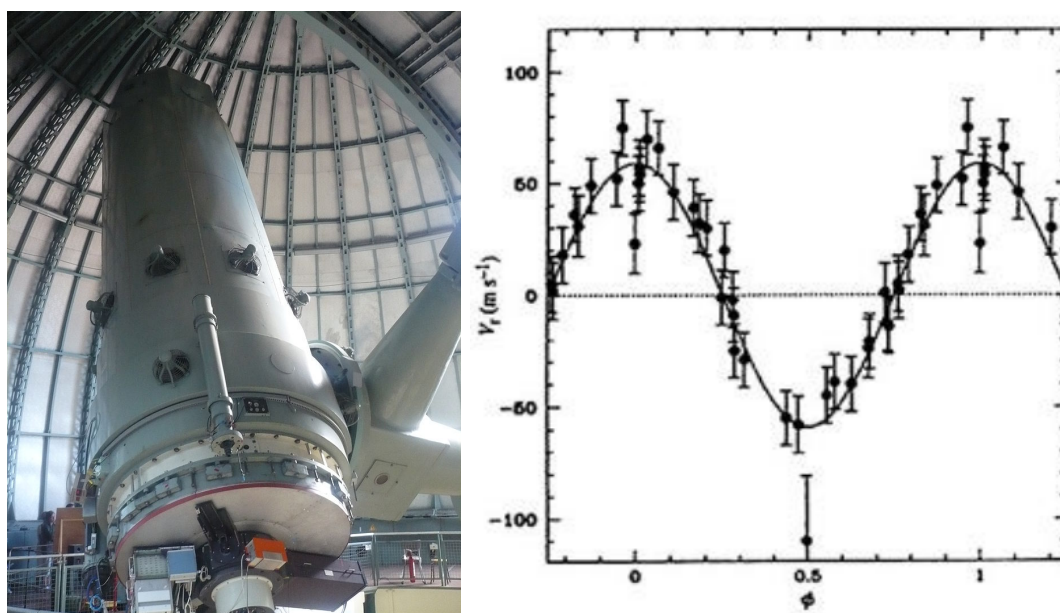
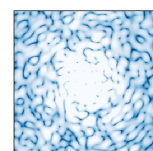


FIGURE 1.2 – Gauche : Photographie du télescope T193 de l'OHP sur lequel était installé le spectrographe ELODIE. Droite : Vitesse radiale de l'étoile 51 Pegasi en fonction de la phase du mouvement telle que détectée dans Mayor & Queloz (1995).

tion mesurée correspond à la découverte d'une exoplanète dont la masse correspond à la moitié de celle de Jupiter, et dont la période de révolution autour de l'étoile 51 Pegasi est de seulement 4 jours. La planète 51 Pegasi b est donc située 20 fois plus près de son étoile que la Terre du Soleil, soit 0.05 unités astronomiques (UA). Par analogie au système solaire, c'est comme si une géante gazeuse était située largement à l'intérieur de l'orbite de Mercure. Pour faire cette découverte, la vitesse maximale détectée du mouvement de l'étoile 51 Pegasi était de 59 m.s^{-1} , soit une valeur environ quatre fois plus grande que la précision du spectrographe ELODIE estimée à 13 m.s^{-1} . L'année qui suivit, une équipe américaine pu confirmer les résultats de Mayor et Queloz (Marcy et al. 1997) et annonça la découverte de deux nouvelles exoplanètes de la masse de Jupiter (Marcy & Butler 1996; Butler & Marcy 1996). Il fallut alors expliquer la profusion de ces géantes gazeuses situées au plus près de leurs étoiles et donc revoir les modèles théoriques de formation planétaire. Puisqu'il n'y a pas assez de gaz disponible à une telle distance pour créer une planète de la masse du Jupiter, cela signifie que la planète s'est développée ailleurs, et a ensuite migré vers l'intérieur du disque circumstellaire (Lin et al. 1996). Les premières exoplanètes détectées ont chamboulé nos connaissances en planétologie : si les exoplanètes ont pu migrer dans leurs systèmes respectifs après leurs formations, il pourrait en être de même concernant les planètes du système solaire.



Avant la découverte de Mayor et Queloz, deux autres exoplanètes avaient été annoncées autour du pulsar PSR B1257+12 rebaptisé *Liche* (Wolszczan & Frail 1992). Par analogie avec la méthode des vitesses radiales, on étudie les variations périodiques dans les pulsations émises par un pulsar milliseconde, causées par un corps massif en orbite autour de celui-ci. Cette technique, alliée à la puissance du télescope radio Arecibo dont le diamètre est de 305 m, a permis de découvrir deux planètes dont la masse est d'environ quatre fois celle de la Terre. Cette découverte majeure n'a cependant pas eu autant de succès que dans le cas de 51 Pegasi b quelques années plus tard. En effet, les astronomes de l'époque sont restés sceptiques du fait de l'environnement hostile du pulsar mais surtout à cause d'une fausse alerte concernant ce type d'objet quelques années plus tôt (Bailes et al. 1991; Lyne & Bailes 1992). Trente ans plus tard, seules 5 exoplanètes orbitant autour de pulsars ont été détectées.

1.3 Méthodes indirectes de détection et de caractérisation d'exoplanètes en 2020

1.3.1 Situation en 2020

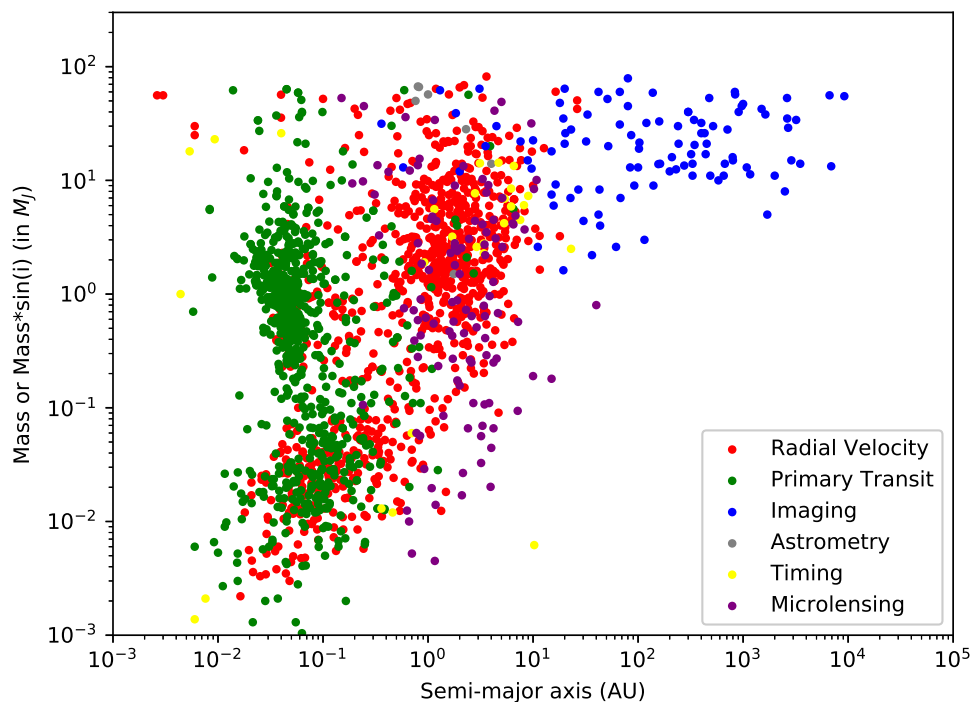


FIGURE 1.3 – Diagramme Masse (en masse de Jupiter) - demi grand axe des exoplanètes détectées à la date du 20 Mai 2020 (Crédits : exoplanet.eu).

Vingt-cinq ans après la découverte de 51 Pegasi b, plus de 4000 exoplanètes ont été détectées. La majorité d'entre elles furent découvertes via des méthodes de détection indirecte. Ces méthodes mesurent l'effet que peut avoir un objet en orbite autour d'une étoile sur le signal électromagnétique reçu par l'observateur. Je représente sur la figure 1.3 toutes les exoplanètes détectées jusqu'en Mars 2020 en fonction de leur masse en masse de Jupiter et du demi-grand axe de leur orbite. On remarque l'extrême diversité des exoplanètes

détectées allant de masses équivalentes à celle de la Terre ($\sim 3 \cdot 10^{-3} M_J$), comme celles contenues dans le système Trappist-1 (Gillon et al. 2016) ou Proxima b (Anglada-Escudé et al. 2016), à des masses de plusieurs fois celle de Jupiter comme HAT-P-7b (Pál et al. 2008). De nombreuses exoplanètes n'ont pas d'équivalent dans le système solaire telles que des super-Terres, planètes telluriques plusieurs fois plus massives que la Terre comme μ Arae c (Pepe et al. 2007) et Corot 7-b (Léger et al. 2009), des mini-Neptunes - planètes naines gazeuses (de Mooij et al. 2012; Valencia et al. 2013) dont la masse est significativement inférieure à celle de Neptune - ainsi que ce qu'on appelle des Jupiter chauds qui sont des planètes géantes gazeuses situées très proches de leur étoile comme 51 Pegasi b, faciles à observer via les méthodes indirectes. On remarque sur la figure 1.3 une diminution du nombre de planètes de masse 0.1 masse de Jupiter - appelé *subjovian desert* - qui ne peut être due à un biais de mesure puisque des planètes de plus faibles masses ont pu être détectées à des distances similaires (Matsakos & Königl 2016; Owen & Lai 2018). Il existe donc un excédent de super-Terres et de géantes gazeuses en comparaison à cette population pour des distances inférieures à l'unité astronomique. La figure 1.3 montre

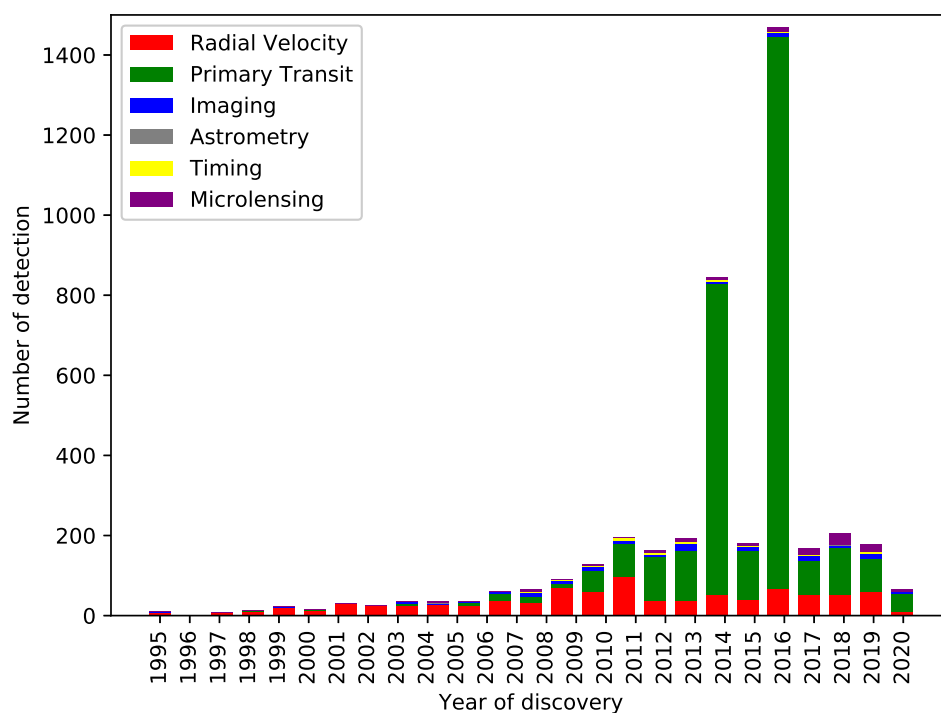
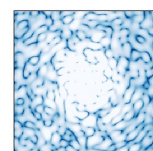


FIGURE 1.4 – Histogramme du nombre de détections d'exoplanètes par année selon chaque méthode de détection (Crédits : exoplanet.eu).

aussi la méthode de détection utilisée pour découvrir chaque exoplanète. Ces méthodes de détections permettent individuellement de sonder une partie du graphique. Cependant, elles sont toutes limitées par différents biais de détection expliquées dans la partie 1.3.2. On trace aussi l'histogramme 1.4 qui représente le nombre d'exoplanètes détectées chaque année depuis 1989. On remarque un nombre significatif de détections en 2014 et en 2016 qui correspondent essentiellement aux catalogues du satellite Kepler sortis ces deux années (Fabrycky et al. 2014; Coughlin et al. 2016). La plupart des exoplanètes détectées aujourd'hui le sont via les méthodes de vitesse radiale et de transit.



1.3.2 Méthodes de détection indirectes d'exoplanètes

Cette section détaille les différentes méthodes de détections indirectes d'exoplanètes. Ces méthodes permettent d'accéder à des propriétés physiques différentes sur chaque corps détecté et sont donc complémentaires. Dans certains cas, une méthode de détection permet de confirmer un candidat détecté par une méthode alternative. Cependant certaines méthodes nécessitent des conditions particulières sur l'orientation géométrique du système étoile-exoplanète qui ne permettent pas toujours la confirmation des candidats.

1.3.2.1 Vitesses radiales

La méthode de vitesse radiale est la deuxième technique ayant fourni le plus de détection d'exoplanètes après la technique de transit (voir section 1.3.2.3). Elle correspond même à 95% des découvertes entre 1995 et 2005 (voir figure 1.4). Cette méthode consiste à mesurer la vitesse radiale d'une étoile par effet Doppler-Fizeau : lorsque l'étoile se rapproche de l'observateur, son spectre est légèrement décalé vers le bleu (*blueshift*) tandis qu'il est décalé vers le rouge (*redshift*) lorsqu'elle s'en éloigne (voir figure 1.5). Si le signal mesuré est périodique, cela signifie que l'étoile est en orbite autour du centre de masse d'un système double. Le compagnon de l'étoile peut alors être soit une autre étoile, soit une exoplanète en fonction de l'amplitude du mouvement détecté.

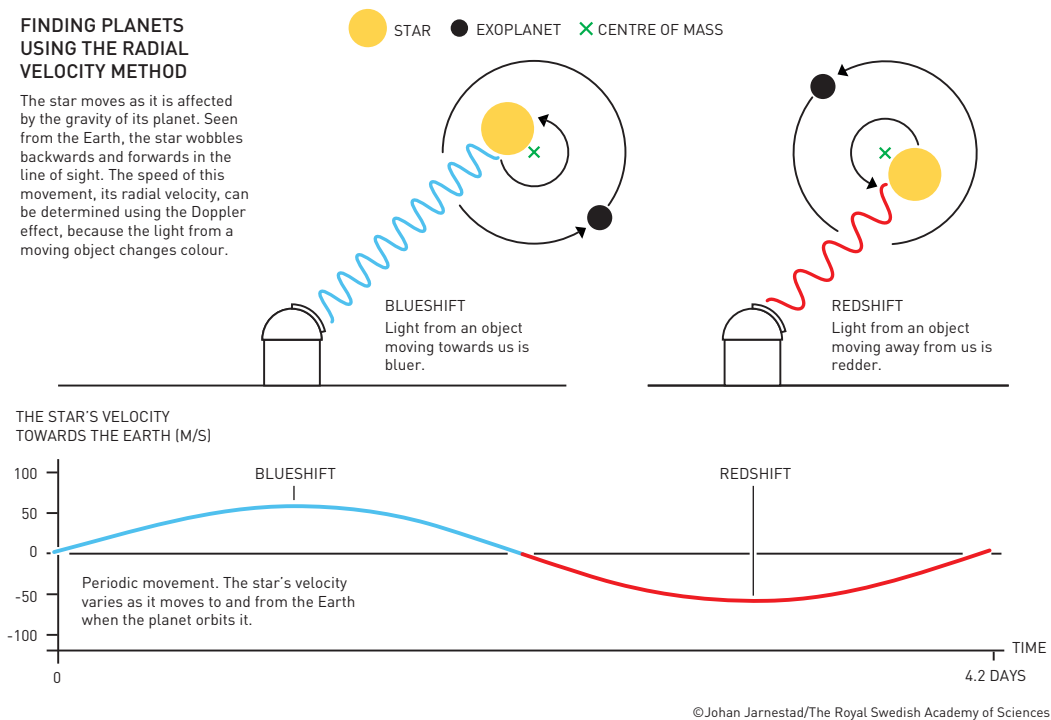


FIGURE 1.5 – Explication schématisée de la découverte de 51 Pegasi b par la méthode des vitesses radiales. Source : *The Royal Swedish Academy of Sciences*

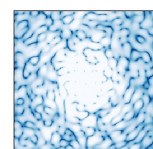
Cependant, pour observer l'effet Doppler-Fizeau, le système double doit être observé proche d'une inclinaison de 90° (normale au plan orbital par rapport à la ligne de visée),

ce qui limite le nombre de systèmes détectables par cette technique. Bien entendu, plus la planète est massive, plus l'amplitude des vitesses radiales sera importante. Ainsi, Jupiter provoque un mouvement du Soleil de 13 m.s^{-1} tandis que la Terre suscite un mouvement de seulement 9 cm.s^{-1} malgré une distance étoile-planète 5 fois moins importante. On note que les instruments actuels sont capables de détecter des mouvements d'étoiles jusqu'à des vitesses d'environ 0.5 m.s^{-1} . Néanmoins, plus l'exoplanète est éloignée de son étoile et plus il faudra patienter pour observer les décalages spectraux puisque la période de révolution augmente d'après la troisième loi de Kepler : 12 ans pour Jupiter et seulement 1 an pour la Terre. Ainsi, il y a peu de planètes détectées par vitesse radiale au delà de 10 UA (voir Fig. 1.3). Comme nous l'a démontré la première découverte par l'instrument ELODIE installé sur le T193 de l'OHP, cette méthode ne nécessite pas l'utilisation des plus grands télescopes du monde pour la recherche d'exoplanètes massives. En revanche, la détection de planètes moins massives et dans la zone d'habitabilité des étoiles requiert des spectromètres de résolution spectrale supérieure à 10000, plus sensibles à un éventuel manque de photons. Afin de minimiser l'impact du bruit de photons, de grands télescopes et des instruments avec une transmission meilleure que celle des instruments actuels seront utilisés. Depuis ELODIE, les instruments High Accuracy Radial Velocity Planet Searcher (HARPS, [Pepe et al. 2000](#)) au télescope de 3.6m de La Silla, le High Resolution Echelle Spectrometer (HIRES, [Vogt et al. 1994](#)) au télescope Keck, le Planet Finding Spectrograph (PFS, [Crane et al. 2006](#)) au Magellan télescope, HARPS-North au Telescopio Nazionale Galileo ([Cosentino et al. 2012](#)), le Spectrographe pour l'Observation des Phénomènes des Intérieurs stellaires et des Exoplanètes (SOPHIE, [Bouchy & Sophie Team 2006](#)) qui a remplacé ELODIE à l'OHP, ou encore le Echelle SPectrograph for Rocky Exoplanets and Stable Spectroscopic Observations (ESPRESSO, [Pepe et al. 2010](#)), ont détecté aujourd'hui près de 800 exoplanètes.

Notons que cette méthode permet de mesurer les différents paramètres orbitaux et la masse minimale de la planète. En effet, la vitesse mesurée est la vitesse de l'étoile selon la direction de la ligne de visée : soit $V_{\text{mes}} = V \times \sin(i)$ avec V_{mes} l'amplitude de la vitesse mesurée, V l'amplitude de la vitesse absolue et i l'inclinaison de l'orbite de l'exoplanète vue depuis la Terre ($i = 90^\circ$ correspond à un système *edge on* c'est à dire vu par la tranche alors que $i = 0^\circ$ correspond à un système *face on*, vu de face). Puisque, selon les lois de la gravitation, la vitesse est directement proportionnelle à la masse de la planète, on en déduit que $M = M_{\text{mes}}/\sin(i)$ avec M la masse absolue de la planète et M_{mes} celle mesurée. Plus récemment, la précision des mesures a permis de contraindre le moment angulaire de certaines étoiles ([Ohta et al. 2005](#)).

1.3.2.2 Astrométrie

De même que pour la méthode des vitesses radiales, l'astrométrie cherche à détecter le mouvement d'une étoile autour du centre de masse du système étoile-exoplanète. L'objectif est simple : en mesurant continuellement le mouvement de l'étoile transversal à la ligne de visée, on peut en déduire son mouvement et donc la présence d'un compagnon. Si la méthode paraît sommaire, elle est difficile à réaliser en réalité. En effet, pour un système situé à 10 parsecs, il faut mesurer des écarts de positions de l'étoile inférieurs à 1 milliseconde d'angle (mas) pour pouvoir détecter Jupiter - soit pouvoir distinguer un mouvement sur la périphérie d'une pièce de 1 euro observée à 5000 km de distance - et ce, sur une observation longue de 12 ans. L'astrométrie permet en revanche de contraindre la masse de compagnons substellaires déjà découverts par vitesse radiale en mesurant finement les paramètres orbitaux de leur étoile ([Benedict et al. 2002](#); [Bean et al. 2007](#)). Elle



permet aussi de s'affranchir de la géométrie du système étoile-exoplanète pour étudier des configurations où le système est vu de face. Si aujourd'hui seulement deux exoplanètes ont été détectées par cette méthode (Muterspaugh et al. 2010; Sahlmann et al. 2014), la mission spatiale Gaia, lancée en 2013 et dont les précisions de mesures astrométriques devraient atteindre les $10 \mu\text{as}$, devrait permettre la détection de milliers d'exoplanètes de masse jovienne (Sozzetti et al. 2001; Perryman et al. 2014).

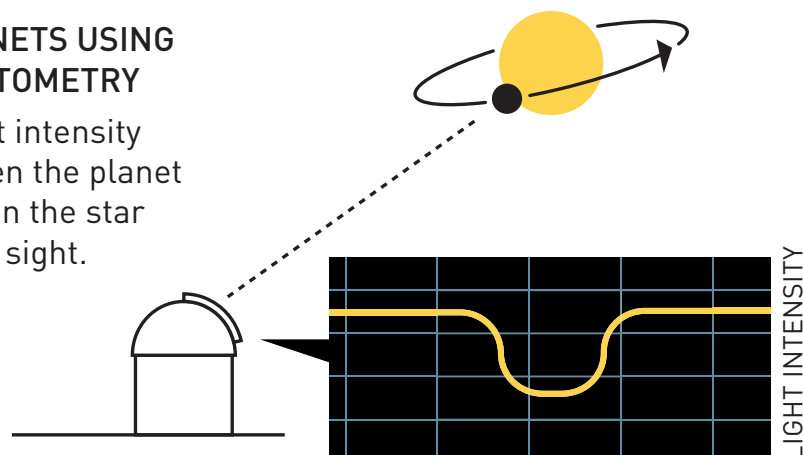
1.3.2.3 Transit

Contrairement aux méthodes explicitées précédemment, la méthode des transits est une méthode photométrique. On cherche ici à détecter une baisse périodique de luminosité de l'étoile lorsque un compagnon substellaire passe régulièrement entre celle-ci et l'observateur (cf figure 1.6). Le biais observationnel par cette méthode est important : il est absolument nécessaire que l'angle entre la ligne de visée et le plan orbital de l'exoplanète soit faible. De plus, la probabilité de détection varie comme l'inverse de la séparation physique. Cela explique l'absence de détection par transit au delà de $\sim 1 \text{ UA}$ (voir Fig. 1.3). La baisse de luminosité est proportionnelle au rapport de la surface de la planète sur la

FINDING PLANETS USING TRANSIT PHOTOMETRY

The star's light intensity decreases when the planet passes between the star and our line of sight.

This effect is observed by telescopes on Earth.



©Johan Jarnestad/The Royal Swedish Academy of Sciences

FIGURE 1.6 – Principe de la méthode des transits. Source : *The Royal Swedish Academy of Sciences*

surface de l'étoile. Ainsi, plus la planète est grande et son étoile petite, plus il est facile de la détecter par la méthode des transits. Connaissant le rayon de l'étoile, on peut directement déterminer le rayon de la planète. Ainsi, si l'on associe cette technique à la méthode des vitesses radiales qui nous fournit la masse du compagnon, on en déduit la densité moyenne de l'objet et donc sa nature tellurique ou gazeuse.

La première exoplanète pour laquelle un transit a été détecté est la géante gazeuse HD 209458 b simultanément au Fairborn Observatory avec un télescope de seulement 80 cm de diamètre (Henry et al. 2000) et au télescope Keck (Charbonneau et al. 2000). Cependant, la précision requise, associé au fait qu'une bonne résolution angulaire est inutile pour ce type de mesures photométriques, encouragea le lancement de missions spatiales dédiées.

Premièrement, la mission Convection, Rotation et Transits planétaires (CoRoT, [Baglin et al. 2006](#)) du CNES lancée le 26 décembre 2006 permet l'observation de près de 160 000 étoiles et la détection de 34 exoplanètes en 7 ans de mission malgré les 27 cm de son miroir primaire. Ensuite, la mission Kepler de la NASA ([Borucki et al. 2010](#)) pu observer 530 000 étoiles pour 2662 détections confirmées ([Rowe et al. 2014](#)). Pour leur succéder, la deuxième génération d'instruments spatiaux dédiés aux transits d'exoplanètes comme le Transiting Exoplanet Survey Satellite (TESS, [Ricker et al. 2015](#)) - lancé en 2018 - et le PLANetary Transits and Oscillations of Stars (PLATO, [Rauer et al. 2014](#)) - qui doit être lancé fin 2026 - cherchent et chercheront des planètes de plus faibles masses, dans la zone habitable des étoiles¹ et ce dans plusieurs régions de la galaxie. Le télescope CHaracterising ExOPlanets Satellite (CHEOPS, [Broeg et al. 2013](#)) lancé fin 2019, cherche de son côté à mesurer finement les rayons d'exoplanètes déjà détectées.

La méthode des transits a de plus un avantage que n'ont pas les autres techniques de détection indirecte : elle permet la caractérisation par spectroscopie de l'atmosphère de certaines exoplanètes détectées. En effet, considérons la figure 1.7. Dans la configuration 1, l'observateur ne reçoit que le rayonnement de l'étoile. La configuration 2 est appelée transit primaire, c'est à dire que le flux lumineux de l'étoile est diminué proportionnellement au rayon de la planète. Si l'exoplanète possède une atmosphère, ce rayon dépend de la longueur d'onde. Enfin, dans la configuration 3, appelée transit secondaire, l'exoplanète est sur le point de passer derrière l'étoile dans la direction de la ligne de visée : au rayonnement de l'étoile s'ajoute alors le rayonnement émis ou réfléchi par la planète. Ainsi, en effectuant la différence des spectres mesurés dans les configurations 3 et 1, puis 2 et 1, on obtient respectivement les spectres en émission ou réflexion, et en absorption de la planète. Si

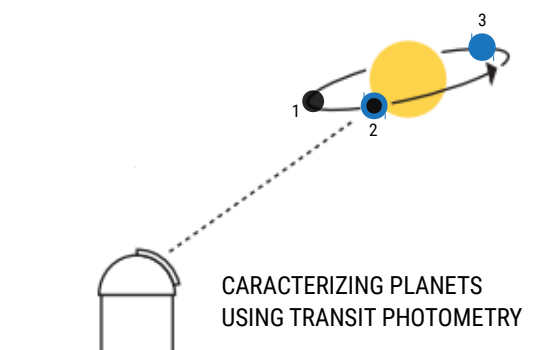
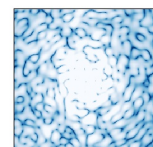


FIGURE 1.7 – Principe de la caractérisation des atmosphères d'exoplanètes par transit.

ces méthodes spectroscopiques ont parfois été effectuées avec les télescopes Hubble ([Sing et al. 2011](#)) et Spitzer ([Knutson et al. 2011](#)) par le passé, le télescope dédié Atmospheric Remote-sensing Infrared Exoplanet Large-survey (ARIEL, [Tinetti et al. 2016](#)) s'attachera exclusivement à caractériser - par spectroscopie ou par courbe de phase - des exoplanètes déjà détectées.

1. Zone autour d'une étoile où les conditions thermodynamiques permettent l'existence de plans d'eau liquide à la surface d'une planète ([Ramirez 2018](#))



1.3.2.4 Chronométrage

Chronométrage des pulsars millisecondes Cette technique a été utilisée par [Wolszczan & Frail \(1992\)](#) pour détecter la première planète extrasolaire autour d'un pulsar. Un pulsar est une étoile à neutrons, c'est à dire un résidu de supernova, caractérisant la fin de vie d'une étoile massive. Cette étoile à neutrons, en rotation rapide sur elle-même, émet un fort rayonnement électromagnétique dans la direction de son axe magnétique. L'axe magnétique et l'axe de rotation n'étant pas alignés, l'émission radio-fréquence du pulsar au cours du temps se fait le long d'un cône. Un observateur situé à l'intérieur de ce cône reçoit donc un signal puissant et périodique : un pulsar clignote avec la précision d'une horloge atomique. Cependant, la présence d'un compagnon substellaire en orbite autour du pulsar entraîne son déplacement par effet gravitationnel. Ainsi, toute perturbation dans la mesure de la période d'émission d'un pulsar peut être expliquée par la présence d'un compagnon dont on peut mesurer la masse : c'est le chronométrage des pulsars. Cette technique extrêmement précise a permis la détection d'exoplanètes de très faibles masses. Cependant, un pulsar est le fruit d'une supernova dont la violence rend *a priori* peu probable la survie ou la création de tout corps environnant. On ne comprend donc toujours pas l'origine des quelques exoplanètes détectées par cette méthode.

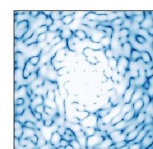
Chronométrage des transits La méthode du chronométrage des transits (TTV pour *Transit Time Variations*) permet de détecter une exoplanète grâce au transit d'une autre dans un système multiple ([Maciejewski et al. 2010](#); [Xie 2013](#)). En effet, une planète éloignée de son étoile a une probabilité plus faible de transit pour des raisons temporelles et d'alignement. En revanche, on peut mesurer son effet gravitationnel sur une autre planète du système, en transit. La perturbation de la période d'une exoplanète en transit est probablement causée par un deuxième compagnon substellaire. Cette méthode de chronométrage permet aussi de contraindre la masse d'un système multiple dont tous ou une partie des objets peuvent être détectés par transit. C'est ainsi que l'on a pu contraindre la densité des exoplanètes du système TRAPPIST-1 dont certaines, rocheuses, sont situées dans la zone habitable de leur étoile ([Gillon et al. 2017](#))

1.3.2.5 Micro-lentilles gravitationnelles

Environ quatre-vingt dix exoplanètes ont aujourd'hui été découvertes par cette méthode. Elle utilise le concept de courbure de l'espace-temps par un corps massif en relativité générale. Ainsi, les rayons lumineux provenant d'une étoile de fond peuvent être focalisés par une étoile en avant plan, causant une augmentation de sa luminosité qui peut durer de quelques minutes à plusieurs jours. Si l'étoile d'avant-plan possède une planète, la planète peut produire également un effet de lentille sur l'étoile d'arrière plan mais sur des durées plus brèves ([Gaudi 2012](#)). Durant l'effet de micro-lentille, l'intensité de l'étoile d'arrière plan présente une augmentation et une diminution lente superposée à un pic lumineux étroit. L'inconvénient de la méthode est qu'elle n'est pas reproductible puisque l'alignement de deux étoiles ne se produit qu'une fois. En revanche, elle permet la détection de planètes plus éloignées de la Terre et donc inaccessibles par les autres méthodes. Par contre, elle nécessite un travail de modélisation intense pour extraire les propriétés physiques des planètes détectées car les dégénérescences entre les différents paramètres sont nombreuses. Le futur télescope *Nancy Grace Roman Space Telescope* (anciennement WFIRST) dont le lancement est prévu au milieu de la décennie 2020 sera équipé d'un instrument permettant l'observation de micro-lentilles gravitationnelles. En association avec les données du télescope Kepler, cette dernière étude devrait nous donner un échan-

tillon statistique plus complet des planètes telluriques orbitant à 1 UA ([Penny et al. 2019](#)).

Dans ce chapitre, nous avons présenté l'évolution des consciences et des connaissances concernant les planètes extrasolaires d'hier à aujourd'hui. Depuis 1995, de nombreuses méthodes de détection ont permis de découvrir plus de 4000 exoplanètes. Cependant, la plupart de ces techniques nécessitent des conditions géométriques particulières qui empêchent la détection d'astres à plus de 10 unités astronomiques (UA) de leurs étoiles. De plus, à l'exception de la méthode des transits pour les planètes à très courtes périodes de révolution, elles ne permettent pas de sonder la composition de ces corps pour comprendre leurs mécanismes de formation. À terme, l'imagerie directe pourrait résoudre certains de ces problèmes. Son utilisation en complément des techniques indirectes de détection permettrait également de contraindre de nombreux paramètres physiques inaccessibles par l'utilisation d'une méthode unique. Elle fait en revanche face à de nombreux défis instrumentaux qui font l'objet de ce manuscrit.



Chapitre 2

L'imagerie directe des exoplanètes

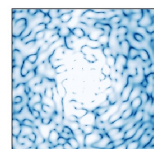
La plupart des exoplanètes connues en 2020 ont été détectées par des méthodes de détection indirectes qui permettent l'étude de populations jusqu'à 10UA. L'imagerie directe est une méthode complémentaire qui permet aujourd'hui la découverte d'exoplanètes à des distances bien supérieures (voir figure 1.3). Dans un futur proche, l'objectif sera de combiner des observations en méthodes indirectes avec l'imagerie directe afin de confirmer et de contraindre les propriétés physiques des corps détectés.

2.1 Développement de l'imagerie directe

2.1.1 De la découverte de nouveaux objets ...

L'imagerie directe des environnements circumstellaires est rendue délicate par deux problèmes majeurs. Premièrement, il existe un fort contraste en intensité entre l'émission propre d'une étoile et l'émission propre ou réfléchi d'un compagnon situé dans la zone d'influence gravitationnelle de l'étoile. Il est alors nécessaire de développer des techniques telle que la coronagraphie pour atténuer le signal lumineux provenant de l'étoile sans modifier celui provenant de l'exoplanète. Deuxièmement, du point de vue de l'observateur, une exoplanète et son étoile sont extrêmement proches angulairement ce qui nécessite des techniques dites de haute résolution angulaire pour pouvoir séparer les images des deux objets. Ces deux problématiques sont explicitées en détail dans le chapitre 3. Dans cette section, je m'attache à énoncer les grands développements instrumentaux ayant permis les découvertes majeures en imagerie directe, et l'intérêt de cette technique. Je m'inspire largement de [Chauvin \(2018\)](#) et de [Boccaletti et al. \(2020\)](#).

L'image de gauche de la figure 2.1 représente la première image d'un environnement circumstellaire, vu par la tranche, enregistrée par [Smith & Terrile \(1984\)](#). Il s'agit de la découverte du cas emblématique du disque de poussière autour de l'étoile β Pictoris. Cette image fait suite à la découverte d'excès en infrarouge dans le spectre d'émission de certaines étoiles ([Mendoza V. 1966](#); [Harvey et al. 1984](#); [Aumann et al. 1984](#)). Ces excès autour d'étoiles de type A impliquent la présence de matière plus froide, en rotation autour de l'étoile ([Smith & Terrile 1984](#)). L'imagerie des disques circumstellaires, et notamment des disques jeunes, est extrêmement importante dans le cadre de la compréhension de l'évolution des systèmes extrasolaires puisqu'il est admis que les planètes se forment dans des disques protoplanétaires ([Lissauer 1987, 1993](#); [Williams & Cieza 2011](#)). L'image de 1984 a pu être produite à l'aide d'un simple coronographe installé sur le télescope de 2.5m de Las Campanas au Chili. Il est facile de faire l'image de ce disque du fait de son



extension étendue vue d'un observateur terrestre (~ 1 arcmin). Cependant, pour des plus petits objets, la turbulence atmosphérique empêche de tirer partie de la taille de plus en plus importante des télescopes au sol (voir section 3.3). Interviennent alors les premiers systèmes d'optique adaptative permettant de s'affranchir de cette limitation. L'optique adaptative consiste en l'utilisation de miroirs déformables qui compensent en direct les effets de turbulence atmosphériques. Proposé par Babcock (1953), le premier prototype d'OA appelé COME-ON ne fût installé qu'en 1990 par Rousset et al. (1990) au T152 de l'OHP. Associé à des coronographes et à l'amélioration des détecteurs infrarouges, l'optique adaptative via le système ADONIS (Beuzit et al. 1997) permit l'observation de β Pictoris avec une résolution angulaire de 0.12 arcsec (Mouillet et al. 1997) au télescope de 3.5m de La Silla (cf figure 2.1, à droite). Cette observation confirma la déformation du disque de poussière entourant β Pictoris. À cette époque, les auteurs expliquent cette déformation par la présence d'une exoplanète à l'intérieur du disque.

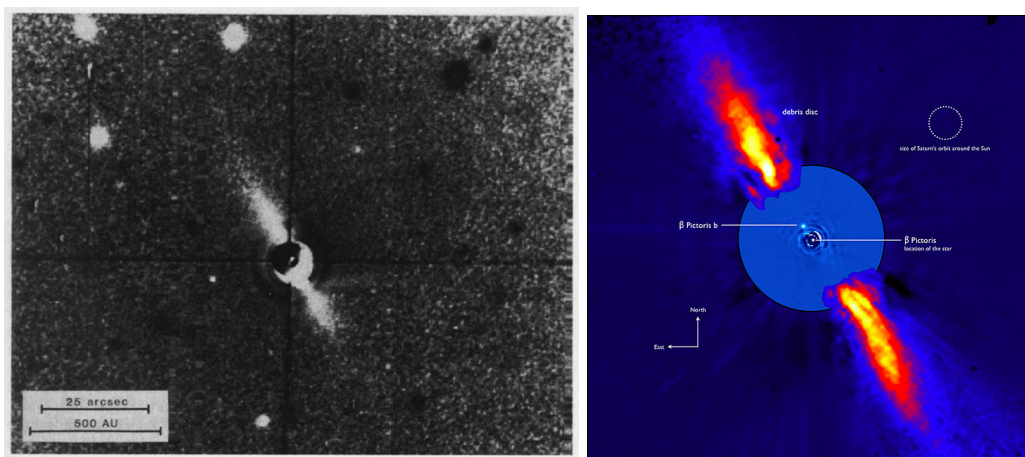


FIGURE 2.1 – Imagerie directe du système β Pictoris. À gauche : première détection du disque de poussière par Smith & Terrile (1984). À droite : image composite en infrarouge proche de l'observation du système en 1996 par ADONIS (partie externe de l'image) et de son observation par NaCo en 2008 (partie interne de l'image). La déformation du disque externe est provoquée par la présence de l'exoplanète dans le système interne. Crédits : ESO/Anne-Marie Lagrange

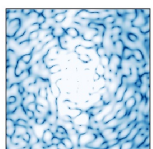
Le premier compagnon substellaire découvert par imagerie directe est la naine brune GI229 B, observée d'abord à l'observatoire de Palomar en 1994 puis par le télescope Hubble en 1995 (Nakajima et al. 1995) avec une meilleure résolution angulaire. En effet, les télescopes spatiaux sont de puissants outils qui permettent de se soustraire à la turbulence atmosphérique. Cependant, la résolution angulaire de ce type de télescope est directement liée au diamètre de leur miroir primaire, limité par la taille des fusées de lancement. La solution vient alors des télescopes au sol et du développement des techniques d'optique adaptative. C'est donc en 2004 avec l'instrument NaCo - raccourci de NAOS (*Nasmyth Adaptive Optics System*) et de CONICA (*Coudé Near-Infrared Camera*) - installé au foyer Nasmyth de l'UT4 du Very Large Telescope (VLT) que Chauvin et al. (2004) détectent la première exoplanète par imagerie. D'autres exoplanètes et naines brunes, très éloignées de leurs étoiles respectives, furent ensuite détectées à l'aide de cette génération de télescopes au sol de 10m de diamètre (Chauvin et al. 2005; Neuhäuser et al. 2005; Lafrenière et al. 2008). L'implantation de techniques avancées d'analyse et de traitement d'images *a posteriori* permit dans les années qui suivirent de tirer le meilleur parti de la première

génération d'instrument haut-contraste sur les télescopes de 10m. Premièrement, l'environnement de l'étoile HR8799 fût imagé avec les télescopes Keck et Gemini (Marois et al. 2008), ce qui permit la découverte d'un système multiple à faible inclinaison, et composé de 3 géantes gazeuses. Une quatrième planète plus proche de l'étoile fût par la suite détectée dans ce système (Marois et al. 2010). Quelques mois après la première observation de HR8799, la planète β Pictoris b fût enfin découverte à l'intérieur du disque de poussière avec NaCo (cf figure 2.1 au centre de l'image de droite, Lagrange et al. 2009). Kalas et al. (2008) ont également découvert un objet sub-stellaire orbitant autour de Fomalhaut à partir des données HST enregistrées dans l'espace. Cet objet constituait à l'époque la planète la moins massive détectée par imagerie. Cependant, des observations plus récentes montrent que Fomalhaut b pourrait finalement n'être qu'un nuage de poussière formé à la suite d'une collision d'objets dans le disque circumstellaire de Fomalhaut (Galicher et al. 2013; Gaspar & Rieke 2020).

Équipés de systèmes d'optique adaptative haute performance appelés XAO, la deuxième génération d'imageurs installés sur les télescopes de 10m tels que SPHERE (Beuzit et al. 2019) et GPI (Macintosh et al. 2014) cherche à révéler les régions situées entre 10 et 100 UA des étoiles situées à moins de 100 pc de la Terre. L'étude systématique (*survey*) d'un large catalogue d'étoiles jeunes a déjà révélé plusieurs dizaines de disques circumstellaires. La variété des disques observés est impressionnante : ils peuvent contenir des bras spiraux (Benisty et al. 2015; Pohl et al. 2015), des ombres (Stolker et al. 2016), des cavités centrales (Ligi et al. 2018) ou encore être composés de plusieurs anneaux (Ginski et al. 2016; Perrot et al. 2016) qui peuvent s'expliquer par la présence d'exoplanètes pas encore observées. Cette explication a été confirmée par la découverte de l'exoplanète en formation PDS 70 b située à l'intérieur d'un disque circumstellaire (Keppler et al. 2018; Müller et al. 2018). On ajoute que trois autres compagnons stellaires ont pour le moment été détectés à l'aide de ces instruments : 51 Eri b (Macintosh et al. 2015), HIP65426 b (Chauvin et al. 2017b) et PDS 70 c (Haffert et al. 2019).

2.1.2 ... à l'extraction de leurs propriétés physiques

Premièrement, ces nombreuses observations ont permis de contraindre, en partie, les modèles statistiques de formation planétaire. La faible quantité de planètes géantes détectées par imagerie directe montre que la probabilité de détection d'une exoplanète deux fois plus massive que Jupiter située au delà de 10UA est comprise entre 3% et 9% (Galicher et al. 2016; Bowler 2016). Cependant, certaines problématiques restent encore non résolues concernant la formation planétaire. Premièrement, les modèles usuels de formation des planètes que sont l'accrétion des planétésimaux suivis de la capture de gaz (Pollack et al. 1996) ou le modèle de fragmentation de disque causé par des instabilités gravitationnelles (Cameron 1978) n'expliquent toujours pas l'existence de planètes géantes à grandes distances. Il faut alors ajouter des mécanismes de migrations et d'éjections planétaires que le faible nombre de détections ne peut pas contraindre. Deuxièmement, les incertitudes sur la masse des exoplanètes détectées par imagerie directe, liées en partie aux imprécisions sur l'âge des systèmes rendent difficile l'estimation de leurs mécanismes de formation (*hot start* ou *cold start*, Marley et al. 2007; Spiegel & Burrows 2012). L'association de l'imagerie directe à une méthode de mesure dynamique de la masse comme l'astrométrie ou les vitesses radiales permet d'entrevoir des avancées majeures dans ce domaine.



Ensuite, l'observation des disques circumstellaires a étendu nos connaissances sur l'architecture et l'histoire des systèmes. Au bout d'un temps caractéristique de 10 millions d'années, le gaz présent dans les disques s'est dispersé, les planètes géantes se sont déjà formées et elles déterminent la dynamique des autres planétésimaux présents (Morbidelli et al. 2012). Certaines exoplanètes comme β Pictoris b interagissent avec le disque planétésimal environnant, à l'origine de détections de nombreuses exo-comètes (Kiefer et al. 2014a,b; Matrà et al. 2017). L'astrométrie de précision inférieure à 2 mas, rendue possible par les nouveaux systèmes d'optique adaptative, permet l'étude précise et continue des orbites des différentes planètes détectées. Par exemple, plus de la moitié de l'orbite de β Pictoris b a pu être mesurée par Lagrange et al. (2019). De son côté, les orbites résonnantes des exoplanètes du système HR8799 (Pueyo et al. 2015; Maire et al. 2015; Konopacky et al. 2016) en font un laboratoire précieux pour l'étude de notre propre système solaire. Cependant, l'imagerie directe de systèmes plus vieux donc plus froids permettrait d'étudier la diversité des architectures planétaires en fonction du temps.

Enfin, les derniers instruments haute dynamique sont composés de spectromètres basse résolution et de dispositifs de photométrie. Ces appareils ont permis notamment l'étude de spectres de certaines exoplanètes (Zurlo et al. 2016; Bonnefoy et al. 2016) et de confirmer la présence de nuages optiquement épais. L'objectif est d'extraire le maximum d'informations physique des corps détectés et notamment leurs luminosités, leurs températures et la composition de leurs atmosphères. Par exemple, déterminer le rapport C/O permet d'estimer un enrichissement de l'exoplanète en éléments lourds et donc d'en comprendre sa formation, même si d'autres processus physiques d'enrichissement peuvent entrer en jeu après la formation planétaire (Chauvin 2018). Les abondances de différentes molécules telles que l'eau, le méthane, le dioxyde de carbone ou le monoxyde de carbone pourraient être mesurées avec une plus grande précision via l'augmentation de la résolution des spectromètres utilisés (Barman et al. 2015). En attendant, la caractérisation des spectres d'exoplanètes par interférométrie semble être une solution prometteuse, notamment par l'utilisation de l'instrument GRAVITY, rassemblant les quatre UTs du VLT (Gravity Collaboration et al. 2019, 2020).

2.2 Instruments dédiés à l'imagerie haute dynamique

On a vu que l'imagerie directe des exoplanètes était une discipline en constante évolution. Les astronomes à travers le monde développent donc des instruments dédiés à l'imagerie haute dynamique sur des projets prévus jusqu'au milieu de la décennie 2030. Leur objectif ultime est la détection de nouvelles exoplanètes situées dans la zone habitable de leurs étoiles ainsi que la caractérisation de ces corps par spectroscopie pour comprendre leurs mécanismes de formation (voir section 2.1.2). On peut séparer ces instruments en trois parties : les observatoires au sol (section 2.2.1) nécessitant l'aide d'une optique adaptative extrêmement performante, les observatoires spatiaux (section 2.2.2) soustraits à la turbulence atmosphérique mais limités par leurs coûts, leurs risques et par la taille des fusées de lancement, et les bancs de tests en laboratoire (section 2.2.3) où sont développées les technologies du futur. Les sections suivantes ne cherchent pas à être exhaustives.

2.2.1 Observatoires au sol

2.2.1.1 SPHERE

L'instrument *Spectro-Polarimetric High-contrast Exoplanet REsearch* (SPHERE, [Beuzit et al. 2019](#)) a été imaginé par un consortium européen au milieu des années 2000 ([Beuzit et al. 2008](#)) pour être installé sur l'UT3 du VLT appartenant à l'European Southern Observatory (ESO). Il obtient des résultats convaincants dès sa mise en service en 2015 ([Vigan et al. 2016a](#); [Maire et al. 2016](#); [Zurlo et al. 2016](#); [Bonnefoy et al. 2016](#)). Depuis, l'observation systématique de centaines d'étoiles proches par le *SpHere Infrared survey for exoplaNEts* (SHINE, [Chauvin et al. 2017a](#)) a permis la publication d'environ 200 articles scientifiques en *peer review*.

SPHERE est équipé d'une optique adaptative constituée d'un analyseur de surface d'onde Shack-Hartmann associé à un miroir déformable de 41×41 actionneurs ([Fusco et al. 2006](#)) ainsi qu'un miroir dit de Tip-Tilt - pour contrôler la position de l'étoile sur le coronographe - suivi de trois sous-systèmes différents :

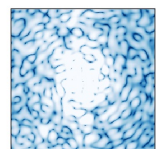
- une caméra infrarouge *Infrared dual imaging spectrograph* ([Langlois et al. 2013, 2014](#), IRDIS,) permettant à la fois de faire de l'imagerie à deux bandes spectrales en lumière non polarisée et polarisée ([de Boer et al. 2020](#); [van Holstein et al. 2020](#)) ainsi qu'un module de spectroscopie à longue fente pour effectuer des spectres basses ($R \sim 50$ en bande YJHKs) ou moyennes ($R \sim 350$ en bande YJH) résolutions.
- un *Integral Field Spectrograph* (IFS, [Claudi et al. 2008](#)) travaillant aussi en proche infrarouge et permettant d'obtenir le spectre basse résolution ($R \sim 50$) de chaque élément de résolution du champ de vue.
- un polarimètre fonctionnant dans le visible appelé *Zurich imaging polarimeter* (ZIMPOL) ([Thalmann et al. 2008](#)).

Pour les sous-systèmes IRDIS et IFS, SPHERE est équipé d'un coronographe quatre quadrants (peu utilisé) et d'un coronographe de Lyot apodisé (voir section [3.2.3](#)).

Après 5 ans d'utilisation, une amélioration de SPHERE appelée SPHERE+ est envisagée ([Boccaletti et al. 2020](#)). L'objectif est l'étude d'environnements toujours plus proches d'étoiles plus lointaines et plus vieilles (voir figure [2.3](#)) ainsi que l'augmentation de la résolution des spectres enregistrés avec l'instrument. Pour cela, un deuxième étage d'optique adaptative composé d'un miroir déformable associé à un analyseur pyramide en infrarouge serait ajouté en série à la première boucle. Cet ajout permettrait d'améliorer la vitesse et la sensibilité de la correction de la turbulence atmosphérique. De plus, l'instrument serait couplé avec un spectrographe haute résolution CRIRES+ ($R \sim 100\,000$) afin de détecter les raies fines de molécules présentes dans l'atmosphère d'exoplanètes ([Vigan et al. 2018](#)). Une dernière amélioration envisagée concerne la correction d'aberrations différentielles qui limitent les performances en contraste atteintes sur SPHERE. Cet aspect est développé dans le chapitre [6](#) de ce manuscrit.

2.2.1.2 GPI

L'instrument *Gemini Planet Imager* (GPI) était, jusqu'à aujourd'hui, l'équivalent américain de SPHERE. Développé en collaboration par plusieurs universités outre-atlantique, il est installé en 2013 à l'observatoire *Gemini South* au Chili ([Macintosh et al. 2014](#); [Galicher et al. 2014](#)). Il est composé lui aussi d'un analyseur Shack-Hartmann associé à deux miroirs déformables - un de 48×48 actionneurs pour contrôler les parties externes



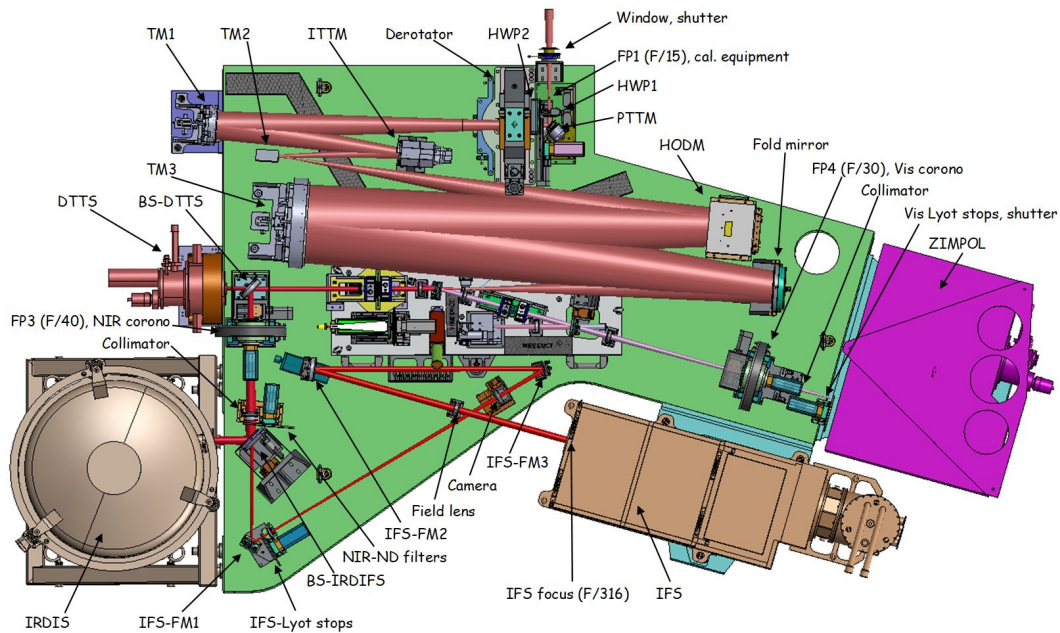


FIGURE 2.2 – Chemin optique de l'instrument SPHERE et de ses sous-systèmes. Crédits : [Beuzit et al. \(2019\)](#).

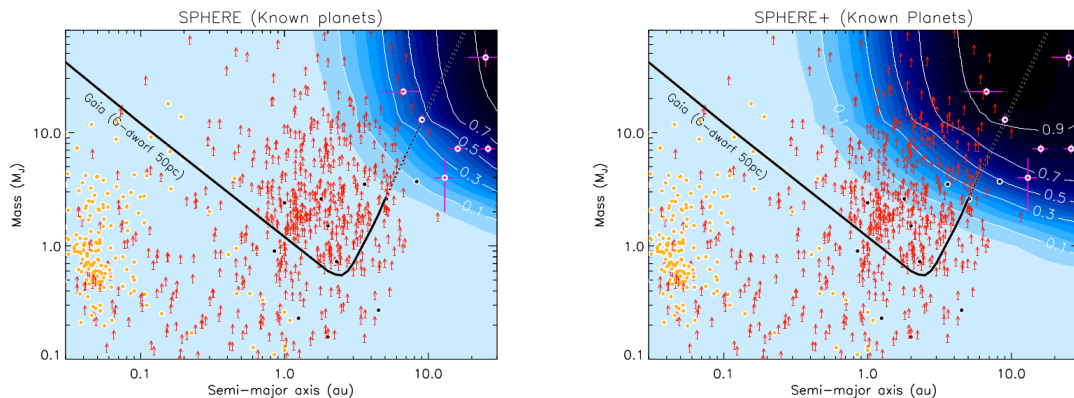


FIGURE 2.3 – Probabilité de détection d'exoplanètes proches (< 50 pc) et jeunes (< 100 millions d'années) déjà détectées via les méthodes de transit (points jaunes), vitesse radiale (flèches rouges), microlentilles gravitationnelles (points noirs) et imagerie directe (points roses) avec les instruments SPHERE (gauche) et SPHERE+ (droite). Le télescope Gaïa devrait être capable de détecter par astrométrie les exoplanètes situées au dessus de la courbe noire. SPHERE+ profite d'un système d'optique adaptative plus rapide qui lui permet de détecter de nouvelles exoplanètes potentiellement plus proches de leurs étoiles. Crédits : [Boccaletti et al. \(2020\)](#).

de l'image (*tweeter*) et un de 9×9 actionneurs pour contrôler le champ proche de l'étoile (*woofer*) - et d'un miroir Tip-Tilt. L'instrument dispose uniquement d'un IFS basse résolution en proche infrarouge qui inclut un mode polarimétrique. Là encore, un *survey* appelé GPIES de plusieurs centaines d'étoiles a été réalisé, représentant plus de 700 heures d'observation sur trois ans ([Macintosh et al. 2018](#)).

Cependant, de nouveaux instruments non dédiés à l'imagerie haute dynamique tels que GHOST - qui accompagnera le télescope voisin LSST - remplaceront bientôt GPI à *Gemini South*. L'instrument devrait être déplacé à l'observatoire *Gemini North* situé sur la montagne Mauna Kea à Hawaï. Ayant les mêmes objectifs scientifiques que SPHERE+, GPI sera lui aussi amélioré en GPI 2.0, avec notamment les remplacements de l'analyseur de surface d'onde Shack-Hartmann par un analyseur pyramide, du capteur scientifique CCD par un EMCCD à bas bruit de lecture, du miroir déformable *tweeter* afin d'éviter les actionneurs défectueux, de nouveaux coronographes et l'ajout d'un spectro-polarimètre pour l'étude des nuages dans les atmosphères exoplanétaires (Chilcote et al. 2018). Comme dans le cas de SPHERE+, toutes ces améliorations ont pour but d'améliorer les performances en contraste de l'instrument afin d'augmenter fortement le nombre d'exoplanètes détectées par imagerie. Si il est difficile de prévoir exactement le futur gain en contraste avec cet instrument, l'observation de 200 nouvelles étoiles dans l'hémisphère nord avec un gain modéré en contraste de 2 magnitudes devrait permettre la découverte de 5 nouvelles planètes si le processus de formation est *hot start* et de 3 planètes si le processus de formation est *cold start* (figure 2.4).

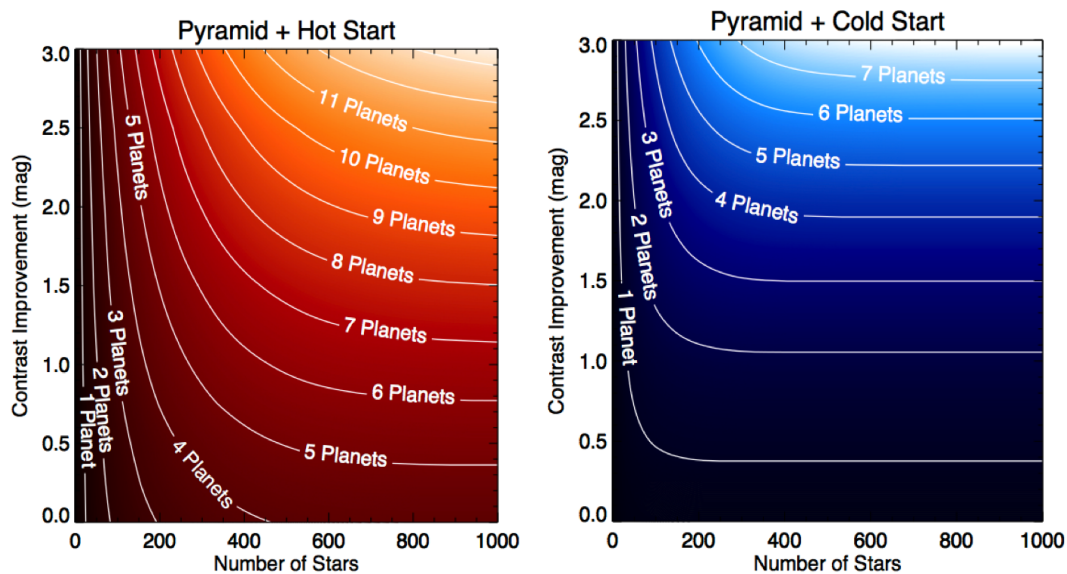
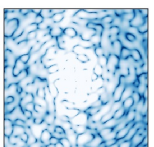


FIGURE 2.4 – Estimation du nombre de nouvelles planètes détectées en fonction de leurs mécanismes de formation - *hot* (gauche) ou *cold start* (droite) -, de l'amélioration en sensibilité, et du nombre d'étoiles observées avec GPI 2.0 dans l'hémisphère Nord. Crédits : Chilcote et al. (2018).

2.2.1.3 SCEXAO

L'instrument à haute dynamique SCEXAO (pour *Subaru coronagraphic extreme Adaptive Optics*, Guyon et al. 2010), lui aussi présent au sommet de Mauna Kea, a été installé sur le télescope japonais de 8m Subaru pour une mise en service en 2011. Contrairement aux deux instruments cités plus haut, l'objectif n'est pas le *survey* de nombreuses étoiles de l'hémisphère nord. Il permet cependant de tester, avec un accès facilité au ciel, de nouveaux projets innovants pour le haut-contraste qui pourraient équiper les grands télescopes du futur comme le *Thirty Meter Telescope* (TMT). Il est équipé notamment d'un analyseur



de surface d'onde pyramide, de plusieurs coronographes, des sous-systèmes VAMPIRES pour la polarimétrie visible, de FIRST pour l'interférométrie fibrée et d'un IFS nommé CHARIS (Lozi et al. 2018).

2.2.1.4 KPIC

Toujours au Mauna Kea, le télescope segmenté Keck vient d'intégrer le module *Keck Planet Imager and Characterizer* (KPIC, Mawet et al. 2016) qui s'associe à l'actuel système d'optique adaptative présent sur Keck. Il est équipé de son propre analyseur infrarouge, d'un système coronographique et surtout d'une séparatrice qui divise le chemin optique en deux parties : la première peut rejoindre une caméra scientifique comme NIRC2 ou OSIRIS, la deuxième rejoint un système d'injection fibrée pour atteindre le spectrographe à haute résolution spectrale NIRSPEC (Mawet et al. 2017). L'objectif scientifique est la

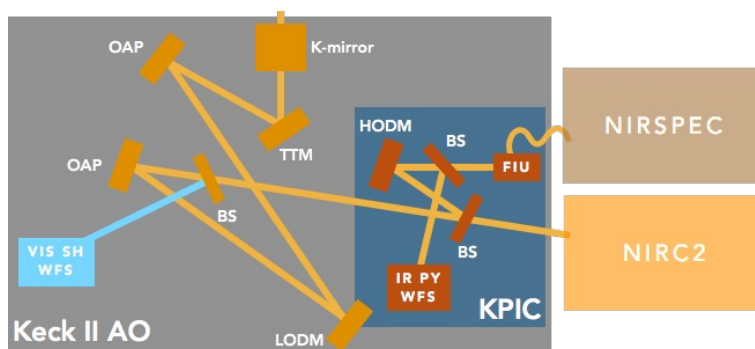


FIGURE 2.5 – Schéma optique des instruments à haute dynamique utilisés sur le télescope Keck. Crédits : Mawet et al. (2016).

détection et la caractérisation d'exoplanètes géantes à très faibles séparations angulaires autour d'étoiles de type M en filtrant spatialement le signal grâce au coronographe tout en séparant les structures spectrales de l'étoile et de la planète à l'aide du spectrographe. Le même principe sera utilisé avec l'instrument CRIRES+ sur SPHERE+ (voir section 2.2.1.1). Dans quelques années, le spectrographe infrarouge à haute résolution HISPEC remplacera NIRSPEC pour être testé sur Keck avant d'être installé sur le TMT.

2.2.1.5 MICADO, PCS, PFI et TIGER

En parallèle de la préparation de SPHERE+ et GPI 2.0 sur les télescopes de $\sim 10\text{m}$, la communauté scientifique développe les instruments qui équiperont les futurs *Extremely Large Telescope* dont les diamètres des miroirs primaires seront compris entre 30m et 40m. Cependant, nous ne sommes pas capables aujourd'hui de construire des miroirs paraboliques d'une telle taille. L'utilisation de miroirs segmentés, à l'image du télescope Keck, est l'option choisie pour pallier cette difficulté. Les instruments haute dynamique doivent alors être optimisés pour fonctionner convenablement avec ce type de miroir. MICADO (pour *Multi-AO Imaging CAmera for Deep Observations*) sera l'un des trois premiers instruments en service sur l'*European Extremely Large Telescope* (E-ELT, Davies et al. 2016). Associé aux optiques adaptatives SCAO et MAORY - utilisant une étoile guide laser -, MICADO exploitera les grandes sensibilité et résolution de l'ELT pour trouver et suivre des exoplanètes avec une précision astrométrique inégalée pour un télescope seul (inférieure à $50\mu\text{as}$). Cependant, la taille du miroir secondaire et le poids de l'ensemble du télescope provoqueront des contraintes mécaniques dont certaines, encore inconnues,

pourraient limiter les performances de l'instrument. Les leçons tirées de MICADO serviront alors l'instrument à haute dynamique qui lui succédera PCS (pour *Planetary Camera and Spectrograph*). PCS sera l'équivalent sur l'ELT de SPHERE sur le VLT et aura pour objectif l'imagerie et la caractérisation d'exoplanètes de plus faibles masses (Kasper et al. 2013).

Le *Planet Formation and Imager* (PFI, Macintosh et al. 2006; Kraus et al. 2016) et le *Thermal Infrared imager for the GMT which provides Extreme contrast and Resolution* (TIGER, Hinz et al. 2012) sont les équivalents américains de PCS qui équiperont les futurs *Thirty Meter Telescope* (TMT) dans l'hémisphère nord et *Giant Magellan Telescope* (GMT) dans l'hémisphère sud respectivement.

2.2.2 Observatoires spatiaux

Les observatoires spatiaux sont des outils importants dans la recherche et la caractérisation d'exoplanètes. Cependant, l'envergure de ces projets, leurs coûts, et leurs risques allongent le moment de leur mise en orbite.

2.2.2.1 Hubble

Le *Hubble Space Telescope* ou HST a permis des découvertes majeures dans de nombreux domaines de l'astronomie durant sa période de fonctionnement de trois décennies. Les améliorations apportées alors que le télescope était en orbite, en font une des spécificités de ce télescope. Ces modifications ont permis notamment la mise en service de plusieurs instruments tels que le *Near Infrared Camera and Multi Object Spectrometer* (NICMOS), le *Space Telescope Imaging Spectrograph* (STIS) et l'*Advanced Camera for Surveys* (ACS) chacun équipés de coronographes. Hubble a ainsi pu faire l'image et l'étude de nombreux disques de débris (Schneider et al. 2016) et de plusieurs systèmes planétaires (Soummer et al. 2011, 2014). Dans ce contexte, la découverte de l'objet Fomalhaut b fait partie de ses principaux succès (Kalas et al. 2008).

2.2.2.2 JWST

Le HST devrait s'arrêter au cours de la décennie 2020 pour être progressivement remplacé par le *James Web Space Telescope* (JWST), fonctionnant dans le domaine de l'infrarouge. Le miroir primaire segmenté de JWST a une dimension de 6.5 mètres de diamètre. Il devra alors être déplié une fois en orbite, ce qui constitue une manœuvre extrêmement risquée. Plusieurs instruments ayant pour objectif l'imagerie directe d'exoplanètes seront embarqués, comme le *Mid-Infrared Instrument* (MIRI, Boccaletti et al. 2005) et le *Near-Infrared Camera* (NIRCam, Krist et al. 2009) qui fonctionneront à différentes longueurs d'ondes. JWST sera aussi capable de mesurer le spectre de planètes qui peuvent être détectées par la méthode des transits.

2.2.2.3 WFIRST, nouvellement appelé *Nancy Grace Roman Space Telescope*

Le bénéfice principal des télescopes spatiaux est qu'ils ne sont plus sujets à la turbulence atmosphérique. En revanche, comme nous le verrons dans la partie II, ils restent affectés par les aberrations provenant des défauts de construction et de polissage de leurs propres optiques. Ces aberrations limitent drastiquement la sensibilité des instruments à détecter des planètes faiblement lumineuses. Ainsi, le télescope *Nancy Grace Roman Space Telescope* (anciennement WFIRST pour *Wide Field Infrared Survey Telescope*, Spergel

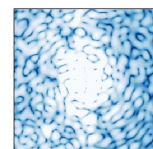




FIGURE 2.6 – Photo du miroir primaire du JWST en position déployée lors de tests réalisés au centre spatial NASA Goddard. Crédits : NASA/Desiree Stover.

et al. 2015) sera équipé d'un instrument coronographique (CGI), comprenant deux miroirs déformables, à l'instar de ceux utilisés en optique adaptative au sol, et de plusieurs coronographes (Lyot hybride, *shaped pupil*). Cet instrument cherchera à détecter la lumière réfléchie par les planètes géantes connues par vitesses radiales. Si le *Roman Space Telescope* n'est pas spécifiquement construit pour les besoins de l'imagerie haute dynamique, son lancement prévu au milieu de la décennie 2020 servira de démonstrateur technologique de l'utilisation d'optique active embarquée dans des télescopes spatiaux.

2.2.2.4 HabEx ou LUVOIR

Le lancement d'un nouvel observatoire spatial est prévu au milieu des années 2030. Il sera en partie dédié à l'imagerie des exoplanètes et son design profitera de l'expérience acquise lors du projet *Roman Space Telescope*. En 2021, la NASA sélectionnera la prochaine mission d'envergure qui pourrait être un des deux concepts bien différents que sont le *Habitable Exoplanet Observatory* (HabEx, Gaudi et al. 2020) et le *Large UV/Optical/Infrared Surveyor* (LUVOIR, The LUVOIR Team 2019).

HabEx utiliserait un télescope hors-axe et non-segmenté de 4m de diamètre. Il intégrerait un module coronographique comprenant des miroirs déformables pour la correction des aberrations optiques et deux spectrographes : un fonctionnant dans l'ultraviolet et l'autre dans le visible jusqu'à l'infrarouge. Cependant, l'utilisation de coronographes est toujours difficile car généralement non optimisée pour les larges bandes spectrales. C'est pourquoi HabEx prévoit l'utilisation d'un occulteur externe de 52m de diamètre, situé à environ 77 000km du télescope. Les coronographes seraient utilisés pour la détection d'exoplanètes tandis que l'occulteur permettrait l'étude précise de leurs spectres. Cependant, le nombre d'exoplanètes accessibles par l'occulteur serait limité par sa quantité de carburant

disponible et le temps nécessaire à passer d'une cible d'intérêt à une autre (deux semaines sont prévues). On estime qu'HabEx pourrait ainsi étudier une centaine de systèmes avec son occulteur externe.

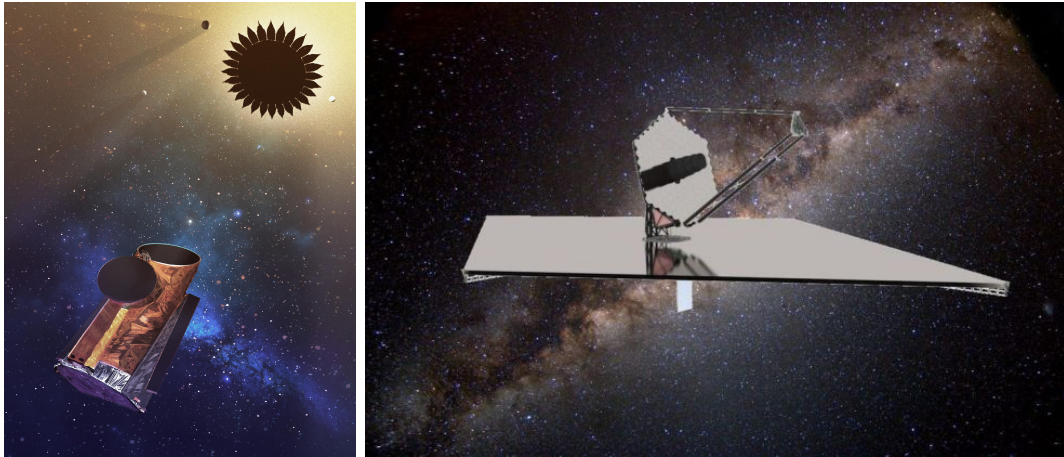


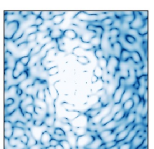
FIGURE 2.7 – Vues d'artistes des observatoires HabEx avec son *starshade* (gauche) et LUVOIR (droite). Crédits : NASA

LUVOIR, un autre projet à l'étude, est un instrument plus polyvalent puisqu'il étudierait aussi la formation des étoiles, l'évolution des galaxies et la structure de la toile cosmique pour l'étude des propriétés de l'énergie noire. La taille de son miroir primaire segmenté varie selon le projet choisi : 15m pour LUVOIR-A, 8m hors axe pour LUVOIR-B. LUVOIR-A embarquerait le spectro-polarimètre POLLUX permettant notamment l'étude de la lumière polarisée provenant des exoplanètes. Surtout, l'instrument à son bord ECLIPS (pour *Extreme Coronagraph for Living Planetary Systems*, Pueyo et al. 2017, 2019; Juanola-Parramon et al. 2019) serait divisé en trois parties. La partie proche-UV chercherait des preuves d'absorption par des molécules d'ozone, la partie visible chercherait les bandes d'absorption par le dioxygène tandis que la partie proche infrarouge permettrait la détection de molécules organiques telles que le méthane ou le dioxyde de carbone. Comme HabEx, LUVOIR serait équipé pour cela de plusieurs coronographes et d'un système de miroirs déformables.

2.2.3 Bancs expérimentaux

Avant leurs mises en service, tous les sous-systèmes constituant les instruments décrits plus haut ont été développés, testés et optimisés en laboratoire sur des bancs de Recherche et Développement. Les bancs dédiés aux missions spatiales sont d'ailleurs répertoriés dans (Mazoyer et al. 2019). On peut citer notamment :

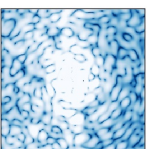
- Le banc *High contrast Imaging Testbed* (HCIT) du *Jet Propulsion Laboratory* (JPL) est un ensemble de trois expériences (OMC, DST et GPCT) effectuées sous vide, ce qui en fait le banc le plus performant au monde depuis une décennie en terme d'extinction maximale de l'étoile ($<10^{-9}$, Trauger & Traub 2007). L'OMC teste les performances générales des différents coronographes qui seront disponibles sur le futur *Roman Space Telescope* dans des conditions de vol réalistes (Cady et al. 2017; Seo et al. 2017; Shi et al. 2018). Le DST est une expérience extrêmement stable



en température et vibrations. Il cherche à comparer les différentes techniques actives de correction des aberrations en fonction du niveau initial d'aberrations, de la variation dynamique de ces aberrations et de la forme de la pupille d'entrée. Enfin, le GPCT sert à tester différents types de coronographes et de miroirs déformables en vue des futures missions spatiales HaBEX ou LUVOIR .

- Le banc **Très Haute Dynamique 2** (THD2) est situé à l'Observatoire de Paris. C'est l'expérience qui obtient les meilleures performances en terme de contraste en Europe, et ce sur de larges bandes spectrales (Baudoz et al. 2018b). Équipé de deux miroirs déformables, il est très modulable et permet de tester différents coronographes (Delorme et al. 2016b; Patru et al. 2018; Galicher et al. 2020) ainsi que différents algorithmes de correction d'aberrations (Mazoyer et al. 2014a; Delorme et al. 2016a; Herscovici-Schiller et al. 2018b,a), et ce pour une large bande spectrale dans le visible. Il permet aussi le test d'algorithmes qui pourraient être implémentés sur les futurs instruments au sol (Gerard et al. 2018b; Singh et al. 2019). Je décrirai à la fois le THD2 et les travaux algorithmiques de compensation des aberrations réalisés au LESIA dans le chapitre 5 puisque ce banc de tests se trouve au cœur de cette thèse.
- Le *High-contrast imager for Complex Aperture Telescope* (HiCAT, N'Diaye et al. 2013a) est un banc situé au *Space Telescope Science Institute* (STScI). Comme son nom l'indique, il cherche à évaluer l'impact de la segmentation des miroirs primaires sur les performances haute dynamique des instruments afin de les optimiser (Soummer et al. 2018). Ce travail prépare les prochains télescopes spatiaux à l'image de LUVOIR.
- NASA Ames développe le banc *Ames Coronagraph Experiment* (ACE) afin d'optimiser les algorithmes de correction pour obtenir d'excellentes performances des instruments au plus proche de l'étoile. L'algorithme *Multi-Star Wavefront Control* (Belikov et al. 2016) permettant l'imagerie d'exoplanètes dans les systèmes multiples et le *Linear Dark Field Control* (Currie et al. 2019) pour maintenir l'excellente sensibilité des instruments sur de longs temps d'observations y ont aussi été développés.
- le *High-Contrast high-resolution spectroscopy for Segmented telescopes Testbed* (HCST) est situé au *California institute of Technology* (Caltech). Il cherche à tester des coronographes qui pourraient être embarqués sur LUVOIR et HaBEX (Ruane et al. 2018a; Llop-Sayson et al. 2020) ainsi que l'injection fibrée du signal d'exoplanètes vers un spectrographe (Ruane et al. 2018c; Sayson et al. 2019).
- Nous pouvons citer aussi les bancs français SPEED pour *Segmented-Pupil Experiment for Exoplanet Detection* (Martinez et al. 2014; Beaulieu et al. 2016; Janin-Potiron et al. 2018) et MITHIC pour *Marseille Imaging Testbed for High Contrast* (N'Diaye et al. 2012b; Vigan et al. 2016b; Herscovici-Schiller et al. 2019). SPEED développe des instruments pour la détection d'exoplanètes autour d'étoile M à l'aide de télescopes segmentés. MITHIC, quant à lui, vise à étudier les futurs systèmes qui équiperont les prochains instruments sol SPHERE+ sur le VLT et HARMONI sur l'E-ELT.

Dans cette partie, j'ai présenté l'avancée des recherches ayant conduit à la découverte de la première exoplanète orbitant autour d'une étoile de la séquence principale. Depuis, plus de 4000 exoplanètes ont été révélées par le biais de plusieurs méthodes de détection. Je me suis notamment attardé sur la technique d'imagerie directe et j'ai introduit les différents instruments et techniques associés. L'explication scientifique et le formalisme mathématique de ces techniques sont développés dans la partie II puisqu'elles sont au centre de cette thèse instrumentale.



Deuxième partie

L'imagerie haute dynamique

Chapitre 3

Techniques d'imagerie à haute dynamique

Dans ce chapitre, nous présenterons certaines techniques utilisées par les instruments haute dynamique. Premièrement, la lumière qu'ils reçoivent est collectée par un télescope en amont. Si ce télescope est situé au sol, l'instrument à haute dynamique est équipé d'une optique adaptative pour compenser la turbulence atmosphérique et améliorer la résolution angulaire des images fournies. Enfin, un coronographe s'applique à séparer le signal de l'étoile avec celui provenant d'une potentielle exoplanète située dans le champ pour l'étudier.

3.1 Formation d'images par un télescope

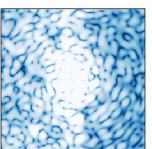
3.1.1 Optique de Fourier

Un télescope a deux fonctions principales : il doit à la fois collecter le plus de photons possibles tout en formant les images les plus détaillées possibles. Heureusement, ces deux objectifs peuvent être réalisés par l'augmentation du seul diamètre du télescope. Pour le comprendre, nous pouvons nous placer dans le cadre de l'optique ondulatoire pour décrire la figure de diffraction. On considère dans un premier temps l'observation d'une étoile sur l'axe optique d'un télescope, point source non résolu, dont le signal est monochromatique de longueur d'onde λ . Le signal provenant de l'étoile et arrivant sur le télescope peut donc être décrit par une onde plane progressive harmonique dont le champ électrique $\vec{E}(\vec{r}, t)$ s'écrit en notation complexe :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}, \quad (3.1)$$

où les paramètres ω , t , $||\vec{k}|| = \frac{2\pi}{\lambda}$ et \vec{r} représentent respectivement la pulsation de l'onde, le temps, le vecteur d'onde et le vecteur position. Afin de simplifier le formalisme des équations, le terme $\exp(i\omega t)$ ne sera plus énoncé formellement dans la suite de ce manuscrit. De plus, puisqu'on ne prendra jamais en compte les phénomènes de polarisation de la lumière - sauf pour certaines limitations décrites section 5.1.4.2 -, on peut restreindre les notations à l'expression du champ scalaire E .

Ce signal atteint le télescope dont on va considérer la pupille d'entrée circulaire de diamètre D , ce qui va causer un phénomène de diffraction. En effet, d'après le principe de Huygens-Fresnel, chaque élément de surface de la pupille diffractante agit comme une



source sphérique secondaire, en phase avec l'onde incidente et dont l'amplitude est proportionnelle à la source primaire. Toutes les sources secondaires étant cohérentes entre elles, elles vont pouvoir se propager puis interférer ultérieurement dans l'instrument. Ce principe s'écrit mathématiquement via l'intégrale de Kirchhoff :

$$E(M) = \iint_{-\infty}^{\infty} K E_0 A(x, y) \frac{e^{-i\vec{k} \cdot P\vec{M}}}{PM} dx dy, \quad (3.2)$$

avec $M=(X,Y,Z)$ et $P=(x,y,0)$. Les grandeurs x, y constituent la position du point P dans le plan de la pupille diffractante tandis que X, Y et Z sont les positions du point M , d'où s'observe le phénomène de diffraction. E_0 correspond à l'amplitude du champ électrique incident non perturbé dans le plan pupille tandis que K est une constante et A représente la fonction de transmission de la pupille d'entrée du télescope, soit :

$$A(x, y) = \begin{cases} 1 & \text{si } x^2 + y^2 < \left(\frac{D}{2}\right)^2 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (3.3)$$

On suppose que x, y, X et Y sont des termes négligeables par rapport à Z . Cette hypothèse est appelée approximation de Fresnel. Ainsi, par développement limité, l'intégrale précédente peut s'écrire :

$$E(M) = K'(Z) E_0 \iint_{-\infty}^{\infty} A(x, y) \exp\left(i\pi \frac{x^2 + y^2}{\lambda Z}\right) \exp\left(-2i\pi \frac{Xx + Yy}{\lambda Z}\right) dx dy, \quad (3.4)$$

où $K'(Z)$ est une fonction complexe qui dépend du paramètre Z . Or, l'utilisation d'une lentille ou d'un miroir de focale f' et donc de transmission :

$$t = \exp\left(-i\pi \frac{x^2 + y^2}{\lambda f'}\right), \quad (3.5)$$

compense la première exponentielle de l'équation 3.4 et nous place dans les conditions de Fraunhofer. Le champ électrique dans le plan d'un détecteur situé à une distance f' du miroir parabolique primaire du télescope s'écrit alors :

$$E_S(u, v) \propto \iint_{-\infty}^{\infty} A(x, y) e^{-2i\pi(xu + yv)} dx dy, \quad (3.6)$$

où l'on pose $u = \frac{X}{\lambda f'}$ et $v = \frac{Y}{\lambda f'}$, les fréquences spatiales dans le plan (X, Y) , soit le système de coordonnées utilisé par la suite en plan focal. Elles sont généralement exprimées en "élément de résolution" de taille λ/D . Cette équation nous place ainsi dans le cadre de l'optique de Fourier que j'utilise tout au long de ce manuscrit : dans les conditions de Fraunhofer, l'amplitude E du champ diffracté est proportionnelle à la transformée de Fourier de la fonction pupille. On l'écrit simplement :

$$E_S(u, v) \propto \mathcal{F}[A(x, y)]. \quad (3.7)$$

où \mathcal{F} représente la transformée de Fourier. Dans les domaines visibles et proche infrarouge, on n'observe pas l'amplitude du champ électrique mais son éclairement ou intensité, définie par le module au carré du champ électrique :

$$I(u, v) = E_S(u, v) E_S^*(u, v) = |E_S(u, v)|^2. \quad (3.8)$$

avec E_S^* le conjugué complexe de E_S . Ainsi, on peut écrire :

$$I(u, v) \propto |\mathcal{F}[A(x, y)]|^2. \quad (3.9)$$

L'image d'une étoile par un instrument optique est donc proportionnelle au module au carré de la transformée de Fourier de sa fonction pupille. On l'appelle la réponse impulsionnelle de l'instrument ou encore la fonction d'étalement de point. Je la noterai cependant PSF pour *Point Spread Function*. D'après la propriété de la convolution en transformée de Fourier, la PSF est aussi proportionnelle à la transformée de Fourier de l'auto-corrélation de la pupille, soit le produit de convolution de la pupille par elle-même :

$$I(u, v) \propto |\mathcal{F}[A(x, y) * A(x, y)]|. \quad (3.10)$$

où $*$ est le symbole de convolution. L'auto-corrélation de la pupille est appelée fonction de transfert optique (FTO).

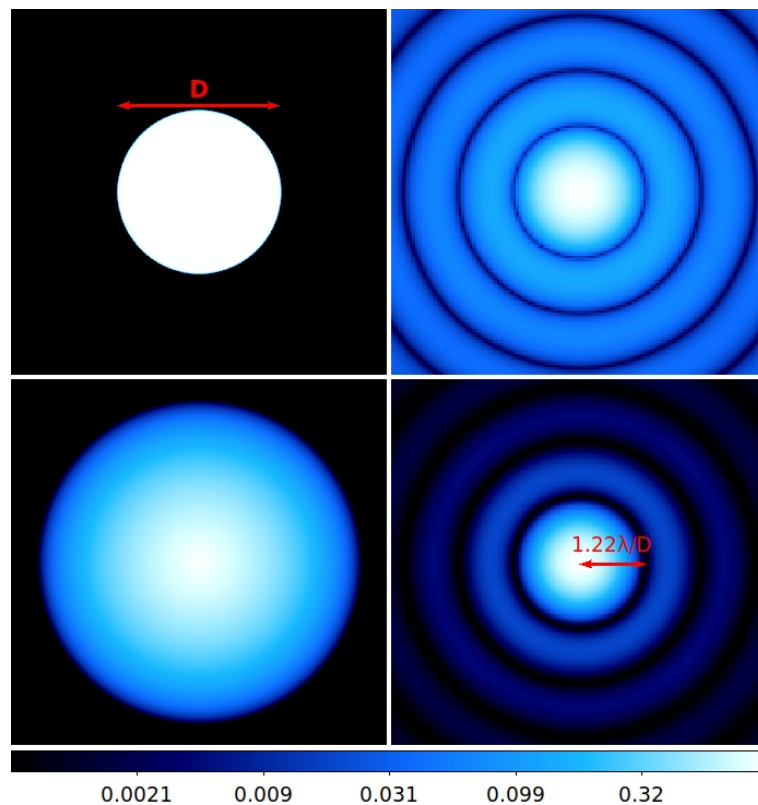
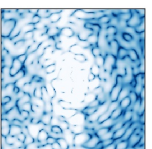


FIGURE 3.1 – À gauche, le plan pupille. À droite, le plan focal. Les images, en échelle logarithmique, représentent la pupille pleine et circulaire (en haut à gauche), l'auto-corrélation de la pupille (en bas à gauche), le module du champ diffracté (en haut à droite) et la PSF correspondante (en bas à droite). On passe des images de gauche à celles de droite par une simple transformée de Fourier.

Ces formules sont applicables à tout type de pupille diffractante. Pour donner un ordre de grandeur de la taille de la tâche de diffraction, on fait l'hypothèse simplifiée d'un télescope dont la pupille d'entrée est circulaire de diamètre D sans obstruction centrale. Dans ce cas, la PSF est une tâche d'Airy dont la fonction est donnée dans la direction



angulaire $\vec{\theta} = \lambda(\vec{u} + \vec{v})$ sur le détecteur par :

$$I(\theta) \propto \left| \frac{J_1(2\pi D|\vec{\theta}|/\lambda)}{2\pi D|\vec{\theta}|/\lambda} \right|^2, \quad (3.11)$$

où J_1 est la fonction de Bessel de première espèce et de premier ordre. Cette tâche d'Airy est représentée dans la figure 3.1. L'image d'un point ponctuel par un télescope à ouverture circulaire est donc une tâche étendue à symétrie de révolution et dont la largeur angulaire vaut $1.22\lambda/D$.

Imaginons désormais que l'étoile n'est plus sur l'axe optique du télescope. L'onde plane incidente est inclinée d'un angle $\vec{\theta}_S$ par rapport à l'axe optique. Ceci est équivalent à considérer un déphasage de l'onde incidente de $\exp(2i\pi(\vec{\xi} \cdot \vec{\theta}_S)/\lambda)$ avec $\vec{\xi} = (x, y)$ la position dans la pupille. La distribution d'intensité lumineuse de l'étoile hors-axe I_θ va alors s'écrire :

$$\begin{aligned} I_\theta(\vec{\theta}) &\propto |\mathcal{F}[A(\vec{\xi})e^{2i\pi(\vec{\xi} \cdot \vec{\theta}_S/\lambda)}]|^2 \\ &\propto |\delta(\vec{\theta} - \vec{\theta}_S) * \mathcal{F}[A(\vec{\xi})]|^2 \\ &\propto \delta(\vec{\theta} - \vec{\theta}_S) * \text{PSF}(\vec{\theta}). \end{aligned} \quad (3.12)$$

δ étant le symbole de Kronecker. L'image de l'étoile hors-axe est donc la fonction d'étalement de point de l'instrument optique décalée de $\vec{\theta}_S$ dans le plan du détecteur. On peut généraliser ce résultat à l'observation d'un objet étendu non cohérent. Chaque point de l'objet est une source incohérente avec les autres points de l'objet, c'est à dire qu'elles ne produisent pas d'interférences lorsqu'elles sont combinées. L'image de l'objet étendu est alors la convolution de la fonction \mathcal{O} qui décrit l'intensité émise par l'objet et la PSF de l'instrument. On peut l'écrire simplement :

$$I_{\mathcal{O}}(\vec{\theta}) = \mathcal{O}(\vec{\theta}) * \text{PSF}(\vec{\theta}). \quad (3.13)$$

3.1.2 Critère de Rayleigh

On appelle pouvoir de résolution d'un instrument sa capacité à séparer deux sources incohérentes. Considérons alors l'observation d'un système de deux étoiles séparées d'une unité astronomique (UA) et situées à 40 parsecs de l'observateur. D'après la définition du parsec, ce système est donc vu sous un angle de $1/40$ de seconde d'arc, soit 25mas. On représente sur la figure 3.2, le résultat de l'observation à $1\mu\text{m}$ des deux étoiles par des télescopes à pupille circulaire de 5m, 10m et 30m. On remarque que le pouvoir de résolution d'un télescope augmente avec son diamètre. En effet, le système n'est pas résolu angulairement - c'est à dire qu'on ne peut distinguer les deux objets dans l'image - avec le télescope de 5m alors que les images des deux étoiles sont bien séparées avec le télescope de 30m. On dit que deux images de sources ponctuelles sont séparées si on est capable de savoir que deux sources sont observées dans l'image du système. Le critère de Rayleigh stipule que cela arrive quand la séparation angulaire des sources observées est supérieure à la taille angulaire de la tâche de diffraction. La limite de résolution angulaire R d'un télescope est alors égale à :

$$R = 1.22 \frac{\lambda}{D}. \quad (3.14)$$

Pour le cas limite, la première annulation d'un pic correspond au maximum de l'autre. C'est le cas pour le télescope de 10m dans la figure 3.2. Par calcul, on trouve bien que la limite

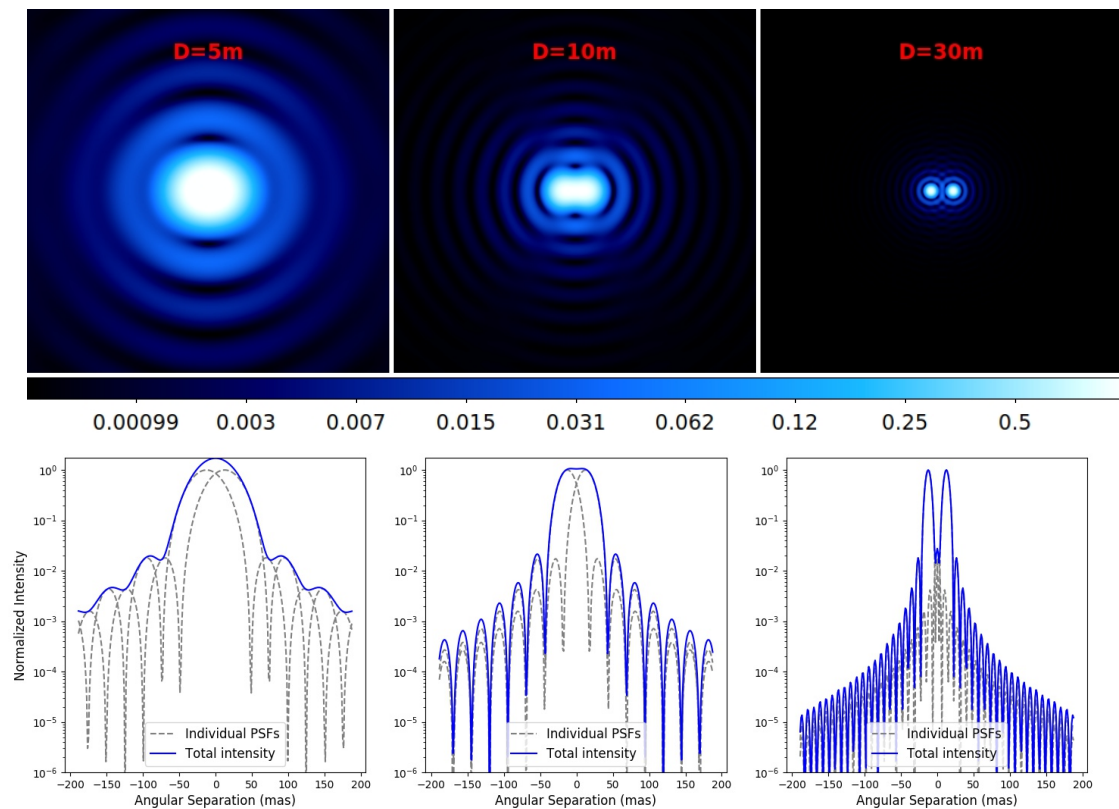
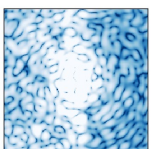


FIGURE 3.2 – Haut : Simulations numériques d’un système double de deux étoiles de même intensité, observé à une longueur d’onde de $1\mu\text{m}$ avec un télescope de 5m (gauche), 10m (centre) et 30m (droite). Les deux étoiles sont séparées de 1UA et situées à 40pc de l’observateur. En bas : coupes horizontales associées à chaque image (en bleu). La courbe bleue est la somme des courbes grises pointillées correspondant à la réponse impulsionnelle de l’instrument pour chaque étoile. Les intensités sont normalisées au maximum des PSFs.

de résolution du télescope de 10m est égale à 25mas pour une longueur d’onde de $1\mu\text{m}$, soit la séparation entre les deux étoiles. D’après l’équation 3.14, plus la longueur d’onde d’observation est petite et le diamètre du télescope important, meilleure sera sa résolution angulaire. Ainsi, pour séparer une exoplanète de son étoile dont la distance apparente paraît très faible, les astronomes profiteront des futurs *Extremely Large Telescope* tels que l’ELT malgré les difficultés à construire des miroirs de plus de 10m de diamètre. Par exemple, l’exoplanète emblématique Proxima Centuri b - située à 38mas de son étoile - est inaccessible à l’observation avec les télescope de 8m du VLT en bande H, tandis que l’ELT pourrait améliorer la résolution angulaire jusqu’à 10 mas dans cette bande spectrale. Dans l’espace, le télescope JWST améliorera la résolution d’un facteur 2.7 par rapport à Hubble dans les infrarouges, tout en multipliant par 7 le nombre de photons collectés sur un même temps de pose.

3.2 Apport de la coronographie

Malgré la construction de télescopes dont le miroir primaire est toujours plus grand, seule une dizaine d’exoplanètes a aujourd’hui été détectée par imagerie directe. En ef-



fet, le pouvoir de résolution d'un télescope n'est pas l'unique limitation à la détection de nouveaux objets. L'autre paramètre à prendre en compte est la différence d'intensité lumineuse reçue entre une étoile et son compagnon sub-stellaire, généralement beaucoup plus froid.

3.2.1 Faible luminosité relative d'un compagnon planétaire

L'intensité lumineuse (en $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}\cdot\text{Hz}^{-1}$) émise par un corps noir est une propriété statistique décrite par la loi de Planck :

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \left[\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) - 1 \right]^{-1} \quad (3.15)$$

avec h la constante de Planck, c la vitesse de la lumière, k_B la constante de Boltzmann et T la température du corps en question. On peut résumer cette loi : plus un corps est chaud, plus son émission de corps noir est intense et décalée vers le bleu. C'est notamment le cas des différents corps du système solaire. La figure 3.3 représente le rayonnement en provenance de la Terre, de Jupiter et du Soleil en fonction de la longueur d'onde, normalisé par le maximum du spectre solaire (traits pleins). Pour les différentes planètes, deux sources de rayonnement sont prises en compte. Premièrement, on considère l'émission de corps noir propre de la planète qui dépend donc de sa température et de son rayon. Deuxièmement, on tient compte de la lumière du Soleil réfléchiée par la surface ou l'atmosphère de la planète, qui dépend de son albédo géométrique et de l'angle solide Ω vu depuis le Soleil :

$$\Omega = 2\pi(1 - \cos(\theta)) \quad \text{où} \quad \theta = d/2a \quad (3.16)$$

avec d le diamètre de la planète considéré et a le demi grand axe de son orbite autour du Soleil. Les valeurs considérées sont développées dans le tableau 3.1. On remarque sur la

	T(K)	λ_{max} (μm)	d (km)	a (Mkm)	albédo géométrique
Soleil	5780	0.50	$1.4 \cdot 10^6$	–	–
Terre	254	11	$13 \cdot 10^3$	150	0.37
Jupiter	110	26	$140 \cdot 10^3$	778	0.52
Kepler-7b	1500	1.9	$224 \cdot 10^3$	9	0.3

TABLE 3.1 – Paramètres de température, de pic d'émission du corps noir, de diamètre, de demi grand-axe, et d'albédo du Soleil, de la Terre, de Jupiter et de Kepler-7b pour la simulation grossière de leurs spectres d'émission continu. Ces paramètres sont disponibles dans [de Pater & Lissauer \(2010\)](#) et [Demory et al. \(2011\)](#). On note que l'albédo géométrique de Kepler-7b est élevé comparé aux albédos d'autres Jupiters chauds ([Mallonn et al. 2019](#)).

figure 3.3 que la lumière réfléchiée prédomine le spectre des planètes dans le domaine des longueurs d'ondes visible et proche infrarouge alors que celle-ci devient négligeable par rapport à l'émission de corps noir au delà de $4\mu\text{m}$ pour la Terre ($10\mu\text{m}$ pour Jupiter).

On trace aussi en traits pointillés le rapport de luminosité entre ces planètes et le Soleil : il est de 10 milliards pour la Terre dans le visible contre seulement 1 million dans l'infrarouge. Ce rapport de luminosité contraint les contrastes à atteindre dans les images pour pouvoir détecter les différentes planètes du système. Cela signifie que l'on doit déceler une tâche dont l'intensité vaut le dix-milliardième du maximum de la PSF stellaire pour détecter une exoplanète équivalente à la Terre dans le visible. Or, d'après la figure

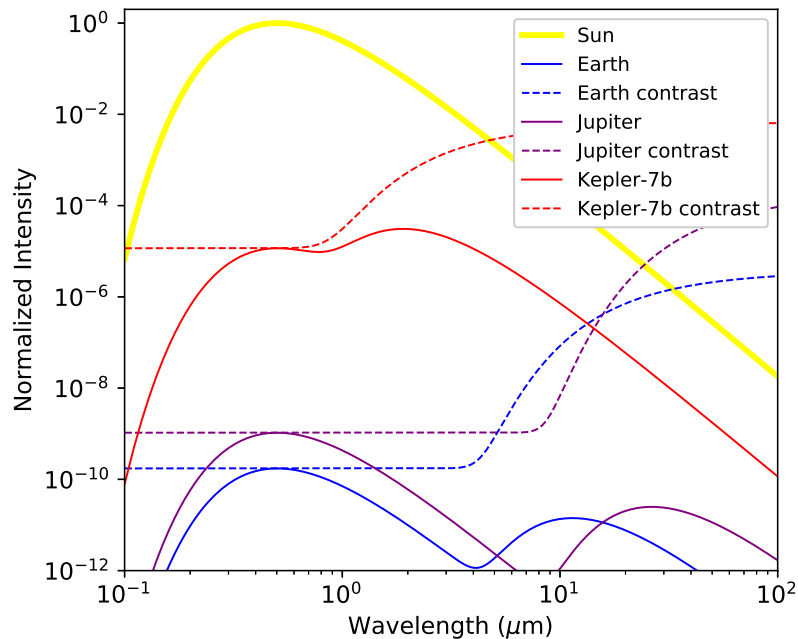
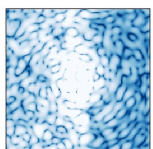


FIGURE 3.3 – Spectres de rayonnement continu de plusieurs astres du système solaire et de Kepler-7b, normalisés à la valeur maximale du spectre du Soleil (traits pleins). Les traits pointillés correspondent au rapport entre chaque spectre et celui du Soleil, qui définit le contraste à atteindre pour détecter un tel système planétaire.

3.2, les anneaux de la tâche d’Airy créée par un télescope de 10m à $1\mu\text{m}$ ont une intensité normalisée supérieure à 10^{-4} à 200mas de l’étoile, noyant l’éventuel signal provenant d’une exoplanète positionnée à 8UA d’une étoile située à 40parsecs .

Observer dans l’infrarouge diminue le rapport de luminosité mais la résolution angulaire du télescope s’en retrouve alors dégradée. À $10\mu\text{m}$, le rapport de luminosité Terre-Soleil est en effet presque 10^4 fois plus important qu’à $1\mu\text{m}$ mais nécessiterait un télescope 10 fois plus grand pour revenir à une résolution angulaire équivalente. Quoi qu’il en soit, la caractérisation de l’atmosphère des exoplanètes par spectroscopie peut aussi nécessiter la détection d’un signal dans les longueurs d’ondes du visible. Des performances de détections atteignant des valeurs inférieures à 10^{-10} restent alors essentielles pour détecter et caractériser dans toutes les longueurs d’ondes des exoplanètes analogues à celles du système solaire. En revanche, considérons désormais une exoplanète plus chaude telle que le Jupiter chaud Kepler-7b dont les propriétés d’albédo sont décrites dans Demory et al. (2011). On remarque sur la figure 3.3 que le contraste devient alors plus favorable (entre 10^{-5} et 10^{-2}), notamment de par la taille de la planète et sa température. Cependant, cette exoplanète n’a pas été détectée par imagerie du fait de sa très grande proximité à son étoile puisque la distance angulaire entre Kepler 7b et son étoile est 400 fois plus petite que la résolution d’un télescope de 10m à $1\mu\text{m}$.

Ainsi, la faible séparation angulaire associée au grand rapport d’intensité entre une planète et son étoile limitent fortement la détection et la caractérisation de planètes faiblement massives par imagerie directe. Les planètes abordables par imagerie sont aujourd’hui plutôt des planètes jeunes, parce que plus chaudes (Burrows et al. 1997), massives



et éloignées d'au moins quelques UA de leurs étoiles comme on peut le remarquer figure 1.3. Le défi des futurs instruments sera donc de détecter des exoplanètes moins massives et plus proches pour atteindre le régime des planètes découvertes par vitesse radiale. Les astronomes tireront profit des techniques d'imagerie à haute dynamique alliant haute résolution angulaire pour atteindre le pouvoir de résolution théorique des télescopes (voir section 3.3), et coronographie pour atténuer la lumière intense provenant de l'étoile.

3.2.2 Bernard Lyot et le premier coronographe solaire

Le coronographe fût inventé par Bernard Lyot pour observer la couronne solaire en dehors des éclipses (Lyot 1932). En effet, avant cet instrument, le proche environnement solaire, de plusieurs ordres de magnitude plus faible en intensité que la photosphère, n'était observable que quelques fois par siècle, lors des éclipses solaires ayant lieu sur des terrains propices. Le coronographe résout ce problème. Il s'agit de créer une éclipse artificielle en plaçant dans l'instrument un masque opaque circulaire de diamètre apparent un peu supérieur à celui du Soleil (plan B en haut à gauche sur la figure 3.4). Ce masque opaque va atténuer une bonne partie de la lumière provenant du Soleil. Cependant, la lumière qui n'est pas stoppée diffracte dans le plan pupille suivant (plan C). Pour la bloquer, on place alors un diaphragme circulaire appelé aujourd'hui diaphragme de Lyot dans ce plan pupille. En revanche, l'image de la couronne solaire, dont l'angle par rapport à l'axe optique du télescope est supérieur au rayon angulaire du masque opaque n'est pas affectée par l'instrument. Ainsi, pour une extinction de l'ordre de 1 million de fois l'intensité lumineuse du Soleil à quelques minutes d'angles de son centre, il est possible d'en observer la couronne (Fisher 1982). C'est ce que réalise Bernard Lyot, chercheur à l'observatoire de Meudon où il conçoit son instrument et débute ses observations (voir photographie en bas à gauche de la figure 3.4). En 1937, Lyot monte au Pic du Midi à dos de mulets pour y installer son instrument et y observer les nombreuses protubérances solaires (à droite sur la figure 3.4, Lyot 1937). Depuis, les coronographes solaires n'ont que peu changé. Ils sont notamment utilisés par l'instrument SOHO qui réalise des relevés du Soleil et de son environnement proche à plusieurs longueurs d'ondes depuis 1995.

3.2.3 Coronographes stellaires

3.2.3.1 Principes et performances des coronographes stellaires

Le design du coronographe solaire a ensuite été appliqué à l'étude des exoplanètes qui nécessite l'atténuation de la lumière stellaire pour observer leur environnement proche. Les premiers coronographes stellaires ont été installés sur les télescopes au sol de Las Campanas au Chili (Smith & Terile 1984), de l'OHP (Malbet 1992, 1996) et de l'ESO (Beuzit et al. 1997), ainsi que sur le HST ayant conduit à l'image de plusieurs disques circumstellaires quelques années plus tard (Grady et al. 1999; Clampin et al. 2003). Presque tous ces coronographes, jusqu'à aujourd'hui, fonctionnent sur le principe du coronographe de Lyot : un masque en plan focal qui stoppe et/ou diffracte la lumière provenant de l'étoile, suivi d'un diaphragme de Lyot situé dans le plan pupille suivant. En reprenant la notation de l'optique de Fourier de la section 3.1, on écrit généralement la propagation entre le champ électrique de la pupille d'entrée E_{pup} et le champ électrique dans le plan

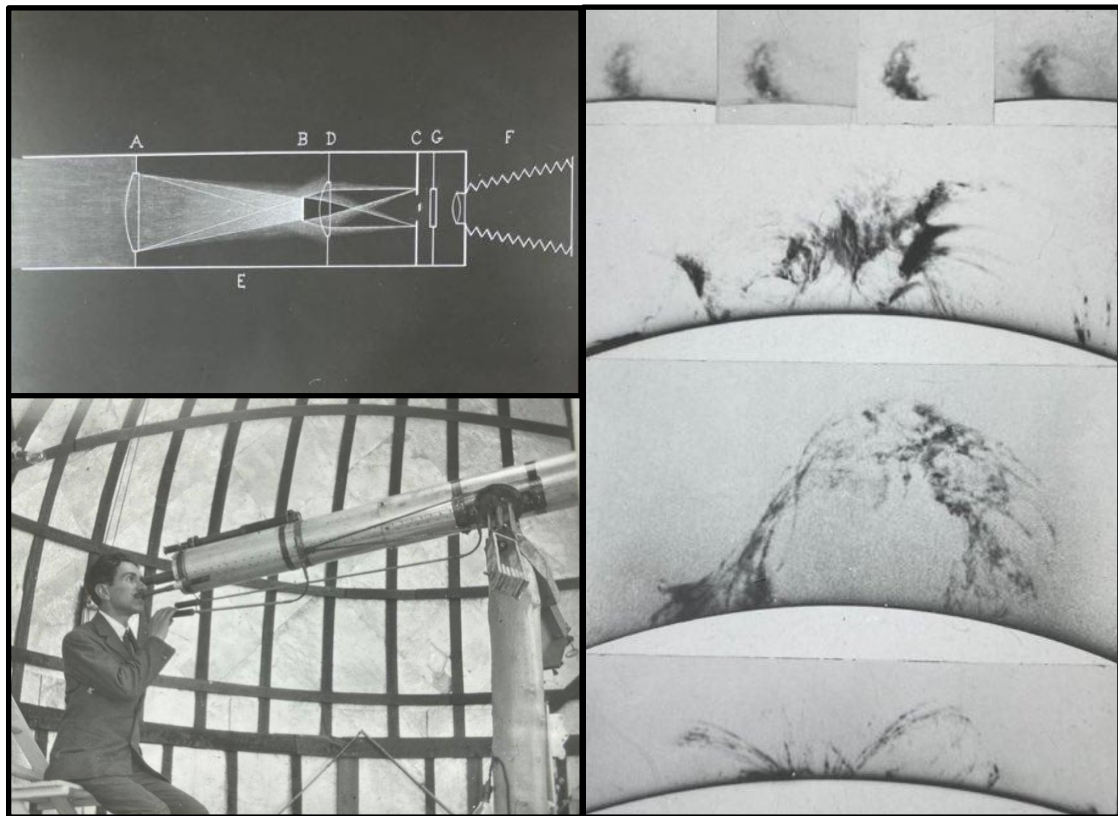


FIGURE 3.4 – En haut à gauche : principe du coronographe de Lyot dans les années 1930s. En bas à gauche, Lyot durant des observations sous une coupole de l’Observatoire de Meudon. À droite, nombreuses protubérances solaires photographiées par Lyot à l’Observatoire de Meudon . Crédits : Bibliothèque de l’Observatoire de Paris.

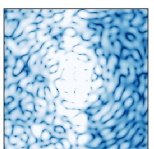
du détecteur scientifique E_S comme :

$$\begin{aligned}
 E_S &= C(E_{pup}) \\
 &= \mathcal{F} \left[\mathcal{F}^{-1} [\text{FPM} \times \mathcal{F}(E_{pup})] \times L \right] \\
 &= [\text{FPM} \times \mathcal{F}[E_{pup}]] * \mathcal{F}[L]
 \end{aligned} \tag{3.17}$$

où FPM est le masque en plan focal, L est le diaphragme de Lyot et C est l’opérateur linéaire qui transforme le champ électrique entre le plan pupille d’entrée et le plan du détecteur scientifique.

Cependant, contrairement au coronographe solaire, on cherche ici à atténuer la lumière d’un objet non résolu sans affecter le signal d’un potentiel compagnon extrêmement proche. De plus, on recherche cette atténuation sur une grande plage de longueurs d’onde pour la caractérisation photométrique ou spectrale de la lumière reçue de la source hors axe qui peut-être une exoplanète ou un disque circumstellaire. Plusieurs critères sont alors primordiaux dans la conception d’un coronographe :

Le **contraste brut** \mathcal{C} définit la performance d’un coronographe à atténuer la lumière de l’étoile dans une zone du système donnée. Il est calculé comme le rapport de flux entre



l'image coronographique à une séparation donnée I_{coro} et le maximum de la PSF sans utilisation de coronographe :

$$\mathcal{C}(\vec{\theta}, \lambda) = \frac{I_{\text{coro}}(\vec{\theta}, \lambda)}{\max(\text{PSF}(\lambda))} \quad (3.18)$$

On note que le contraste calculé au niveau de l'axe optique ($\vec{\theta} = \vec{0}$) est appelé atténuation centrale. La dépendance en longueur d'onde est un critère particulièrement important. Dans la pratique, il y a souvent un compromis à trouver entre contraste et largeur spectrale du coronographe en fonction de l'objectif scientifique.

La **transmission hors axe** \mathcal{T} est la capacité du coronographe à ne pas affecter le signal provenant de la planète. Il est défini comme l'intégrale du flux de la planète derrière un coronographe à une distance donnée de l'étoile $I_{p,\text{coro}}(\vec{\theta})$, normalisée par l'intégrale du flux de cette même planète sans coronographe $I_p(\vec{\theta})$:

$$\mathcal{T}(\vec{\theta}) = \frac{I_{p,\text{coro}}(\vec{\theta})}{I_p(\vec{\theta})} \quad (3.19)$$

Nous définissons les termes **Inner Working Angle** (IWA) et **Outer Working Angle** (OWA) comme les positions angulaires internes et externes pour lesquelles la transmission est égale à 50% de sa valeur maximale :

$$(\text{IWA}, \text{OWA}) = (\min(\theta), \max(\theta)) \quad \text{t.q.} \quad \mathcal{T}(\vec{\theta}) = 0.5 \cdot \max(\mathcal{T}(\vec{\theta})) \quad (3.20)$$

Puisque nous cherchons à détecter une exoplanète dans le champ le plus large possible, nous chercherons des coronographes à petit IWA et large OWA. On ajoute cependant ici que la robustesse d'un coronographe aux aberrations bas-ordres tel que le Tip-Tilt (voir section 3.3) est aussi un facteur important à prendre en compte (Guyon et al. 2006). Généralement, un coronographe à large IWA est plus robuste vis à vis de ce type d'aberrations. Un compromis est alors à trouver entre robustesse et performances angulaires. La définition de l'IWA est cependant incomplète. En effet, on préférera un coronographe qui présente une transmission de 20% à $1\lambda/D$ pour un maximum de 100% ($\text{IWA} > 1\lambda/D$) qu'un coronographe présentant 5% de transmission à $1\lambda/D$ pour un maximum de 10% ($\text{IWA} = 1\lambda/D$).

Le coronographe parfait présentant un couple $(\text{IWA}, \text{OWA}) = (0, +\infty)$, atteignant un contraste $\mathcal{C} = 0$ avec une transmission $\mathcal{T} = 1$ est un objet théorique qui ne peut exister dans la réalité. Les coronographes sont alors conçus pour privilégier certaines performances en fonction de l'objectif scientifique à atteindre. De plus, lors de leur conception ou de leur intégration, ces coronographes présentent des défauts de fabrication qui limitent leurs performances réelles vis à vis des performances attendues par simulations numériques. Un instrument haut-contraste est alors souvent équipé de plusieurs types de coronographes pour résoudre différentes problématiques scientifiques, minimiser les risques en opération et assurer des performances minimales qui répondent au cahier des charges. Dans la suite de cette section, on décrit les grandes familles de coronographes stellaires. La liste d'exemples donnée ici n'est cependant pas exhaustive.

3.2.3.2 Exemples de coronographes stellaires

La figure 3.5 et le tableau 3.2, inspiré par Ruane et al. (2018b), recensent les nombreux coronographes à l'étude pour les instruments futurs ou en application aujourd'hui. Si

d'autres divisions sont possibles, [Mawet et al. \(2012\)](#) décident de les classer en trois grandes familles. La première regroupe des masques de phase en plan focal. La deuxième regroupe les apodiseurs de phase ou d'amplitude en plan pupille qui peuvent aussi être accompagnés d'un masque de phase ou d'amplitude en plan focal. Le troisième groupe est constitué des coronographes reposant sur des interférences entre deux sous-pupilles.

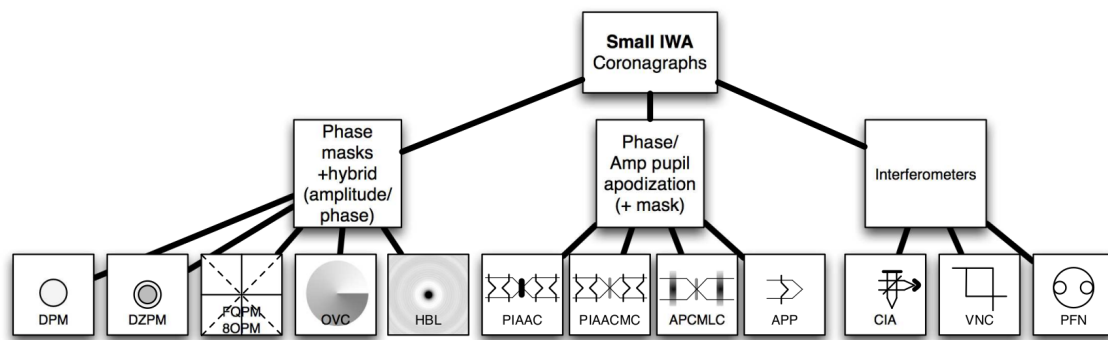
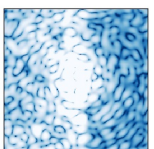


FIGURE 3.5 – Différents types de coronographes. Crédits : [Mawet et al. \(2012\)](#)

Le principe des coronographes interférométriques à deux voies repose sur la combinaison destructive de deux faisceaux provenant de la même pupille d'entrée. Par exemple, le CIA (Coronographe interférentiel achromatique, [Gay & Rabbia 1996](#); [Baudoz et al. 2000a,b](#)) utilise une séparatrice pour séparer le faisceau en deux, puis recombine les deux voies après avoir retourné et déphasé de π une des deux voies. Dans le même principe, on peut aussi citer le *Visible Nulling Coronagraph* (VNC, [Mennesson et al. 2003](#)) et le *Pupil Swapping Coronagraph* ([Guyon & Shao 2006](#)). Cependant, ces coronographes sont complexes à mettre en œuvre, puisqu'ils nécessitent de nombreuses optiques, des modifications importantes des instruments et qu'ils sont sensibles à de larges instabilités de la distance optique entre les deux bras de l'interféromètre.

Les masques en amplitude ou occulteurs, directement inspirés par le coronographe solaire de Lyot nécessitent en principe l'ajout d'un apodiseur de phase ou d'amplitude en pupille d'entrée de l'instrument ([Soummer et al. 2003a](#)). En effet, la diffraction liée à un instrument optique entraîne une mauvaise atténuation de l'étoile lorsque l'instrument est équipé d'un occulteur aux bords "tranchants". L'utilisation d'une pupille de télescope complexe (obstruction centrale, *spiders*, segmentation) limite d'autant plus les performances en contraste avec un coronographe de Lyot. Pour résoudre ce problème, l'ajout d'un apodiseur permet d'adapter la pupille d'entrée au coronographe utilisé. Ces coronographes souffrent d'un large IWA et l'apodisation en amplitude diminue la transmission. Cependant, l'optimisation de telles apodisations est à l'étude afin d'éliminer ces effets en utilisant des apodiseurs plus lisses et continus (APLC, [N'Diaye et al. 2015, 2018](#)) ou encore par l'introduction d'une apodisation de phase (PAPLC, [Por 2020](#)). De plus, la taille assez large de ces masques d'amplitude les rend robustes aux aberrations bas-ordres dynamiques (*jittering*) et statiques. C'est pourquoi ils sont aujourd'hui utilisés sur les instruments les plus performants comme Gemini/GPI et VLT/SPHERE ([Macintosh et al. 2014](#); [Beuzit et al. 2019](#)).



Les coronographes *Apodized Phase Plate* (APP, [Yang & Kostinski 2004](#)) n'utilisent pas de masque en plan focal mais redistribuent l'énergie stellaire dans le plan du détecteur. Pour cela, il est nécessaire de modifier la phase de la fonction pupille, c'est à dire l'opérateur A dans l'équation 3.3. Pour les rendre peu sensibles au chromatisme, ils sont constitués de plusieurs couches de cristaux liquides. À l'origine, ces coronographes à petit IWA qui offrent une grande transmission en large bande limitaient l'extinction stellaire à un seul côté du champ de vue. Une nouvelle technique utilisant la polarisation circulaire permet d'obtenir une atténuation de chaque côté du champ de vue ([Snik et al. 2012](#)).

Le *Phase Induced Amplitude Apodization* (PIAA, [Guyon 2003](#)) utilise la réflexion sur deux miroirs pour appliquer la distribution d'amplitude désirée au faisceau d'entrée, et ce de manière parfaitement achromatique. La redistribution de la lumière a cependant des effets de phase importants sur les objets hors-axes. Un deuxième jeu de miroirs dont les formes sont inversées par rapport aux premiers sont alors nécessaires pour conserver un champ de vue suffisamment large. Cette technique permet notamment l'observation des systèmes à des IWAs trois fois plus petits qu'avec les apodiseurs en amplitude conventionnels ([Guyon et al. 2006](#)).

Les coronographes utilisant un masque de phase constituent la troisième famille de coronographes. Développés à la fin des années 1990s, ils cherchent à déphaser le cœur de la PSF pour créer une interférence destructive sur toute la surface du diaphragme de Lyot. Par construction, leur IWA est beaucoup plus faible puisqu'ils concentrent l'extinction au cœur de la PSF. Les premiers masques développés furent le Roddier-Roddier ([Roddier & Roddier 1997](#)) et le *dual zone phase mask coronagraph* (DZPM, [Soummer et al. 2003b](#)) qui introduisent un déphasage radial. La taille angulaire des zones centrales requises est cependant directement proportionnelle à la longueur d'onde d'observation. Pour résoudre ce problème, des masques introduisant un déphasage azimutal comme le masque de phase à quatre quadrants (FQPM, [Rouan et al. 2000](#)) furent envisagés. Le FQPM permet théoriquement une extinction parfaite pour une observation exclusivement monochromatique, dans la longueur d'onde pour laquelle le coronographe a été optimisé ([Rouan et al. 2000](#)). Il est composé de quatre quadrants dont deux sont déphasés de π pour une longueur d'onde λ_0 . Cependant, ces déphasages de π sont souvent introduits par la traversée d'un matériau d'indice n dont l'épaisseur vaut alors $e = \lambda_0/2(n - 1)$. Pour un signal de longueur d'onde $\lambda \neq \lambda_0$ les quadrants sont alors déphasés de $\pi\lambda_0/\lambda$ et l'étoile n'est alors plus parfaitement atténuée. Une solution pour le rendre plus fonctionnel à plus large bande est de multiplier les zones de déphasages $0 - \pi$. C'est le cas pour le *Six Level Phase Mask* (SLPM, [Hou et al. 2014](#); [Patru et al. 2018](#)) et le *Eight Octant Phase Mask* (80PM, [Murakami et al. 2008](#)). Cependant, le signal d'une planète éventuellement placée dans le champ serait affecté par les transitions situées entre ces nombreuses zones. La solution est alors un déphasage azimutal continu proposé par le *Optical Vortex Coronagraph* (OVC, [Mawet et al. 2005](#); [Fou et al. 2005](#)), dont le principe sera repris pour augmenter le nombre de charges topologiques. L'apodisation en plan pupille ([Soummer et al. 2003b](#); [N'Diaye et al. 2012a](#)) est une autre solution envisagée pour dépasser le caractère monochromatique des coronographes à masque de phase.

Cette section a permis de comparer les différentes propriétés des coronographes. Cependant, ils ont en commun que leurs performances en contraste sont fortement limitées par les aberrations optiques se situant en amont de ces dispositifs.

Coronagraph	Instrument	Publications
HLC	HCIT	Moody et al. (2008)
	Roman	Trauger et al. (2016) Seo et al. (2017)
SPLC	Roman LUVOIR	Zimmerman et al. (2015) N'Diaye et al. (2016a)
APLC	SPHERE	Carbillet et al. (2011)
	GPI	Soummer et al. (2006)
	HiCAT	Perrin et al. (2020)
	LUVOIR	N'Diaye et al. (2015)
PAPLC	THD2	Por (2020)
PIAAC	SCEXAO	Jovanovic et al. (2015)
	ACE	Belikov et al. (2012)
APP	MagAO	Otten et al. (2017)
	SCEXAO	Bos et al. (2019)
Roddier	THD2	Mazoyer et al. (2014a)
FQPM	SPHERE	Patru et al. (2018)
SLPM	JWST	Boccaletti et al. (2015)
Vortex	HCIT	Ruane et al. (2019)
	HCST	Llop-Sayson et al. (2020)
	THD2	Galicher et al. (2020)
	NIRC2	Xuan et al. (2018)
	SCEXAO	Kühn et al. (2018)
	HaBEX	Ruane et al. (2018a)

TABLE 3.2 – Coronographes à l'étude en 2020 et publications associées pour chaque instrument. LC : *Lyot Coronagraph* ; HLC : *Hybrid Lyot Coronagraph* ; SPLC : *Shaped pupil Lyot Coronagraph* ; APLC : *Apodized Pupil Lyot Coronagraph* ; PAPLC : *Phase-APLC* ; PIAAC : *Phase Induced Amplitude Apodization Coronagraph* ; APP : *Apodizing Phase Plate coronagraph* ; FQPM : *Four Quadrant Phase Mask* ; SLPM : *Six Level Phase Mask*

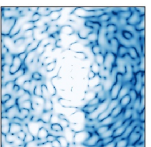
3.3 Apport de l'imagerie à haute résolution angulaire

3.3.1 Impact des aberrations et de la turbulence atmosphérique

Contrairement au cas idéal de l'onde plane considérée dans la section 3.1, nous nous plaçons désormais dans le cas d'une surface d'onde aberrée en entrée du télescope. En effet, concernant les télescopes au sol, la surface d'onde traverse tout d'abord l'atmosphère, soit des couches d'air d'épaisseur e , turbulentes, de différentes températures et de différentes concentrations en eau. Ces variations modifient l'indice optique de l'air Δn qui induit des différences de marche diverses en tout point $\vec{\xi}$ de la pupille. Ces différences de marche impliquent alors des retards de phase β , appelées aberrations de phase :

$$\beta(x, y, \lambda) = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n(x, y, \lambda) e(x, y) \quad (3.21)$$

En plus de la turbulence atmosphérique, les instruments eux-mêmes présentent des défauts optiques entraînant un déphasage du fait d'erreurs de polissage ou d'alignement, de chromatisme des matériaux, de contraintes mécaniques ou encore de légères variations de température. Ainsi, même situés hors atmosphère, les observatoires spatiaux ne sont pas



épargnés par les aberrations optiques.

Ces aberrations peuvent être décrites de plusieurs façons en plan pupille. La première est de projeter les phases sur une base orthonormée des polynômes de Zernike dont les premiers modes sont représentés figure 3.6. On écrit alors :

$$\beta(x, y) = \sum_{i=1}^{\infty} a_i(t) Z_i(x, y) \quad (3.22)$$

où les a_i sont les coefficients de Zernike qui peuvent dépendre du temps et les Z_i sont les vecteurs de la base des polynômes de Zernike. Certains de ces modes sont des termes que

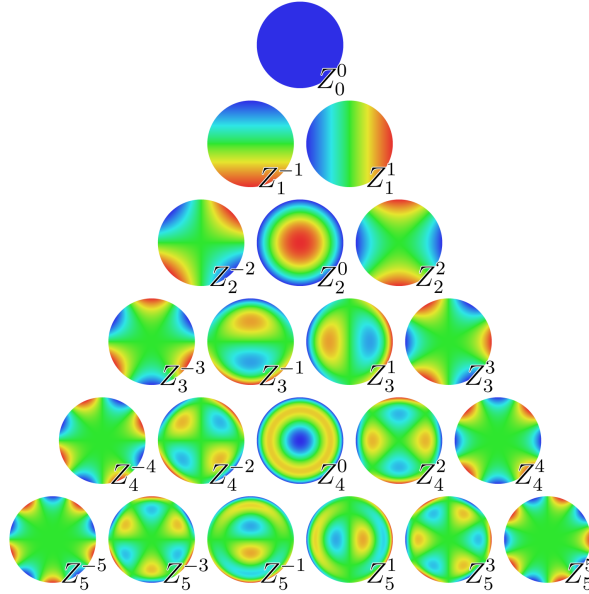


FIGURE 3.6 – Polynômes de Zernike. Crédits :Zom-B

nous retrouverons dans la suite de ce manuscrit tels que le Piston (Z_0^0), le Tip (Z_1^1) et le Tilt (Z_1^{-1}) qui vont notamment conduire à un décentrage de la PSF, l'astigmatisme (Z_2^{-2} et Z_2^2), le defocus (Z_2^0) et le coma (Z_3^3 et Z_3^{-3}). Cette description en polynômes de Zernike est utile pour les aberrations simples mais nécessite un très grand nombre de polynômes lorsque l'on veut décrire la phase complète. Une solution plus adaptée pour les hautes fréquences spatiales est de quantifier ces aberrations par leur densité spectrale de puissance (DSP), c'est à dire leur spectre (transformée de Fourier de la fonction d'auto-corrélation de β) projeté sur les fréquences spatiales, et l'écart type σ_β de ces aberrations. Par exemple, les aberrations de phase sur le télescope HST sont estimées à 18.5nm RMS (root mean square) avec une diminution selon le cube de la fréquence spatiale (on notera diminution en f^{-3}) dans [Bordé & Traub \(2006\)](#). Pour des télescopes au sol, le niveau d'aberrations est de l'ordre de quelques μm en comptabilisant la turbulence atmosphérique.

Des aberrations d'amplitude notées e^α s'ajoutent aux aberrations de phase. Elles correspondent à des différences de transmission entre deux points de la pupille lors de la traversée de l'instrument. Elles peuvent être dues notamment à la présence de poussières sur le chemin optique. Elles peuvent aussi provenir d'aberrations de phase introduites en dehors d'un plan pupille qui se transforment partiellement en aberrations d'amplitude en plan pupille.

Afin de comprendre l'effet de ces aberrations sur les performances d'un instrument haute dynamique, on réécrit l'équation 3.7 dans le cas d'un champ électrique affecté par des aberrations de phase et d'amplitude en amont du télescope. On considère pour le moment l'absence de coronographe. On écrit alors le champ électrique sur le détecteur comme :

$$E_S(u, v) \propto \mathcal{F} \left[A(x, y) e^{\alpha(x, y) + i\beta(x, y)} \right] \quad (3.23)$$

On simplifie cette équation en supposant des aberrations de phase et d'amplitude faibles par rapport à la longueur d'onde (ce qui n'est pas toujours vrai). On peut alors faire l'approximation de Taylor sur la formule du champ électrique :

$$E_S(u, v) \propto \mathcal{F} [A(x, y)(1 + \alpha(x, y) + i\beta(x, y))] \quad (3.24)$$

Ainsi, dans cette approximation, on peut écrire le champ électrique comme la somme de deux termes, le premier E_D correspondant à la diffraction scalaire par l'instrument et le deuxième E_{ab} contenant les aberrations :

$$\begin{aligned} E_D(u, v) &\propto \mathcal{F} [A(x, y)] \\ E_{ab}(u, v) &\propto \mathcal{F} [A(x, y)(\alpha(x, y) + i\beta(x, y))] \end{aligned} \quad (3.25)$$

Dans la suite de l'analyse et par souci de simplification, on ne considère que les aberrations de phases ($\alpha = 0$), que l'on peut aussi développer en série de Fourier (somme de sinus et cosinus) :

$$\beta(x, y) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_{m,n} e^{-2i\pi(mx+ny)} \quad (3.26)$$

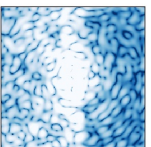
Ainsi, on peut réécrire E_{ab} sous la forme :

$$\begin{aligned} E_{ab}(u, v) &\propto \mathcal{F} [A(x, y)\beta(x, y)] \\ &\propto \mathcal{F} \left[A(x, y) \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_{m,n} e^{-2i\pi(mx+ny)} \right] \\ &\propto \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_{m,n} \mathcal{F} [A(x, y) e^{-2i\pi(mx+ny)}] \\ &\propto \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_{m,n} \mathcal{F} [\mathcal{F}^{-1}[E_D] e^{-2i\pi(mx+ny)}] \\ &\propto \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_{m,n} E_D(u, v) * \delta(u - m, v - n) \end{aligned} \quad (3.27)$$

d'après le théorème d'inversion série-intégrale et le théorème du retard de la transformée de Fourier¹. Le symbole δ représente la fonction de Dirac et $*$ est le produit de convolution. D'après les équations 3.27, on a montré que l'intensité en plan focal créée par les aberrations en entrée de l'instrument est une somme de champs E_D pouvant interférer, dont le centre est aléatoirement translaté aux positions angulaires (m, n) et dont l'amplitude est $a_{m,n}^2$:

$$I_S(u, v) \propto \left| \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_{m,n} E_D(u - m, v - n) \right|^2 \quad (3.28)$$

1. Le théorème du retard stipule que la transformée de Fourier d'un signal retardé de m est donnée par : $\mathcal{F}[E(u - m)](x) = \mathcal{F}[E(u)](x) e^{-2i\pi mx}$



Ces copies sont appelées tavelures ou *speckles* en anglais. Pour se rendre compte de l'impact des *speckles* sur le pouvoir de résolution de l'instrument, nous avons simulé une atmosphère turbulente dont la phase associée est de 400nm RMS dont le spectre est distribué en f^{-3} . La figure 3.7 présente l'image courte pose (au centre) et longue pose (à droite) obtenue pour l'observation à $1\mu\text{m}$ d'une étoile située à l'infini avec un télescope à pupille circulaire. On remarque sur l'image courte pose une dégradation de l'image par l'apparition de nombreux *speckles* dont la taille est équivalente à celle de la PSF ($\sim\lambda/D$). De par leur forme, ils peuvent être confondus avec l'image d'un compagnon stellaire. De plus, ils peuvent être beaucoup plus brillants que l'exoplanète. En effet, faisons l'hypothèse pessimiste que toute la DSP est contenue dans une seule fréquence spatiale, c'est à dire une sinusoïde, dont l'amplitude est de $a=10\text{nm}$, et ce pour une observation à $\lambda = 1\mu\text{m}$. Alors cette aberration va créer deux *speckles* de part et d'autre de la PSF dont l'amplitude maximale en contraste est définie par la relation :

$$C_{\text{speckle}} = \left| \mathcal{F} \left(\frac{2\pi a}{\lambda} \cos(2\pi m x) \right) \right|^2 = \left| \frac{\pi a}{\lambda} \right|^2 (\delta(u - m) + \delta(u + m)) \quad (3.29)$$

soit $\sim 1 \cdot 10^{-3}$. En reproduisant ce phénomène de manière aléatoire sur de nombreuses fréquences spatiales, cela signifie l'apparition de *speckles* très brillants dans tout le champ de vue, limitant la détection d'exoplanètes dont le contraste avec leurs étoiles est inférieur à 10^{-3} , même avec l'utilisation d'un coronographe parfait. À l'inverse, pour que ces aberrations différentielles créent des *speckles* dont l'intensité est inférieure à 10^{-10} afin d'imager une exoplanète de type Terre (voir 3.2.1), il faut limiter les aberrations résiduelles à $\sim 3\text{pm}$.

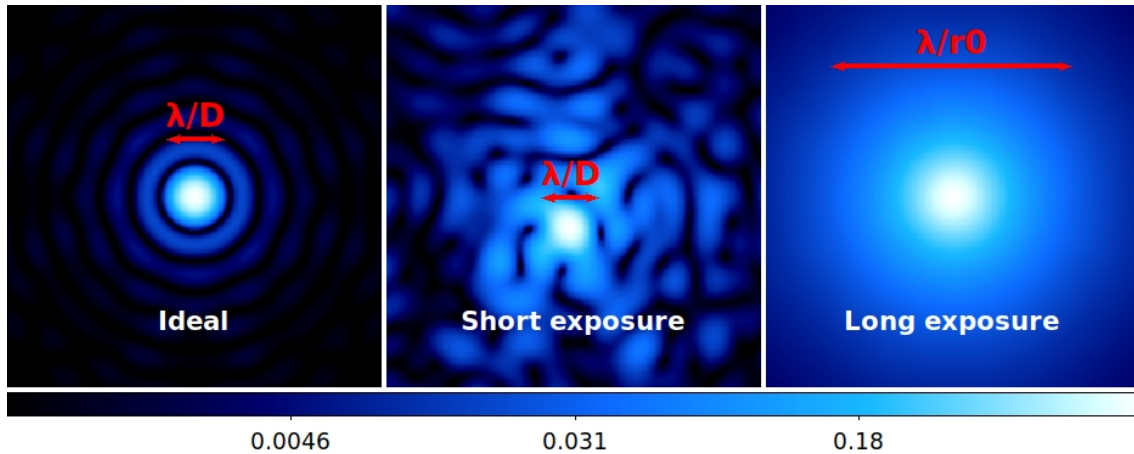


FIGURE 3.7 – Images d'un point source simulées dans le cas idéal (gauche), et dans le cas où l'instrument est affecté par des aberrations de phase turbulente en courte pose (centre) et en longue pose, soit la moyenne de 10 000 images courtes poses (droite). Les aberrations sont en f^{-3} avec un niveau de 400nm RMS alors que l'observation est effectuée à $1\mu\text{m}$.

L'image longue pose est simulée par la somme de 10 000 images courtes poses dont les phases sont aléatoires et non cohérentes entre elles. La largeur caractéristique de l'image n'est alors plus égale à λ/D mais au critère λ/r_0 appelé *seeing* où le paramètre $r_0 < D$ est appelé paramètre de Fried. Ce paramètre correspond au diamètre d'un télescope qui fournirait un pouvoir de résolution équivalent en absence d'aberration. Ainsi, lorsque la turbulence atmosphérique augmente, le paramètre de Fried diminue et le *seeing* augmente

ce qui implique une diminution du pouvoir de résolution du télescope. Le *seeing* est légèrement dépendant de la longueur d'onde et évolue en $\lambda^{-1/5}$: plus la longueur d'onde est importante et meilleure sera la qualité des images. On peut aussi introduire le critère appelé rapport de Strehl S pour quantifier le pouvoir de résolution d'un télescope à des aberrations données. Il correspond au rapport des maxima en intensité de la tâche de diffraction longue pose et de la PSF idéale et est donc compris entre 0 et 1. Son expression simplifiée dans un régime à faibles aberrations est égale à :

$$S = e^{-2\pi\sigma_\beta/\lambda^2}. \quad (3.30)$$

La figure 3.8 dessine la coupe horizontale de la fonction de transfert optique pour les trois cas (idéal, avec aberrations en pose courte et longue) de la figure 3.7. On remarque une perte d'information sur les grandes fréquences spatiales par la turbulence atmosphérique. En revanche, les *speckles* visibles en image courte pose sont porteurs d'information atténuée à haute fréquence spatiale. Cette imagerie courte pose a permis pendant plusieurs années de dépasser les effets de turbulence atmosphérique, par exemple pour la mesure du diamètre de plusieurs étoiles (Labeyrie 1970), mais encore aujourd'hui pour la recherche d'exoplanètes (Howell et al. 2011, 2016).

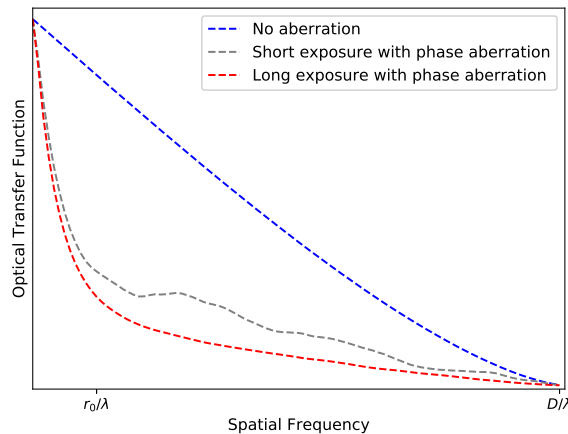
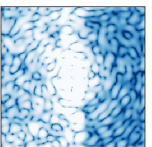


FIGURE 3.8 – Coupe horizontale de la fonction de transfert optique de chacune des trois images de la figure 3.7.

3.3.2 Principe de l'optique adaptative

On vient de voir que la turbulence atmosphérique altérait la capacité d'un télescope à séparer deux objets proches par la perte d'information des hautes fréquences spatiales. Babcock (1953) propose de surmonter ce problème par un dispositif appelé optique adaptative. Cette technique consiste à compenser les retards de phase de la surface d'onde en temps réel à l'aide d'un miroir déformable, en utilisant l'information fournie par un analyseur de surface d'onde. Son principe est schématisé figure 3.9. Le faisceau provenant de l'étoile traverse l'atmosphère, puis le télescope, et est ensuite réfléchi par un miroir déformable vers l'instrument scientifique. Une partie de la lumière est prélevée par une séparatrice ou un filtre dichroïque pour l'analyse de la surface d'onde perturbée par la turbulence atmosphérique et les aberrations du télescope. Ce signal est alors dirigé vers un analyseur de surface d'onde dont les principes sont décrits dans la section 3.3.3. L'analyseur estime les pentes locales de la surface d'onde aberrée que le système de commande,



appelé RTC pour *Real Time Controller*, récolte. Puis, le RTC envoie des commandes au miroir déformable situé en amont dans l'instrument. L'objectif du miroir déformable est simple : on en modifie la forme de sorte qu'il dessine le complémentaire de la phase incidente afin d'aplanir la surface d'onde dans l'instrument. Mathématiquement, on cherche alors à minimiser le critère :

$$J_{\text{pup}} = \min_{\psi} \left[\iint_{-\infty}^{\infty} |A(x, y)(\beta(x, y) + \psi(x, y))|^2 dx dy \right] \quad (3.31)$$

où ψ correspond à la surface d'onde induite par le miroir déformable situé en plan pupille. Comme nous l'avons vu dans la section 2.2.1, quelques observatoires séparent la correction sur deux miroirs déformables différents : un *woofer* pour contrôler les faibles fréquences spatiales et un *tweeter* pour les hautes fréquences spatiales. Les instruments présentent aussi un miroir Tip-Tilt afin de contrôler uniquement ces deux modes de Zernike.

Le système d'optique adaptative fonctionne en boucle fermée et possède donc les propriétés d'un système d'asservissement. Les meilleurs dispositifs tournent aujourd'hui à une vitesse allant de 1kHz à 3kHz (Fusco et al. 2006; Lozi et al. 2018). En revanche, les défauts dans l'estimation de la surface d'onde (voir section 3.3.3), le retard de la mesure et l'impossibilité d'appliquer parfaitement l'opposée de la phase mesurée dû aux défaillances des miroirs déformables ne permettent pas une correction parfaite de la surface d'onde. Le résultat est donc une image corrigée de nombreuses aberrations optiques mais qui présente toujours des défauts par rapport à la PSF théorique.

Une des principales limitations de l'optique adaptative est l'intensité lumineuse de l'étoile

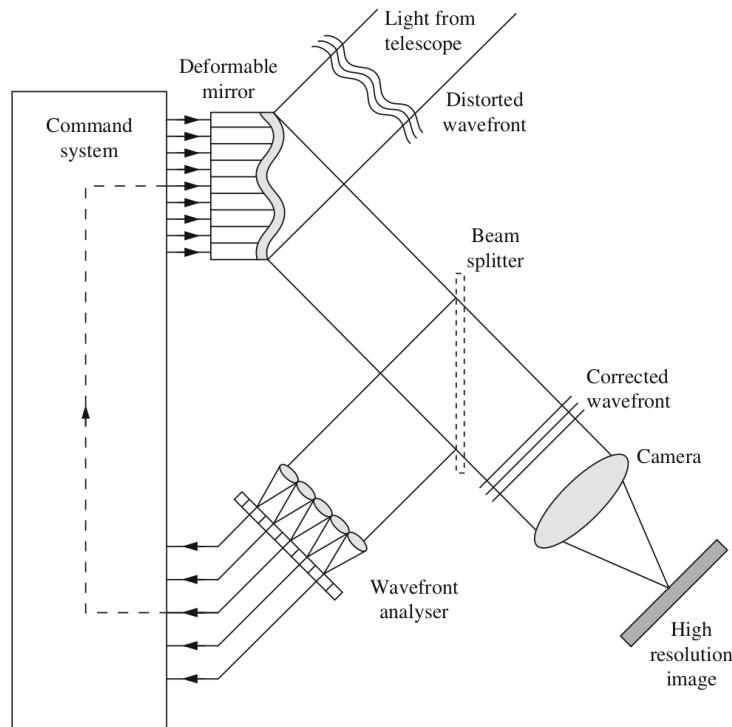


FIGURE 3.9 – Schéma du principe d'optique adaptative, ici avec un analyseur Shack-Hartmann. Crédits : Léna et al. (2012)

de référence utilisée. En effet, l'analyseur doit être capable d'intégrer suffisamment de signal pour estimer correctement la forme de la surface d'onde avant que la turbulence n'ait

évoluée trop fortement, soit un temps caractéristique de l'ordre de la milliseconde. Dans le cas de l'imagerie directe des exoplanètes, l'étoile de référence sera toujours l'étoile située au centre du système planétaire étudié, en attendant des dispositifs utilisant des étoiles lasers se superposant exactement à l'étoile cible (Douglas et al. 2019). Ainsi, la méthode d'imagerie directe ne peut être appliquée aujourd'hui qu'autour d'étoiles de magnitude inférieure à 10 pour conserver un rapport de Strehl supérieur à 90% en bande H (Beuzit et al. 2019). Cependant, le développement de nouveaux analyseurs tels que la pyramide (section 3.3.3.2) permettra dans un futur proche de dépasser cette limite.

3.3.3 Analyse de surface d'onde en optique adaptative

Avant de pouvoir aplanir la surface d'onde entrant dans le télescope, il faut être capable de la mesurer. Or, comme évoqué dans le paragraphe 3.3.1, les détecteurs optiques mesurent le module au carré du champ électrique et perdent l'information sur la phase. Pour retrouver cette phase, les différents analyseurs de surface d'onde doivent traduire les pentes locales de la surface d'onde en distribution d'intensité sur un détecteur.

3.3.3.1 Analyseur Shack-Hartmann

Le principe du Shack-Hartmann (SH) a été développée par Shack & Platt (1971). Comme présenté à gauche de la figure 3.10, il est constitué d'une matrice de micro-lentilles en plan pupille. Ces micro-lentilles focalisent autant de micro-PSFs de l'étoile de référence sur un capteur. La différence $\Delta\vec{X} = (\Delta X, \Delta Y)$ entre la position de ces images et la position de référence (X_{ref}, Y_{ref}) sur le détecteur dépend du Tip-Tilt local de la surface d'onde au niveau du plan pupille :

$$\Delta\vec{X} = \frac{1}{2\pi/\lambda} \gamma f \vec{\nabla} \beta(x, y) \quad (3.32)$$

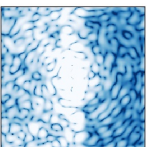
où $\vec{\nabla} \beta(x, y)$ représente le gradient de la carte de phase en (x, y) , γ est le grossissement de l'instrument et f la focale des micro-lentilles. C'est pourquoi on le définit plutôt comme un analyseur de pentes. Afin de mesurer le déplacement des différents spots sur le détecteurs, on utilise une mesure de centre de gravité sur chaque imagerie. Ainsi :

$$\Delta X = \frac{\sum_{i,j} X_{i,j} I_{i,j}}{\sum_{i,j} I_{i,j}} - X_{ref} \quad \text{et} \quad \Delta Y = \frac{\sum_{i,j} Y_{i,j} I_{i,j}}{\sum_{i,j} I_{i,j}} - Y_{ref} \quad (3.33)$$

où $I_{i,j}$ est l'intensité détectée sur le pixel (i,j) dont la position est $(X_{i,j}, Y_{i,j})$. Ainsi, il faut au moins 4 pixels par sous pupille pour coder l'information. Par géométrie, la plus grande fréquence spatiale estimée par un SH est $N_{sp}/2D$ avec $N_{sp} \times N_{sp}$ le nombre de sous-pupilles et D la taille du télescope. Cependant, plus N_{sp} est grand, et plus la surface collectrice individuelle d'une microlentille est petite, entraînant une diminution de la sensibilité de l'analyseur. De plus, le SH crée un biais de mesure appelé *aliasing* : le SH ne mesure pas les hautes fréquences spatiales mais les interprète en tant que basses fréquences. Le RTC demande alors au miroir déformable de les compenser créant un halo lumineux dans les images corrigées par l'OA. Heureusement, ces effets d'*aliasing* peuvent être partiellement corrigés en filtrant spatialement les hautes fréquences spatiales par un diaphragme de petite taille situé dans un plan focal en amont de l'analyseur (Poyneer & Macintosh 2004).

3.3.3.2 Analyseur Pyramide

L'analyseur pyramide (PWS pour *Pyramid Wavefront Sensor*, Ragazzoni 1996) est une alternative au SH qui sera probablement utilisée dans le design des futurs instruments



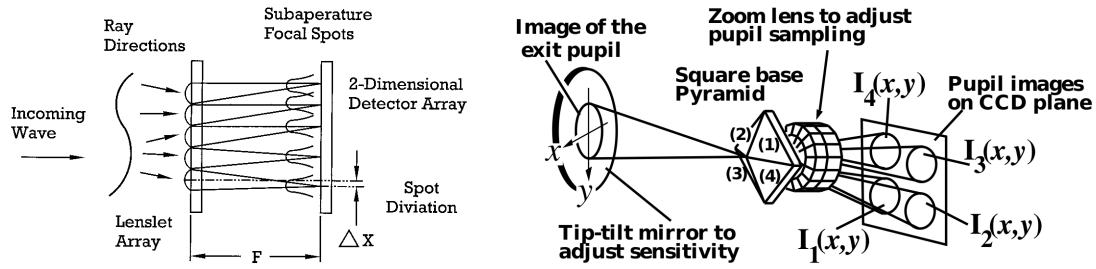


FIGURE 3.10 – Schéma du principe des analyseurs Shack-Hartmann (gauche, crédit : Platt & Shack (2001)) et Pyramide (droite, crédit : Esposito & Riccardi (2001)).

haut contraste (voir section 2.2.1). Son fonctionnement, reposant sur le principe du filtre de Fourier, est illustré à droite de la figure 3.10 : il est constitué d'un miroir de modulation, puis d'un prisme pyramidal à base carrée relayé par une lentille pour faire converger les faisceaux lumineux sur un détecteur. La modulation circulaire du faisceau incident permet d'améliorer la linéarité de l'analyseur, mais détériore sa sensibilité. Le faisceau atteint donc régulièrement (une fois par mesure de surface d'onde) les quatre faces de la pyramide qui, pour un angle au sommet suffisamment élevé, vont produire quatre images de la pupille sur le détecteur. Ces quatre images numérotées I_k pour $k = 1, 2, 3, 4$ agissent alors comme un test de Foucault (Foucault 1859; Goodwin & Wyant 2006) à deux dimensions et permettent de remonter aux pentes locales de la surface d'onde par les formules :

$$\vec{\nabla}\beta(x, y)|_x = \frac{\pi^2\theta_{mod}}{\lambda} \frac{I_1 + I_4 - I_2 - I_3}{I_1 + I_2 + I_3 + I_4} \quad \text{et} \quad \vec{\nabla}\beta(x, y)|_y = \frac{\pi^2\theta_{mod}}{\lambda} \frac{I_1 + I_2 - I_3 - I_4}{I_1 + I_2 + I_3 + I_4} \quad (3.34)$$

où θ_{mod} est l'amplitude angulaire de la modulation périodique. Ainsi, contrairement au SH, le calcul du gradient de la phase se fait sur un faisceau limité par la tâche de diffraction du télescope, soit λ/D . Le gain en sensibilité par rapport à un SH à $N_{sp} \times N_{sp}$ sous-pupilles est donc de N_{sp}^2 en moyenne. L'autre intérêt du PWS est que les faibles fréquences spatiales sont très peu affectées par les effets d'*aliasing*. Cependant, cet analyseur a un caractère fortement non linéaire : sa réponse entre son régime de calibration et son régime de fonctionnement est constamment modifiée : un gain devra être ajusté au cours du temps (Deo et al. 2019).

3.4 Problème des aberrations non communes

3.4.1 Les aberrations non communes : un atténuateur de contraste

L'optique adaptative présente un autre défaut majeur concernant l'imagerie directe des exoplanètes : ce sont les aberrations non communes (ou NCPA pour *Non-Common Path Aberrations*). Ces aberrations proviennent de l'utilisation d'une séparatrice qui sépare la voie de l'analyse de la surface d'onde de la voie scientifique dans un système usuel d'optique adaptative. Ainsi, l'analyseur de surface d'onde introduit des aberrations différentielles : il estime des défauts optiques présents dans la voie d'analyse alors qu'ils sont absents de la voie scientifique. À l'inverse, il ne peut estimer les aberrations présentes dans la voie scientifique derrière la séparatrice. Par exemple, pour SPHERE, on estime à $\sim 50\text{nm}$ RMS le niveau de ces aberrations en sortie d'optique adaptative (Vigan et al. 2019), ce qui correspond à une limitation importante pour l'imagerie d'exoplanètes (voir section 3.3.1).

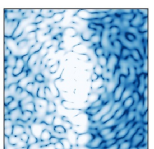
3.4.2 Solutions apportées par les techniques de post-traitement

Afin de minimiser la quantité et l'intensité des *speckles* résiduels dans les images coronographiques, les astronomes font aujourd'hui appel à des techniques avancées de post-traitement pour les éliminer *a posteriori*. En fonction de l'objectif scientifique, les images enregistrées par les différents instruments haut-contraste peuvent par exemple être traitées via les algorithmes LOCI (Lafrenière et al. 2007), KLIP (Pueyo 2016), ou encore PACO (Flasseur et al. 2018). Le détail de ces techniques de post-traitement va cependant au delà du travail développé durant cette thèse. On se limite ici à une description rapide de leurs principes.

Pour supprimer les *speckles* non turbulents dans l'image scientifique enregistrée et ainsi extraire le signal astrophysique d'intérêt, l'idée la plus simple consiste à soustraire une image de référence à l'image stellaire. Nous pouvons citer ici les techniques de *Roll Deconvolution* (Schneider et al. 1998) et d'*Angular Differential Imaging* (ADI, Marois et al. 2006) qui reposent sur la rotation du champ de vue vis à vis du télescope. D'autres procédés se basent sur des techniques d'imagerie différentielle comme l'imagerie différentielle spectrale (SDI, Racine et al. 1999; Marois et al. 2000) qui tire parti d'une différence de composition des atmosphères de l'étoile observée et d'une éventuelle planète présente dans le champ, ou encore l'imagerie différentielle de polarisation (PDI, Kuhn et al. 2001; Apai et al. 2004) qui est aujourd'hui plutôt utilisée pour l'étude des disques circumstellaires car la lumière réfléchiée par ces objets peut-être très polarisée. Pour pouvoir utiliser ces techniques, l'instrument SPHERE a été conçu pour être capable d'enregistrer simultanément la même image dans deux bandes spectrales proches l'une de l'autre.

Néanmoins, ces différentes méthodes sont limitées par plusieurs facteurs. Les techniques d'imagerie différentielle sont par exemple restreintes par les aberrations différentielles et chromatiques entre les deux voies de l'imagerie. De son côté, l'ADI est limité par des effets d'auto-soustraction de l'objet astrophysique étudié et est assujéti à la stabilité et au temps de vie des tavelures dans l'image. Les NCPAs sont en effet produites par les défauts de polissage, d'alignement et de flexions des optiques des instruments qui peuvent varier du fait de contraintes thermiques et mécaniques pendant l'observation. Les *speckles* non turbulents mais variant lentement pendant le temps d'opération sont appelés "quasi-statiques". Ils correspondent à des tavelures dont le temps de vie est compris entre la seconde et l'heure. Puisque leur intensité varie, ils ne peuvent pas être parfaitement supprimés par les différentes techniques de post-traitement et modèrent alors grandement leurs performances. Pour limiter leur nuisance, ces *speckles* doivent être figés par l'amélioration de la stabilité des instruments haut-contraste. Cependant, même les *speckles* dits "statiques" - pour les tavelures qui ne varient pas au cours de l'observation - limitent les performances des techniques post-traitement au niveau du bruit de photons qui se somme quadratiquement lors de la soustraction de l'image de référence.

Pour bonifier les techniques post-traitement et ainsi détecter des exoplanètes de plus faibles intensités, des techniques actives de correction de *speckles* ont vu le jour ces quinze dernières années en laboratoire. Elles permettent de minimiser l'intensité des tavelures stellaires *a priori* en contrôlant les aberrations optiques avec des miroirs déformables. Les instruments spatiaux, pourtant soustraits aux contraintes de l'atmosphère terrestre, devront eux-aussi être équipés d'un tel système pour compenser activement les défauts optiques internes à l'instrument. Cependant, les techniques d'analyse de surface d'onde utilisées en optique adaptative ne permettent pas d'estimer les aberrations avec une pré-



cision suffisante pour l'imagerie à haute dynamique. En effet, ces techniques sont aveugles aux NCPAs, les aberrations différentielles entre la voie de l'analyse et la voie scientifique. Pour minimiser leur impact, les solutions envisagées reposent alors sur des analyseurs de surface d'onde en plan focal décrits dans le chapitre suivant.

Chapitre 4

Contrôle actif de surface d'onde appliqué à la haute dynamique

Nous avons vu dans le chapitre précédent que les analyseurs de surface d'onde usuels utilisés en optique adaptative tels que le Shack-Hartmann ou l'analyseur pyramide n'étaient pas capables d'estimer toutes les aberrations présentes dans la voie scientifique. Or, ces aberrations limitent drastiquement la capacité des instruments à imager des exoplanètes puisqu'elles créent des *speckles* extrêmement lumineux qu'un coronographe seul ne peut atténuer. Les futurs imageurs qu'ils soient terrestres ou spatiaux devront donc être équipés d'un analyseur de surface d'onde en plan focal pour les estimer (voir section 4.1) ainsi que d'un système de miroirs déformables pour les corriger efficacement (voir section 4.2).

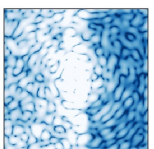
4.1 Mesure des aberrations en plan focal

Analyser la surface d'onde en plan focal signifie que l'on cherche à estimer les aberrations optiques, qu'elles soient statiques, turbulentes ou quasi-statiques, en utilisant directement le détecteur scientifique. Puisque le détecteur scientifique ne mesure que le module au carré du champ électrique en plan focal, plusieurs techniques, résumées dans [Jovanovic et al. \(2018\)](#), sont envisagées pour estimer les aberrations. Toutes ces méthodes reposent sur la résolution d'un problème inverse, c'est à dire rechercher les causes d'un phénomène à partir de l'observation expérimentale de ses effets (mesure) :

$$\text{mesure} = H(\text{cause}) + \text{bruit} \quad (4.1)$$

avec H un opérateur passant de l'espace des causes à l'espace des effets. Ici, on cherche à remonter à la forme de la surface d'onde - en plan pupille ou en plan focal - à l'aide des images enregistrées avec le détecteur scientifique.

Dans cette section, on détaille plusieurs techniques dont certaines seront utilisées dans la partie III de ce manuscrit. Je les classe ici en trois grandes catégories. Il est tout d'abord possible de moduler spatialement le champ de *speckles* afin de déterminer le champ électrique dans le plan du détecteur. La section 4.1.1 décrit une de ces techniques développée au LESIA depuis une quinzaine d'année : la *Self-Coherent Camera*. Dans le même objectif, le champ de *speckles* peut aussi être modulé temporellement. Pour le comprendre, les techniques *pair-wise probing* et COFFEE sont développées dans la section 4.1.2. Enfin, d'autres méthodes qui nécessitent l'introduction de masques de phases pour traduire la phase incidente en intensité sont envisagées pour équiper les futurs instruments sols et



spatiaux. On décrira alors les analyseurs Zernike sensor for Extremely Low-level Differential Aberrations (ZELDA), Holographic Modal Wavefront Sensor (HMWS) et Asymmetric Pupil Fourier Wavefront Sensor (APF-WFS) dans la section 4.1.3 puisqu'ils font l'objet d'études encourageantes. Dans toute la suite, l'instrument imageur sera équipé d'un coronographe.

4.1.1 Modulation spatiale du champ de *speckles* : la *Self-Coherent Camera*

4.1.1.1 Intensité en aval de la *Self-Coherent Camera*

La *Self-Coherent Camera* (SCC) a été principalement développée au LESIA et a depuis été testée sur ciel au télescope Palomar (Galicher et al. 2019). Son principe initial (Baudoz et al. 2006; Galicher et al. 2008) est un interféromètre de Fizeau placé en aval d'un coronographe. Cependant, cet interféromètre est large et peut-être soumis à des aberrations différentielles sur les deux voies de l'interféromètre. Pour résoudre ce problème, Galicher et al. (2010) propose de récupérer une partie de la lumière diffractée par le coronographe hors du diaphragme de Lyot afin de réaliser un interféromètre de type trous d'Young. En plus du diaphragme de Lyot de diamètre D_L , est alors ajouté à une distance ξ_0 dans le plan du Lyot un autre diaphragme circulaire plus petit (de diamètre D_R) appelé diaphragme de référence. Mathématiquement, le diaphragme de Lyot de l'équation 3.17 s'écrit alors :

$$L(\vec{\xi}) = L_0(\vec{\xi}) + R(\vec{\xi}) * \delta(\vec{\xi} - \vec{\xi}_0) \quad \text{avec} \quad R(\vec{\xi}) = \begin{cases} 1 & \text{si } |\vec{\xi}| < D_R/2 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (4.2)$$

en posant L_0 le diaphragme de Lyot utilisé habituellement et R le diaphragme de référence. Les photons provenant de la voie de référence étant cohérents avec ceux qui constituent les *speckles* brillants via la voie scientifique, l'intensité des *speckles* est alors modulée par des franges de Fizeau (voir Figure 4.1). Soit E_{SCC} le champ électrique dans le plan du détecteur scientifique et $E_{pup} = A \exp(\alpha + i\beta)$ le champ électrique dans le premier plan pupille de l'imageur. D'après l'équation 3.17, on a alors :

$$\begin{aligned} E_{SCC}(\vec{\theta}) &= C[E_{pup}](\vec{\theta}) \\ &= [\text{FPM} \times \mathcal{F}[E_{pup}]] * \mathcal{F}[L_0(\vec{\xi}) + R(\vec{\xi}) * \delta(\vec{\theta} - \vec{\xi}_0)] \\ &= [\text{FPM} \times \mathcal{F}[E_{pup}]] * \mathcal{F}[L_0(\vec{\xi})] + [\text{FPM} \times \mathcal{F}[E_{pup}]] * \mathcal{F}[R(\vec{\theta}) * \delta(\vec{\xi} - \vec{\xi}_0)] \\ &= [\text{FPM} \times \mathcal{F}[E_{pup}]] * \mathcal{F}[L_0(\vec{\xi})] + [\text{FPM} \times \mathcal{F}[E_{pup}]] * \mathcal{F}[R(\vec{\xi})] \exp\left(\frac{-2i\pi\vec{\theta} \cdot \vec{\xi}_0}{\lambda}\right) \quad (4.3) \\ &= E_S(\vec{\theta}) + E_R(\vec{\theta}) \exp\left(\frac{-2i\pi\vec{\theta} \cdot \vec{\xi}_0}{\lambda}\right), \end{aligned}$$

avec $E_S = E_{ab} + E_D$ (voir équation 3.25) le champ électrique dans le plan du détecteur en sortie d'un instrument haute dynamique, tel que décrit équation 3.17, et E_R le champ électrique dans le même plan passant par la voie de référence. Puis, d'après l'équation 3.8, l'image enregistrée en sortie de SCC correspond simplement à l'intensité en sortie d'un instrument haute dynamique usuel, auquel sont ajoutées la tâche de diffraction produite par la pupille de référence et un terme de modulation correspondant à l'interférence entre

la voie scientifique et la voie de référence :

$$\begin{aligned} I_{SCC} &= |E_S|^2 + |E_R|^2 + E_S E_R^* \exp\left(\frac{2i\pi\vec{\theta} \cdot \vec{\xi}_0}{\lambda}\right) + E_S^* E_R \exp\left(\frac{-2i\pi\vec{\theta} \cdot \vec{\xi}_0}{\lambda}\right) \\ &= |E_S|^2 + |E_R|^2 + 2\Re\left(E_S E_R^* \exp\left(\frac{-2i\pi\vec{\theta} \cdot \vec{\xi}_0}{\lambda}\right)\right) \end{aligned} \quad (4.4)$$

En revanche, considérons le cas d'une planète présente dans le champ mais relativement éloignée de l'axe optique. Ainsi, le signal planétaire n'est pas diffracté par le coronographe. Puisque ce signal n'est pas cohérent avec le signal stellaire de la voie de référence, la PSF coronographique planétaire $I_{p,coro}$ n'est pas affectée par cette modification du diaphragme de Lyot. On peut alors ajouter ce terme pour écrire l'intensité totale enregistrée sur le détecteur :

$$I_{SCC} = I_S + I_R + I_{p,coro} + I_- \exp\left(\frac{2i\pi\vec{\theta} \cdot \vec{\xi}_0}{\lambda}\right) + I_+ \exp\left(\frac{2i\pi\vec{\theta} \cdot \vec{\xi}_0}{\lambda}\right) \quad (4.5)$$

où l'on a introduit les termes croisés $I_+ = E_S^* E_R$ et $I_- = E_S E_R^*$, alors que I_S et I_R sont l'intensité stellaire provenant des voies scientifique et de référence respectivement.

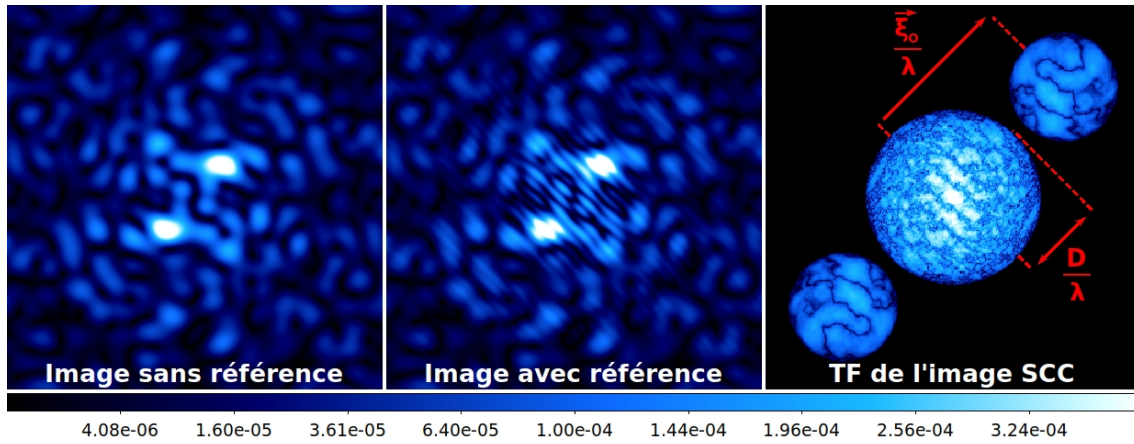
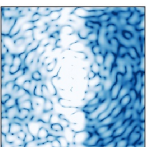


FIGURE 4.1 – Simulations numériques : image en plan focal avec (centre) et sans (gauche) diaphragme de référence dans le plan de Lyot. Les images sont normalisées par le maximum de la PSF non coronographique. La figure de droite correspond à la transformée de Fourier de l'image du centre, faisant apparaître les trois pics en intensité séparables si la distance entre le diaphragme de Lyot et celui de la référence est suffisamment importante.

4.1.1.2 Extraction du champ électrique en plan focal

On cherche à estimer le champ électrique associé aux tavelures stellaires, soit connaître l'amplitude du champ de *speckles* E_S . Pour cela, calculons la transformée de Fourier inverse



de l'intensité totale enregistrée sur le détecteur (Eq. 4.5) :

$$\begin{aligned} \mathcal{F}^{-1}[I](\vec{\xi}) &= \mathcal{F}^{-1}[I_S + I_R + I_P] * \delta(\vec{\xi}) \\ &+ \mathcal{F}^{-1}[I_+] * \delta\left(\vec{\xi} + \frac{\vec{\xi}_0}{\lambda}\right) \\ &+ \mathcal{F}^{-1}[I_-] * \delta\left(\vec{\xi} - \frac{\vec{\xi}_0}{\lambda}\right). \end{aligned} \quad (4.6)$$

La transformée de Fourier de l'image SCC se présente alors sous la forme de trois pics comme illustré à droite de la figure 4.1. Le pic centré en 0 est la somme inséparable, des fonctions d'auto-corrélation des trois champs électriques en plan pupille suivants : le champ de l'étoile à travers le diaphragme de Lyot, le champ de l'étoile à travers la référence et le champ de la planète à travers le diaphragme de Lyot. Les pics secondaires, centrés en $+\frac{\vec{\xi}_0}{\lambda}$ et $-\frac{\vec{\xi}_0}{\lambda}$ contiennent, eux, l'information sur le champ électrique en plan focal puisqu'ils sont le produit de convolution entre le champ électrique du Lyot et celui de la référence. Les pics secondaires du pic central ne se superposent pas si la distance $|\vec{\xi}_0/\lambda|$ est suffisamment importante. Or, le rayon du pic central est égal à D_L/λ tandis que les pics latéraux ont des rayons de taille $(D_L + D_R)/2\lambda$. Donc la distance $|\vec{\xi}_0|$ doit admettre la propriété :

$$\begin{aligned} |\vec{\xi}_0| &> D_L/\lambda + (D_L + D_R)/2\lambda \\ &> (3D_L + D_R)/2\lambda \\ &\gtrsim 3D_L/2 \quad \text{pour } D_L/D_R \gg 1, \end{aligned} \quad (4.7)$$

pour séparer les trois pics. Si cette propriété est vérifiée, on peut alors isoler un des deux pics latéraux - celui correspondant à I_- par exemple -, le recentrer dans l'image et en calculer la transformée de Fourier pour retrouver $E_S E_R^*$, soit la phase du champ de *speckles* modulée par une tâche d'Airy de la référence. On note qu'il est tout de même possible d'estimer E_S pour des valeurs plus petites de $|\vec{\xi}_0|$ par l'enregistrement de deux images successives (Martinez 2019).

4.1.1.3 Limitations de la *Self-Coherent Camera*

Galicher et al. (2010) recense les limitations engendrées par cette technique. Premièrement, afin de pouvoir estimer puis minimiser E_S correctement, il est nécessaire que E_R ne s'annule pas à l'intérieur de la zone de correction, de taille $2f_{corr}$ (f_{corr} correspondant à la plus grande fréquence spatiale corrigée). Pour cela D_R doit être suffisamment petit :

$$D_R < 1.22\lambda/f_{corr} \quad (4.8)$$

Cependant, plus D_R est petit, moins il y a de signal dans la référence et plus la visibilité des franges est faible lorsque le niveau d'aberrations résiduelles est faible. Le temps d'exposition nécessaire à chaque image en est alors augmenté, ce qui réduit l'efficacité de la SCC pour fonctionner à grande vitesse. Une solution envisagée par Gerard et al. (2018a) et Gerard & Marois (2020) consiste à envoyer une quantité de photons plus importante dans la pupille de référence à l'aide d'un coronographe dédié.

Deuxièmement, il est nécessaire de multiplier au minimum par deux le nombre de pixels sur le détecteur pour que les franges soient échantillonnées selon le théorème de Shannon-Nyquist (deux pixels par interfrange). Cela a encore pour conséquence l'augmentation du

temps d'exposition nécessaire pour estimer le champ électrique avec la SCC. Cependant, nous verrons section 4.1.2.3 que les techniques de modulation temporelle nécessitent aussi un nombre de photons plus important pour estimer les aberrations.

Troisièmement, la PSF et l'interfrange sont proportionnelles à la longueur d'onde, ce qui entraîne le brouillage des franges à grande distance de l'axe optique, limitant la zone de mesure. Soit $R_\lambda = \lambda_0/(\lambda_{min} - \lambda_{max})$ la résolution spectrale de centre λ_0 . L'interfrange moyen est donc égal à λ_0/ξ_0 et la limite de la zone d'estimation θ_{max} est le point où la $(n + 1)$ ième frange de λ_{min} est rattrapée par la n ième frange de λ_{max} :

$$\theta_{max} = n \frac{\lambda_{max}}{\xi_0} = (n + 1) \frac{\lambda_{min}}{\xi_0}, \quad (4.9)$$

soit en résolvant l'équation pour $R_\lambda \gg 1$:

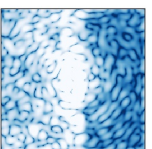
$$\theta_{max} \simeq \frac{R_\lambda \lambda_0}{2\xi_0} \quad (4.10)$$

Prenons par exemple une observation polychromatique de 100nm centrée autour de $1\mu\text{m}$. On fait l'hypothèse que $\xi_0 = 2D_L$. Alors l'estimation et la correction SCC n'est possible que jusqu'à $\theta_{max} = 2.5\lambda/D_L$ dans la direction de $\vec{\xi}_0$. Dans la direction perpendiculaire à ξ , les franges ne sont pas brouillées puisque la différence de marche reste constante. Plusieurs solutions sont envisagées pour résoudre cette limitation. Galicher et al. (2010) propose d'associer la SCC avec un IFS à basse résolution pour estimer les aberrations à chaque longueur d'onde quasi-monochromatique. Il propose aussi l'utilisation d'un compensateur de Wynne (Wynne 1979; Boccaletti et al. 1998) qui, placé derrière le diaphragme de Lyot modifié, corrigerait la dépendance spectrale des franges. Une autre solution consiste en une légère modification dans le design de la SCC. Puisque les franges ne sont pas brouillées dans la direction perpendiculaire à $\vec{\xi}_0$, l'ajout de nouvelles pupilles de références dans le plan du Lyot produit de nouveaux systèmes de franges, orientés et donc brouillés dans une direction différente. La région perpendiculaire à cette direction est alors accessible pour l'estimation en plan focal : c'est le principe de la *Multireference Self-Coherent Camera* (MRSCC) testée par Delorme et al. (2016a).

Enfin, la SCC n'est pas facilement applicable sur un instrument déjà développé et opérationnel. En effet, les instruments sont habituellement conçus de façon à ce que les composants optiques soient compacts et limités à la taille du faisceau. Or, cette technique nécessite des optiques deux fois plus grandes après le diaphragme de Lyot pour recombinaison la voie scientifique et la voie de la référence (Galicher et al. 2019). Il est donc nécessaire d'élargir ces composants pour accueillir la SCC tandis que tous les observatoires n'offrent pas cette possibilité. En revanche, la conception d'un nouvel instrument incluant la SCC ne pose pas de problèmes pratiques supplémentaires puisqu'elle ne nécessite qu'une ouverture circulaire supplémentaire dans le plan de Lyot. De leur côté, l'application des techniques de modulation temporelle ne nécessite pas de modification du chemin optique des instruments déjà existants.

4.1.2 Modulation temporelle du champ de *speckles*

Basé sur le principe de diversité de phase introduit par Gonsalves (1982), le deuxième type de technique d'analyse de surface d'onde en plan focal repose sur l'enregistrement de plusieurs images avec le détecteur scientifique. Pour chaque image enregistrée, on module



l'intensité des *speckles* en introduisant un niveau d'aberrations connu appelé diversité, en utilisant par exemple le système de miroirs déformables. Ainsi, les miroirs ne sont plus seulement utilisés pour la correction, mais aussi pour l'estimation des aberrations en plan focal. Dans cette section, nous présentons deux algorithmes différents : l'algorithme *Pair-Wise probing* dans la section 4.1.2.1 fonctionnant en régime d'aberrations faibles et l'algorithme COFFEE dans la section 4.1.2.2 qui n'est pas contraint par le niveau des aberrations.

4.1.2.1 *Pair-Wise probing*

Proche de l'idée développée par Bordé & Traub (2006) et décrit pour la première fois par Give'On et al. (2007a), l'algorithme *Pair-Wise probing* (PW) fait l'hypothèse d'aberrations et de diversités de faibles amplitudes par rapport à la longueur d'onde. Principalement développé outre-atlantique, c'est la principale technique d'analyse de surface d'onde en plan focal envisagée pour les futurs instruments spatiaux dédiés à l'imagerie haut contraste. Soit ψ_m la diversité introduite par un miroir déformable situé en plan pupille. On peut alors écrire l'intensité totale sur le détecteur I_m comme la fusion des équations 3.17 et 3.24, en ajoutant le terme de phase du miroir déformable.

$$I_m = (E_S + iC[A\psi_m])(E_S + iC[A\psi_m])^* \quad (4.11)$$

Or, si l'on enregistre la paire d'images I_m^+ et I_m^- dont les diversités sont respectivement $+\psi_m$ et $-\psi_m$, alors la différence entre ces deux images est égale à :

$$\begin{aligned} I_m^+ - I_m^- &= (E_S + iC[A\psi_m])(E_S + iC[A\psi_m])^* - (E_S - iC[A\psi_m])(E_S - iC[A\psi_m])^* \\ &= 2 \left\{ E_S (iC[A\psi_m])^* + E_S^* (iC[A\psi_m]) \right\} \\ &= 2 \left\{ [\Re(E_S) + i\Im(E_S)] [\Re(iC[A\psi_m]) - i\Im(iC[A\psi_m])] \right. \\ &\quad \left. + [\Re(E_S) - i\Im(E_S)] [\Re(iC[A\psi_m]) + i\Im(iC[A\psi_m])] \right\} \\ &= 4 \left\{ \Re(E_S) \Re(iC[A\psi_m]) + \Im(E_S) \Im(iC[A\psi_m]) \right\}, \end{aligned} \quad (4.12)$$

où \Re et \Im représentent respectivement la partie réelle et imaginaire d'une valeur complexe. L'intérêt de cette technique repose donc sur cette différence. Premièrement elle fait apparaître une séparation entre parties réelles et imaginaires du champ électrique que l'on cherche à retrouver. De plus, la différence effectuée permet, au premier ordre, de retirer toute source de signal incohérent qui biaiserait la mesure tel que le biais de détecteur, une source de lumière parasite ou encore une planète. Ainsi, comme dans le cas de la SCC, une exoplanète éventuellement présente dans le champ n'affecte pas la reconstruction du champ électrique par la méthode PW. On remarque que l'équation 4.12 peut-être écrite en notation matricielle :

$$I_m^+ - I_m^- = 4 \begin{bmatrix} \Re(iC[A\psi_m]) & \Im(iC[A\psi_m]) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Re(E_S) \\ \Im(E_S) \end{bmatrix}. \quad (4.13)$$

qui représente un système d'équations sous-déterminé. Puisqu'il possède plus d'inconnues que d'équations, le système admet une infinité de solutions : il y a toujours dégénérescence entre la partie réelle et la partie imaginaire de E_S . En revanche, si l'on généralise le

formalisme de l'équation 4.13 à j paires d'images, on peut écrire pour chaque pixel de coordonnée (k, l) du détecteur scientifique :

$$D_{(k,l)} = 4M_{(k,l)}F_{(k,l)}, \quad (4.14)$$

où la matrice D représente la soustraction de deux images enregistrées pour chaque paire de diversité :

$$D = \begin{bmatrix} I_1^+ - I_1^- \\ \vdots \\ I_j^+ - I_j^- \end{bmatrix}, \quad (4.15)$$

M est la matrice composée du modèle de propagation numérique entre chaque diversité appliquée sur le miroir déformable et son effet sur le champ électrique du détecteur scientifique :

$$M = \begin{bmatrix} \Re(iC[A\psi_1]) & \Im(iC[A\psi_1]) \\ \vdots & \vdots \\ \Re(iC[A\psi_j]) & \Im(iC[A\psi_j]) \end{bmatrix}, \quad (4.16)$$

tandis que F est le champ électrique en plan focal que l'on cherche à reconstruire :

$$F = \begin{bmatrix} \Re(E_S) \\ \Im(E_S) \end{bmatrix}. \quad (4.17)$$

Afin de retrouver le champ électrique de la distribution des *speckles*, on minimise la distance :

$$J_{PW} = \min_F \|D - M \cdot F\|^2. \quad (4.18)$$

Le problème inverse est alors linéaire. Comme nous le verrons dans la section 4.2.3 on peut le résoudre par la méthode de la *Singular Value Decomposition* (SVD). Pour cela, la matrice M doit être inversible ce qui signifie que son déterminant doit être non nul, c'est à dire qu'au moins deux diversités modulent différemment l'intensité en plan focal pour chaque pixel (k, l) appartenant à la zone de correction :

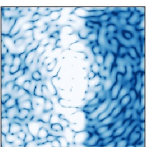
$$\tilde{F}_{(k,l)} = \frac{1}{4}M_{(k,l)}^\dagger D_{(k,l)} \quad (4.19)$$

$$\text{si } \exists(m, n) \text{ t.q. } \Re(iC[A\psi_m])_{(k,l)} \Im(iC[A\psi_n])_{(k,l)} - \Re(iC[A\psi_n])_{(k,l)} \Im(iC[A\psi_m])_{(k,l)} \neq 0. \quad (4.20)$$

où \tilde{F} représente la reconstruction approchée de F et M^\dagger est la matrice pseudo-inverse de M .

4.1.2.2 COFFEE

Maximum a posteriori L'algorithme *COronagraphic Focal plane waveFront Estimation for Exoplanet detection* (COFFEE) est développé par l'ONERA depuis une dizaine d'années (Sauvage et al. 2012; Paul et al. 2013; Herscovici-Schiller et al. 2018b) et fût



récemment testé sur la source interne de SPHERE (Paul et al. 2014). C'est l'extension directe de la diversité de phase pensée par Gonsalves (1982) en présence d'un coronographe. Il repose sur une estimation bayésienne, soit la combinaison des informations apportées par les mesures et l'information que l'on connaît *a priori*. En reprenant l'équation 4.1, on cherche alors à déterminer la cause, sachant la mesure $\mathcal{P}(\text{cause}|\text{mesure})$ (lire probabilité de la cause sachant la mesure), et sachant la distribution de probabilité que la cause survienne $\mathcal{P}(\text{cause})$. Dans notre cas et avec notre notation, on cherche à retrouver les aberrations de la surface d'onde α, β , causes de la distribution d'intensité en plan focal I . Pour cela, on fait souvent le choix de l'estimateur du *maximum a posteriori* (MAP) : en langage bayésien, on dit que l'on cherche à maximiser la probabilité *a posteriori* des mesures $\mathcal{P}(\alpha, \beta|I)$. Le théorème de Bayes permet d'exprimer cette probabilité, en fonction de l'*a priori* sur la densité de probabilité des aberrations à reconstruire $\mathcal{P}(\alpha, \beta)$ et du modèle de vraisemblance $\mathcal{P}(I|\alpha, \beta)$:

$$\mathcal{P}(\alpha, \beta|I) = \frac{\mathcal{P}(I|\alpha, \beta) \times \mathcal{P}(\alpha, \beta)}{\mathcal{P}(I)} \quad (4.21)$$

Le terme au dénominateur de l'équation 4.21 étant indépendant de (α, β) , il n'est pas nécessaire de le prendre en compte dans notre maximisation.

Maximum de Vraisemblance Le modèle de vraisemblance, ou attache aux données, $\mathcal{P}(I|\alpha, \beta)$ contient le modèle de propagation de l'instrument entre plan pupille et plan focal C , mais aussi un modèle de bruit comprenant bruit de photons et bruit de lecture du détecteur. Il correspond à la loi de probabilité sur le bruit $\mathcal{P}(\text{bruit})$ qui, d'après l'équation 4.1, se note dans notre cas $\mathcal{P}(I - C[E_{pup}(\alpha, \beta)]^2)$ où $E_{pup}(\alpha, \beta)$ représente le champ électrique en plan pupille. Même si la distribution poissonienne modélise mieux le bruit de photons global, ce bruit est le plus souvent modélisé comme une loi aléatoire gaussienne à moyenne nulle et d'écart-type σ pour un nombre de photons suffisamment élevé, indépendamment appliqué à chaque pixel du détecteur. Dans le cas d'un bruit blanc, on peut alors écrire, pour j diversités appliquées sur le miroir déformable :

$$\mathcal{P}(I|\alpha, \beta) \propto \prod_{m \in [0, j]} \exp \left[- \frac{(I_m - C[E_{pup}(\alpha, \beta + \psi_m)]^2)^2}{2\sigma^2(m)} \right] \quad (4.22)$$

Régularisation par l'*a priori* Nous appellerons désormais le terme d'*a priori* $\mathcal{P}(\alpha, \beta)$ "terme de régularisation". Comme vu précédemment, ce terme permet de contraindre la reconstruction des aberrations en plan pupille α et β en prenant en compte *a priori* les connaissances que nous avons de ces aberrations. En faisant l'hypothèse d'aberrations à distribution gaussienne et à moyenne nulle - ce qui est toujours vrai à un piston près pour les aberrations de phase et à une transmission globale dans la pupille pour les aberrations d'amplitude - et stationnaires, Paul et al. (2013) montre que l'expression du terme de régularisation est du type :

$$\mathcal{P}(\alpha, \beta) \propto \exp \left[- \frac{\|\vec{\nabla}\alpha\|^2}{2\sigma_{\nabla\alpha}^2} \right] \exp \left[- \frac{\|\vec{\nabla}\beta\|^2}{2\sigma_{\nabla\beta}^2} \right] \quad (4.23)$$

où $\sigma_{\nabla\alpha}^2$ et $\sigma_{\nabla\beta}^2$ sont les variances des gradients des aberrations de phase et d'amplitude respectivement.

Fonction de coût D'après les équations 4.21, 4.22 et 4.23, les cartes de phase et d'amplitude en plan pupille sont donc reconstruites par la recherche du maximum du critère :

$$\mathcal{P}(\alpha, \beta|I) \propto \prod_{m \in [0, j]} \exp \left[- \frac{(I_m - C[E_{pup}(\alpha, \beta + \psi_m)]^2)^2}{2\sigma^2(m)} \right] \exp \left[- \frac{\|\vec{\nabla}\alpha\|^2}{2\sigma_{\nabla\alpha}^2} \right] \exp \left[- \frac{\|\vec{\nabla}\beta\|^2}{2\sigma_{\nabla\beta}^2} \right] \quad (4.24)$$

Or, puisque la fonction logarithme est croissante, maximiser un critère revient à minimiser l'opposée de son logarithme. Reconstruire les aberrations en plan pupille revient alors à minimiser le critère J_{COFFEE} avec :

$$\begin{aligned} J_{COFFEE}(\alpha, \beta) &= -\log(\mathcal{P}(\alpha, \beta|I)) \\ &= \frac{1}{2} \sum_{m \in [0, j]} \frac{(I_m - C[E_{pup}(\alpha, \beta + \psi_m)]^2)^2}{\sigma^2(m)} + \frac{1}{2\sigma_{\nabla\alpha}^2} \|\vec{\nabla}\alpha\|^2 + \frac{1}{2\sigma_{\nabla\beta}^2} \|\vec{\nabla}\beta\|^2 \end{aligned} \quad (4.25)$$

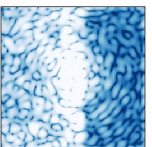
Cette astuce mathématique permet de simplifier les équations et de se placer dans les méthodes usuelles utilisées en minimisation de critère et développées dans la section 4.2.4.1. La fonction de coût COFFEE est alors simplement la somme de plusieurs termes :

- la distance au sens des moindres carrés entre chaque image enregistrée en appliquant une diversité bien choisie et le modèle numérique de propagation entre le plan pupille et le plan focal de l'instrument, pondéré par le bruit supposé sur chaque pixel. C'est à dire qu'un pixel que l'on sait défectueux aura un poids négligeable dans la fonction de coût par rapport à un autre pixel.
- plusieurs termes de régularisation, et notamment *a priori* sur les cartes d'aberrations en entrée de l'instrument que l'on cherche à retrouver.

Comme pour PW, l'algorithme COFFEE nécessite au moins deux images pour estimer les aberrations de phase en plan pupille. Il en requiert au minimum trois pour reconstruire aussi les aberrations d'amplitude, soit une de moins que PW tel que présenté plus haut. On note que, contrairement à PW, COFFEE reconstruit les aberrations en plan pupille et est donc capable d'estimer et de différencier les phases en amont et en aval du coronographe. Enfin, contrairement à PW, COFFEE ne nécessite pas de se placer dans le domaine linéaire : il est capable de reconstruire des aberrations d'amplitudes équivalentes ou supérieures à la longueur d'onde.

4.1.2.3 Limitations des techniques de modulation temporelle

Les techniques PW et COFFEE présentent plusieurs limitations fondamentales : elles dépendent toutes deux du modèle d'instrument utilisé C et souffrent donc de toute erreur liée à la connaissance de l'instrument en question. De plus, l'utilisation d'un miroir déformable pour générer la diversité de phase rend sensible ce type d'analyseurs aux actionneurs défectueux. Enfin, elles nécessitent l'enregistrement de plusieurs images coronographiques (minimum trois pour COFFEE et quatre pour PW) pour une seule estimation de surface d'onde. Ainsi, toute variation du champ électrique associé aux tavelures dont le temps caractéristique est inférieur au temps nécessaire à l'acquisition de plusieurs images crée un biais de mesure de surface d'onde. Cependant, le nombre total de photons requis pour procéder à l'estimation du champ électrique est relativement identique à celui de la SCC. En effet, deux fois plus de pixels sont nécessaires pour la SCC, tandis qu'au minimum trois fois plus d'images sont nécessaires pour les techniques de modulation temporelle du champ de *speckles*. Néanmoins, contrairement à la SCC, les images coronographiques enregistrées pour l'analyse de surface d'onde présentent un champ de *speckles* stellaires plus intense



puisqu'elles nécessitent l'introduction d'un déphasage supplémentaire par le miroir déformable en plan pupille. Détecter une planète dans les images utilisées pour la calibration des aberrations est alors rendu plus difficile. Il faut donc limiter le nombre de diversités nécessaires et définir une stratégie pour minimiser le temps concédé à la correction des aberrations et ainsi maximiser le temps alloué aux opérations scientifiques.

4.1.3 Analyse par masque de phases

4.1.3.1 Masque de phase en plan focal : ZELDA

L'analyseur Zernike sensor for Extremely Low-level Differential Aberrations (ZELDA) est notamment présenté dans [Born & Wolf \(1999\)](#); [Wallace et al. \(2011\)](#); [N'Diaye et al. \(2013b\)](#). Cet analyseur a déjà été testé en laboratoire sur le banc MITHIC ([Dohlen et al. 2013](#)), ainsi que sur l'instrument SPHERE, à la fois sur source interne ([N'Diaye et al. 2016b](#)) et sur ciel ([Vigan et al. 2019](#)). De plus, un analyseur de Zernike équivalent sera présent sur le futur télescope *Nancy Grace Roman Space Telescope* pour mesurer les aberrations bas ordre et contrôler les erreurs de Tip-Tilt et de defocus ([Spergel et al. 2013, 2015](#)).

ZELDA consiste à remplacer le coronographe situé en plan focal par un masque de phase, semblable au coronographe Roddier-Roddier (voir section 3.2.3). Le masque ajoute un déphasage ϕ dans un disque B dont le diamètre D_B est inférieur à la tâche d'Airy pour une pupille circulaire ($\sim 2\lambda/D$). Contrairement au coronographe, l'objectif ici est de traduire les aberrations de phase en variation d'intensité en plan pupille. La PSF à l'extérieur du disque de phase n'est pas déphasée alors qu'elle subit une différence de marche à l'intérieur du disque. On note alors la transmission t_{ZELDA} du masque par :

$$t_{\text{ZELDA}}(u, v) = 1 - B(u, v) \times (1 - e^{i\phi}), \quad (4.26)$$

où :

$$B(u, v) = \begin{cases} 1 & \text{si } u^2 + v^2 < \left(\frac{D_B}{2}\right)^2 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (4.27)$$

Le résultat est alors une figure d'interférence que l'on mesure dans le plan pupille suivant. Or les images coronographiques se font généralement en plan focal et il est impossible de déplacer la caméra scientifique pendant les opérations. L'image plan pupille se fait alors en insérant une optique supplémentaire devant la caméra pour conjuguer le plan de la caméra scientifique et le plan pupille. Considérons le champ électrique en entrée de l'instrument tel que décrit dans l'équation 3.23, et réécrivons le sous la forme :

$$E_{\text{pup}} = A' e^{i\beta}, \quad (4.28)$$

en notant $A' = Ae^\alpha$ c'est à dire la transmission de la pupille qui prend en compte les aberrations d'amplitude. Cette transmission peut être mesurée à l'aide d'une image prise en plan pupille, en l'absence de tout masque en plan focal. On peut alors écrire le champ électrique dans le plan de Lyot sous la forme :

$$\begin{aligned} E_L &= A' e^{i\beta} * \mathcal{F}^{-1}(t_{\text{ZELDA}}) \\ &= A' e^{i\beta} - A' e^{i\beta} * \mathcal{F}^{-1}(B)(1 - e^{i\phi}). \end{aligned} \quad (4.29)$$

Or, pour D_B significativement plus petit que le premier anneau de la tâche centrale de diffraction, la transformée de Fourier de B est une fonction quasi-constante dans toute la

pupille de Lyot. Alors, puisque l'on se place dans un cas où les aberrations en plan pupille sont suffisamment faibles car déjà grandement corrigées par une optique adaptative, le produit de convolution entre $A'e^{i\beta}$ et $\mathcal{F}^{-1}(B)$ que l'on notera c est une constante qui peut s'écrire :

$$c = \sqrt{S}A' * \mathcal{F}^{-1}(B) \quad (4.30)$$

avec S le rapport de Strehl. Cette constante ne possède pas d'inconnue puisque l'on connaît B qui dépend de notre choix de masque en plan focal, S donné par le rapport d'intensité entre le maximum des PSFs réelle et théorique de l'instrument et A' le module du champ en plan pupille. On suppose ici que le masque et la lentille ZELDA n'introduisent pas d'aberration d'amplitude. Sous cette hypothèse, A' est mesuré sans masque ni lentille. D'après les équations 3.8, 4.29 et 4.30, on peut alors réécrire l'intensité dans le plan de Lyot comme :

$$\begin{aligned} I_L &= |E_L|^2 \\ &= (A'e^{i\beta} - c + ce^{i\phi})(A'e^{i\beta} - c + ce^{i\phi})^* \\ &= (A'e^{i\beta} - c)(A'e^{i\beta} - c)^* + ce^{i\phi}(A'e^{i\beta} - c)^* + (A'e^{i\beta} - c)c^*e^{-i\phi} + |c|^2. \end{aligned} \quad (4.31)$$

Or, B est purement réelle et paire, donc par propriété de la transformée de Fourier, $\mathcal{F}^{-1}(B)$ est aussi réel et pair donc $\mathcal{F}^{-1}(B)^* = \mathcal{F}^{-1}(B)$, puis $c^* = c$. On peut alors écrire l'intensité sur le détecteur comme :

$$\begin{aligned} I_L &= A'^2 - cA'e^{-i\beta} - cA'e^{i\beta} + ce^{i\phi}A'e^{-i\beta} - c^2e^{i\phi} + A'e^{i\beta}ce^{-i\phi} - c^2e^{-i\phi} + 2c^2 \\ &= A'^2 + 2c^2(1 - \cos\phi) + A'c(e^{i\phi}e^{-i\beta} + e^{-i\phi}e^{i\beta} - e^{i\beta} - e^{-i\beta}) \\ &= A'^2 + 2c^2(1 - \cos\phi) + 2A'c(\sin\phi \sin\beta + \cos\beta(\cos\phi - 1)). \end{aligned} \quad (4.32)$$

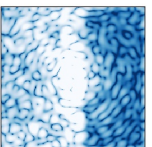
Faisons désormais l'hypothèse d'aberrations de phases petites par rapport à la longueur d'onde. Afin d'estimer plus exactement les aberrations, N'Diaye et al. (2013a) limite les fonctions sinus et cosinus pour l'angle β au second terme de leur développement en série de Taylor, pour obtenir une relation quadratique entre la phase de la surface d'onde en plan pupille à retrouver et l'intensité sur le détecteur :

$$I_L = A'^2 + 2c^2(1 - \cos\phi) + 2A'c\left(\beta \sin\phi + \left(1 - \frac{\beta^2}{2}\right)(\cos\phi - 1)\right). \quad (4.33)$$

On remarque qu'en cas d'absence de masque de phase, soit $\phi = 0$, on retombe bien sur $I_L = A'^2$. Un résultat intéressant se produit pour $\phi = \pi/2$ qui simplifie considérablement l'équation 4.33. On peut alors résoudre l'équation du second degré et trouver la relation entre les aberrations de phase et l'image enregistrée :

$$\beta = \sqrt{3 + \frac{I_L}{A'c} - \frac{A'}{c} - \frac{2c}{A'}} - 1. \quad (4.34)$$

Malgré l'apparente simplicité de cet analyseur en plan focal, ses limitations sont de plusieurs natures. Une limitation majeure est le remplacement du coronographe par le masque de phase ZELDA tel qu'implémenté dans N'Diaye et al. (2016b); Vigan et al. (2019). En effet, cela signifie que les aberrations sont contrôlées antérieurement aux opérations scientifiques. Ses performances dépendent donc de la stabilité de la correction durant toute l'observation d'une cible d'intérêt. De plus, puisque le coronographe est retiré du chemin optique durant l'analyse, ZELDA ne peut pas estimer les aberrations provenant du dispositif coronographique lui même. Le masque ZELDA peut aussi présenter des défauts de



construction et introduire de nouvelles aberrations. Dans ce cas, l'analyseur les estime puis les corrige alors qu'ils n'existent pas lors des opérations scientifiques. De nouvelles aberrations différentielles peuvent alors réapparaître à la suite du réalignement du coronographe. Deuxièmement, les aberrations sont estimées en plan pupille : un modèle de l'instrument est alors nécessaire pour se replacer en plan focal dans l'optique d'une correction de type *Dark Hole* (voir section 4.2). Ces problèmes peuvent être résolus partiellement pour les coronographes utilisant un masque d'amplitude en plan focal à surface réfléchissante. En effet, Ruane et al. (2020) encode le déphasage ϕ directement dans le masque de Lyot et analyse le flux réfléchi à l'aide d'un détecteur supplémentaire pour mesurer les aberrations bas ordres. Si cette méthode reste limitée dans un processus actif de minimisation de l'intensité des *speckles*, elle pourrait s'avérer particulièrement efficace pour stabiliser la distribution des tavelures pendant les opérations scientifiques. Enfin, comme toute technique présentant la nécessité d'un déphasage, l'analyseur ZELDA est sensible aux effets chromatiques (N'Diaye et al. 2013b).

4.1.3.2 Masques de phase en plan pupille

D'autres analyseurs de surface d'onde consistent à ajouter un masque de phase en plan pupille. Le *Holographic Modal Wavefront Sensor* (HMWS, Por & Keller 2016; Wilby et al. 2017) crée par exemple des hologrammes de la PSF en plan focal décalés par rapport à la PSF centrale. Un mode de Zernike est codé artificiellement en plan pupille sur chacune de ces copies, de telle sorte que son intensité est une fonction linéaire de l'aberration de phase projetée sur ce même mode de Zernike, pour de faibles niveaux d'aberrations. Une matrice d'étalonnage est alors enregistrée en poussant individuellement tous les modes de Zernike codés par le masque de phase, à l'aide du miroir déformable. Ainsi, durant l'opération, toute modification des hologrammes correspond à une modification de la surface d'onde connue qui peut être corrigée. Cependant, toute erreur sur les Zernike introduits artificiellement par le miroir déformable durant l'étalonnage provoque des erreurs de reconstruction des aberrations de phase.

Autre analyseur en plan focal, le *Asymmetric Pupil Fourier Wavefront Sensor* (APF-WFS, Martinache 2013) lève la dégénérescence du signe des modes pair de Zernike en introduisant une asymétrie en plan pupille. En effet, considérons un mode de Zernike impair comme le Tip-Tilt. En enregistrant une seule image en plan focal, il est simple de savoir dans quelle direction bouger le miroir Tip-Tilt de l'instrument afin de corriger ce mode. Considérons désormais un mode de Zernike pair tel que le defocus. L'image enregistrée en plan focal ne permet pas de définir dans quel sens modifier le miroir déformable pour compenser ce focus. Ce problème provient des propriétés de la transformée de Fourier. Décomposons le champ électrique en plan pupille de l'équation 4.28 en la somme de sa partie réelle et imaginaire. On ne considère pas ici les aberrations d'amplitude :

$$e^{i\beta} = A \cos(\beta) + iA \sin(\beta). \quad (4.35)$$

Alors, d'après les propriétés de parité des fonctions sinus et cosinus, l'opposée de cette phase en plan pupille s'écrit :

$$e^{-i\beta} = A \cos(-\beta) + iA \sin(-\beta) = A \cos(\beta) - iA \sin(\beta) = (e^{i\beta})^*. \quad (4.36)$$

Or, d'après une propriété de la transformée de Fourier :

$$\mathcal{F}\left((e^{i\beta})^*\right)(\vec{\theta}) = \mathcal{F}\left(e^{i\beta}\right)^*(-\vec{\theta}). \quad (4.37)$$

Faisons alors l'hypothèse que la pupille de l'instrument est symétrique et que l'aberration de phase en plan pupille se limite à un polynôme de Zernike pair β_{pair} . On en déduit que la partie réelle et imaginaire du champ électrique en plan focal est paire aussi. Alors, par propagation, la transformée de Fourier de cette fonction est elle aussi un nombre complexe dont les membres réel et imaginaire sont strictement pairs :

$$\mathcal{F}\left(e^{i\beta_{\text{pair}}}\right)^*(\vec{\theta}) = \mathcal{F}\left(e^{i\beta_{\text{pair}}}\right)^*(-\vec{\theta}). \quad (4.38)$$

En assemblant les équations 4.36, 4.37 et 4.38, on peut écrire l'intensité en plan focal $I_{+\beta,p}$ conséquence de l'aberration de phase paire $+\beta$ comme :

$$I_{+\beta,p} = \left|\mathcal{F}\left(e^{i\beta}\right)(\vec{\theta})\right|^2 = \left|\mathcal{F}\left(e^{i\beta}\right)^*(\vec{\theta})\right|^2 = \left|\mathcal{F}\left(e^{i\beta}\right)^*(-\vec{\theta})\right|^2 = \left|\mathcal{F}\left((e^{i\beta})^*\right)(\vec{\theta})\right|^2 = I_{-\beta,p} \quad (4.39)$$

où $I_{-\beta,p}$ représente l'intensité en plan focal lorsque l'aberration de phase en entrée de l'instrument est $-\beta$. On vient de démontrer que l'image sur le détecteur provenant d'un mode de Zernike pair ne permettait pas de remonter au signe de ce mode.

En revanche, considérons désormais un mode de Zernike impair. Alors, l'équation 4.35 devient la somme d'une partie réelle paire et d'un imaginaire pur impair. Ce champ électrique se propage dans le plan image comme un imaginaire pur, somme d'une fonction paire et impaire. L'inégalité $\left|\mathcal{F}\left(e^{i\beta}\right)^*(\vec{\theta})\right|^2 \neq \left|\mathcal{F}\left(e^{i\beta}\right)^*(-\vec{\theta})\right|^2$ est alors vérifiée, ce qui lève la dégénérescence de signe lors de l'enregistrement des images $I_{+\beta,i}$ et $I_{-\beta,i}$ pour ce type de modes :

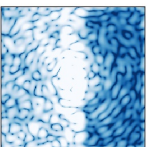
$$I_{+\beta,i} \neq I_{-\beta,i}. \quad (4.40)$$

Ces propriétés sont vraies dans le cas d'une pupille d'entrée symétrique. [Martinache \(2013\)](#) a alors l'idée d'introduire une asymétrie dans cette pupille. Cette fonction asymétrique peut alors être décomposée en la somme d'une fonction paire et d'une fonction impaire afin de lever la dégénérescence de signe pour les modes pairs de Zernike. Ensuite, de la même manière qu'effectué dans le cadre du HMWS, il est possible de pousser, soit physiquement, soit dans un modèle de l'instrument, tous les modes de Zernike accessibles à l'aide du miroir déformable afin de créer une matrice d'étalonnage : toute modification directe de la PSF centrale dans les images enregistrées sera alors la conséquence directe d'un mode de Zernike connu dont on connaît le signe, et que l'on pourra alors corriger.

L'intérêt principal des deux techniques d'analyse de surface d'onde en plan focal présentées dans cette section est leur association avec les coronographes APP (voir section 3.2.3). En effet, ce type de coronographe consiste lui aussi en une modification de la phase en plan pupille pour atténuer la lumière de l'étoile dans une région du détecteur scientifique. On peut alors imaginer des composants optiques dont la phase code à la fois le coronographe et l'analyseur, tels que testés sur ciel récemment avec le télescope de 4.2m William Herschel ([Wilby et al. 2017](#)) aux Canaries et avec l'instrument SCExAO ([Bos et al. 2019](#)). Cependant, tels qu'utilisés, ces algorithmes ne permettent pas d'estimer simultanément les aberrations d'amplitudes. Le contraste reste alors limité à des niveaux de l'ordre de 10^{-5} dans la zone de correction en aval du coronographe ([Guyon 2018](#)).

4.2 Correction des aberrations

Nous avons vu dans la section 4.1 de nombreuses techniques d'analyse de surface d'onde en plan focal. On estime par la suite que ces aberrations sont parfaitement déterminées en



plan pupille ou en plan focal. Une fois la surface d'onde estimée par une de ces techniques, il est ensuite nécessaire de minimiser activement l'intensité des *speckles* stellaires à un niveau plus faible que l'intensité de l'exoplanète à détecter. Dans le cas des instruments au sol, on utilisera les miroirs déformables de l'optique adaptative situés en plan pupille. De leur côté, les futurs instruments spatiaux se verront eux aussi équipés d'un ensemble de miroirs déformables dont certains seront situés en dehors d'un plan pupille. Là encore, des méthodes de résolution de problèmes inverses entrent en jeu.

4.2.1 Limitations des algorithmes de correction des *speckles* par conjugaison de phase

Comme étudié dans la section 3.3.2, l'algorithme le plus communément utilisé en optique active et adaptative est l'algorithme de conjugaison de phase (ou algorithme de maximisation du rapport de Strehl dans Malbet et al. (1995)). Il consiste simplement à modifier la forme d'un miroir déformable pour que celui-ci minimise les aberrations de phases en plan pupille, ou encore à aplanir la surface d'onde. Cependant, si cet algorithme convient parfaitement pour améliorer la résolution angulaire d'un instrument, il devient insuffisant pour améliorer significativement les performances en contraste d'un instrument haute dynamique (Malbet et al. 1995; Give'On et al. 2006; Pueyo et al. 2009). En effet, l'algorithme est confronté à trois limitations principales. Premièrement, une aberration de phase ne peut-être compensée avec un DM qu'à une longueur d'onde précise. Ainsi, cet algorithme sera limité pour des applications de spectroscopie des planètes extrasolaires. Deuxièmement, un miroir déformable situé en plan pupille est seulement capable de compenser des aberrations de phase en appliquant des différences de marche à la surface d'onde incidente à l'aide de ses actionneurs. Or, les aberrations d'amplitudes dues à des variations de transmission sur les composants optiques sont une source de *speckles* qui ne peut pas être négligée vis à vis des performances souhaitées pour les futurs instruments à haute dynamique. Enfin, on peut démontrer que même avec une estimation parfaite de la surface d'onde en plan pupille et un miroir déformable limité uniquement par le nombre d'actionneurs dans la pupille - autrement dit par sa plus haute fréquence spatiale accessible -, ce type d'algorithme est limité par le phénomène de repliement des hautes fréquences spatiales (ou *frequency-folding* pour Give'On et al. (2006)). En effet, reprenons l'équation 3.23 décrivant le champ électrique en plan focal d'un instrument affecté par des aberrations optiques, dans un cas simple à une dimension et en négligeant les aberrations d'amplitude :

$$E_S(u) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-2i\pi xu} A(x) e^{i\beta(x)} dx \quad (4.41)$$

Contrairement à l'étude effectuée dans la Section 3.3.1, on ne néglige plus l'ordre 2 de l'expansion de Taylor de $e^{i\beta(x)}$. Ainsi, en y associant le développement en série de Fourier

de β à une dimension effectué dans l'équation 3.26 :

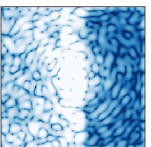
$$\begin{aligned}
E_S(u) &= \int_{-\infty}^{\infty} e^{-2i\pi xu} A(x) \left(1 + i\beta - \frac{1}{2}\beta^2\right) dx \\
&= \int_{-\infty}^{\infty} e^{-2i\pi xu} A(x) \left[1 + i \sum_{m=-\infty}^{\infty} a_m e^{2i\pi mx} \right. \\
&\quad \left. - \frac{1}{2} \left(\sum_{m=-\infty}^{\infty} a_m e^{2i\pi mx} \right) \left(\sum_{k=-\infty}^{\infty} a_k e^{2i\pi kx} \right) \right] dx \tag{4.42} \\
&= E_D(u) + E_{ab}(u) - \frac{1}{2} \sum_{m,k=-\infty}^{\infty} a_m a_k \int_{-\infty}^{\infty} A(x) e^{2i\pi(k+m-u)x} dx \\
&= E_D(u) + E_{ab}(u) - \frac{1}{2} \sum_{m,k=-\infty}^{\infty} a_m a_k E_D(u - k - m)
\end{aligned}$$

Les deux premiers termes sont ceux déjà présentés dans la section 3.3.1, c'est à dire le terme correspondant à la diffraction et le terme correspondant aux aberrations de phase dont les fréquences spatiales correspondent à la création de *speckles* à la position u . Le troisième terme provient d'une modulation entre différentes fréquences spatiales. Pour certaines combinaisons de paramètres m , k et u , les hautes fréquences spatiales non corrigées car non accessibles par les actionneurs du miroir déformable vont créer des *speckles* à certaines positions dans l'image correspondant à des fréquences spatiales plus courtes. Ces tavelures sont bien moins brillantes que celles du premier ordre. Cependant, elles limitent le contraste final atteignable dans la région accessible au miroir déformable même lors d'une implémentation parfaite de l'algorithme de conjugaison de phase. Le *frequency-folding* ne doit pas être confondu avec l'*aliasing*. L'*aliasing* est un biais de mesure de la surface d'onde dû à un mauvais échantillonnage en fréquence tandis que l'effet de repliement des hautes fréquences spatiales est une conséquence directe de la diffraction et doit donc être corrigé via une autre méthode.

Pour les trois raisons évoquées plus haut, on s'attend alors au fait que les techniques de reconstruction de surface d'onde en plan pupille telles que COFFEE, ZELDA, HMWS ou APF-WFS ne soient pas suffisantes pour atteindre de très hauts contrastes compatibles avec la détection d'exoplanètes matures. En revanche, les techniques SCC et PW qui reconstruisent le champ électrique en plan focal peuvent être utilisées pour des méthodes de correction qui reposent sur la minimisation de l'intensité des *speckles* dans une zone choisie du détecteur.

4.2.2 Suppression des speckles individuels : *Speckle Nulling*

L'algorithme *speckle nulling* est une méthode sommaire de minimisation de l'intensité des tavelures en plan focal. Cette technique ne requiert pas d'étape préliminaire d'estimation de toutes les aberrations à la fois. Son avantage est qu'elle nécessite peu de connaissances *a priori* sur l'instrument utilisé. C'est donc une technique robuste qui est la seule à avoir été testée avec succès sur le ciel jusqu'à aujourd'hui (Martinache et al. 2014). Cependant, elle est plus lente que les méthodes décrites par la suite. L'objectif est ici de repérer les *speckles* les plus brillants dans l'image scientifique et de diminuer leur intensité de manière itérative. Pour cela, on module leur intensité en appliquant des sinusoides de fréquences spatiales identiques à l'aide du miroir déformable. Supposons un *speckle* brillant



en plan focal sur le détecteur dont l'intensité peut être écrite comme :

$$I(\vec{\theta}) = |A_S(\vec{\theta})e^{i\beta'}(\vec{\theta}) + A_{DM}(\vec{\theta})e^{i\psi'}(\vec{\theta})|^2 \quad (4.43)$$

où $e^{i\beta'}(\vec{\theta}) = \mathcal{F}(e^{i\beta})(\vec{\theta})$ et $e^{i\psi'}(\vec{\theta}) = \mathcal{F}(e^{i\psi})(\vec{\theta})$ sont les champs complexes normalisés du *speckle* induit par les aberrations de surface d'onde et par le miroir déformable respectivement. L'amplitude de ces deux champs est notée respectivement A_S et A_{DM} . On peut alors écrire cette équation comme la superposition de deux ondes qui interfèrent :

$$\begin{aligned} I(\vec{\theta}) &= A_S^2(\vec{\theta}) + A_{DM}^2(\vec{\theta}) + 2A_S A_{DM} \cos(\beta' - \psi')(\vec{\theta}) \\ &= I_S(\vec{\theta}) + I_{DM}(\vec{\theta}) + 2\sqrt{I_S I_{DM}} \cos(\beta' - \psi')(\vec{\theta}) \end{aligned} \quad (4.44)$$

On module l'intensité du *speckle* en choisissant $\psi_{DM} = [0, \pi/2, \pi, 3\pi/2]$ de telle sorte à enregistrer quatre images différentes :

$$\begin{aligned} I_1 &= I_S + I_{DM} + 2\sqrt{I_S I_{DM}} \cos(\beta'), \\ I_2 &= I_S + I_{DM} - 2\sqrt{I_S I_{DM}} \sin(\beta'), \\ I_3 &= I_S + I_{DM} - 2\sqrt{I_S I_{DM}} \cos(\beta'), \\ I_4 &= I_S + I_{DM} + 2\sqrt{I_S I_{DM}} \sin(\beta'). \end{aligned} \quad (4.45)$$

La phase du *speckle* que l'on cherche à minimiser est alors donnée par l'arc-tangente d'une combinaison de ces quatre images :

$$\beta' = \arctan \left(\frac{I_4 - I_2}{I_1 - I_3} \right). \quad (4.46)$$

On peut donc appliquer l'opposée de cette phase sur le miroir déformable qui pour une sinusoïde à la bonne amplitude (on utilisera l'équation 3.29), annule $I(\vec{\theta})$. Le *speckle nulling* est en fait une méthode de conjugaison du champ électrique, que l'on généralise et dont on découvre les avantages dans la section suivante.

4.2.3 Méthodes de conjugaison du champ électrique

4.2.3.1 Principe

On a vu dans la Section 4.2.1 que l'algorithme usuel utilisé en optique adaptative n'est pas suffisamment efficace s'agissant de performances haute dynamique. Ainsi, plutôt que de minimiser la phase en plan pupille à l'aide du miroir déformable, les algorithmes présentés ci-après se placent dans le plan du détecteur scientifique afin de s'attaquer directement aux *speckles* présents dans des régions choisies du détecteur scientifique. Un miroir déformable ne peut pas annuler les *speckles* en plan focal sur toute la surface du détecteur puisque il est limité par le nombre d'actionneurs présents dans la pupille. Afin de corriger un *speckle* à une fréquence spatiale donnée, on doit générer sur le miroir déformable une sinusoïde de fréquence spatiale correspondante. Par la suite, on définit un miroir déformable dont N actionneurs sont présents dans le diamètre de la pupille. Ainsi, la sinusoïde correspondant à la plus grande fréquence spatiale pouvant être générée a pour période $2D/N$ d'après le théorème de Shannon-Nyquist. Cette plus grande fréquence spatiale accessible définit la limite extérieure de la zone de correction en plan focal accessible par le DM, dont la taille physique sera située à un angle de $u_{max} = N\lambda/2D$ de l'axe optique. La zone dans laquelle on minimise l'intensité des *speckles* se trouve à l'intérieur de la zone accessible par le DM et est appelée *Dark Hole* (DH). Un intérêt direct de ce type d'algorithme est

que l'on peut corriger à la fois les aberrations de phase et d'amplitude à l'aide d'un seul miroir déformable situé en plan pupille, sous réserve de sacrifier la moitié du champ de vue. On se place alors dans ce que l'on qualifie de demi-*Dark Hole* ou HDH. Dans la suite, on cherchera à prouver ces affirmations. On fait l'hypothèse de la présence d'un coronographe parfait qui annule le terme de diffraction E_D . Cette hypothèse n'est pas obligatoire mais permet d'alléger les calculs. On cherche à annuler le champ électrique dans le DH à l'aide du champ électrique E_{DM} créée par le miroir déformable en plan pupille, et donc à minimiser le terme :

$$J_{foc} = \min_{E_{DM}} \left[|E_{ab}(\xi) + E_{DM}(\xi)|^2 \right] \quad (4.47)$$

4.2.3.2 Développement en séries de Fourier

Miroir déformable situé en plan pupille Les modes du miroir déformable sont ici projetés dans la base de Fourier, de la même manière que pour l'équation 3.26. Cependant, comme annoncé précédemment dans la section 4.2.3.1, la projection en séries de Fourier est limitée à Nyquist. Ainsi, en se limitant à une dimension spatiale, on peut écrire la phase en plan pupille induite par le miroir déformable ψ comme :

$$\psi = \sum_{k=-N/2}^{N/2} a_k e^{2i\pi kx} \quad (4.48)$$

$$= \sum_{m=0}^N a_m \cos(2\pi mx) + b_m \sin(2\pi mx) \quad (4.49)$$

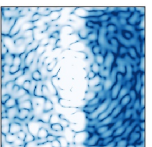
En projetant les aberrations α et β selon cette même base on peut alors ajouter un terme aux équations 3.25, à une dimension :

$$E_{ab}(u) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-2i\pi xu} A(x) \sum_{m=0}^{\infty} [a_m^{\alpha} \cos(2\pi mx) + b_m^{\alpha} \sin(2\pi mx) + i(a_m^{\beta} \cos(2\pi mx) + b_m^{\beta} \sin(2\pi mx))] dx. \quad (4.50)$$

On peut écrire les aberrations induites par le miroir déformable dans cette même base :

$$E_{DM}(u) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-2i\pi xu} A(x) i \sum_{m=0}^N [a_m^{\psi} \cos(2\pi mx) + b_m^{\psi} \sin(2\pi mx)] dx \quad (4.51)$$

La somme des termes des équations 4.50 et 4.51 montre que l'on ne peut satisfaire l'équation 4.47 pour tout u . En effet, le critère J_{foc} ne peut pas être réduit à zéro à moins que les coefficients de Fourier $a_m^{\alpha,\beta}$ et $b_m^{\alpha,\beta}$ soient nuls pour $m > N$. Ainsi, une annulation parfaite des *speckles* est impossible avec un miroir déformable de taille finie sauf si les aberrations de surface d'onde sont limitées spectralement (Bordé & Traub 2006). Cependant, en se



limitant aux fréquences spatiales accessibles au miroir déformable (donc dans le DH) :

$$\begin{aligned}
 E_{ab} + E_{DM} &= \int_{-\infty}^{\infty} e^{-2i\pi x u} A(x) \sum_{m=0}^N [a_m^\alpha \cos(2\pi m x) + b_m^\alpha \sin(2\pi m x) \\
 &\quad + i((a_m^\beta + a_m^\psi) \cos(2\pi m x) + (b_m^\beta + b_m^\psi) \sin(2\pi m x))] dx \\
 &= \sum_{m=0}^N \int_{-\infty}^{\infty} e^{-2i\pi x u} A(x) \left[a_m^\alpha \frac{e^{2i\pi m x} + e^{-2i\pi m x}}{2} + b_m^\alpha \frac{e^{2i\pi m x} - e^{-2i\pi m x}}{2i} \right. \\
 &\quad \left. + i \left((a_m^\beta + a_m^\psi) \frac{e^{2i\pi m x} + e^{-2i\pi m x}}{2} + (b_m^\beta + b_m^\psi) \frac{e^{2i\pi m x} - e^{-2i\pi m x}}{2i} \right) \right] dx \\
 &= \sum_{m=0}^N \int_{-\infty}^{\infty} e^{-2i\pi x u} A(x) \frac{1}{2} \left[(a_m^\alpha + b_m^\beta + b_m^\psi) e^{2i\pi m x} \right. \\
 &\quad \left. + (a_m^\alpha - b_m^\beta - b_m^\psi) e^{-2i\pi m x} \right. \\
 &\quad \left. - i \left((b_m^\alpha - a_m^\beta - a_m^\psi) e^{2i\pi m x} - (b_m^\alpha + a_m^\beta + a_m^\psi) e^{-2i\pi m x} \right) \right] dx
 \end{aligned} \tag{4.52}$$

Dans un premier temps, on fait l'hypothèse d'absence d'aberrations d'amplitude ($a_m^\alpha, b_m^\alpha = 0$ pour tout m). Ainsi, minimiser J_{foc} dans tout le DH revient à minimiser, au premier ordre :

$$J_{foc} = \min_{a_m^\psi, b_m^\psi} \left[\left| \sum_{m=0}^N (a_m^\beta + a_m^\psi)^2 + (b_m^\beta + b_m^\psi)^2 \right| \right] \tag{4.53}$$

Cela signifie qu'au premier ordre, il est possible d'annuler le champ électrique dans tout le DH si celui-ci est exclusivement soumis à des aberrations de phases. En revanche, en présence d'aberrations d'amplitude, minimiser J_{foc} dans tout le DH revient à minimiser les deux équations ci-dessous à la fois :

$$J_{foc,+} = \min_{a_m^\psi, b_m^\psi} \left[\left| \sum_{m=0}^N (a_m^\alpha + b_m^\beta + b_m^\psi)^2 + (b_m^\alpha - a_m^\beta - a_m^\psi)^2 \right| \right] \tag{4.54}$$

$$J_{foc,-} = \min_{a_m^\psi, b_m^\psi} \left[\left| \sum_{m=0}^N (a_m^\alpha - b_m^\beta - b_m^\psi)^2 + (b_m^\alpha + a_m^\beta + a_m^\psi)^2 \right| \right] \tag{4.55}$$

avec $J_{foc,+}$ et $J_{foc,-}$ les fonctions de coût correspondant aux deux demi-espaces de l'image. Le système d'équation 4.54 et 4.55 n'a pas de solution : il est impossible d'annuler le champ électrique en plan focal dans toute la zone d'influence du DM si l'instrument est soumis à des aberrations de phase et d'amplitude. Cependant, en se limitant à une région correspondant à la moitié de cette zone d'influence, soit l'équation 4.54 ou l'équation 4.55, il est alors tout à fait possible de minimiser $J_{foc,+}$ ou $J_{foc,-}$ et d'atténuer drastiquement l'intensité sur le détecteur dans cette région (Bordé & Traub 2006; Pueyo et al. 2009). Cette propriété est également démontrée à l'aide des propriétés de la transformée de Fourier en Annexe A de ce document.

Correction des aberrations d'amplitude par effet Talbot On vient de voir qu'il était impossible de corriger les *speckles* issus d'aberrations d'amplitude dans tout le champ de vue à l'aide d'un seul miroir déformable situé en plan pupille. De plus, si des composants optiques sont à l'étude pour appliquer des transmissions optiques modifiables en temps réel pour corriger les aberrations d'amplitude (Carlotti et al. 2018), leurs performances

dans le domaine de la très haute dynamique restent à démontrer.

On montre ici que les déphasages provoqués par un miroir déformable situé en dehors d'un plan pupille peuvent permettre de corriger des aberrations d'amplitudes (Shaklan & Green 2006; Pueyo & Kasdin 2007). Considérons d'abord un miroir déformable à une dimension situé à une distance z d'un plan pupille et faisons l'hypothèse que le plan focal et ce même miroir ne sont pas conjugués : nous sortons alors des conditions de l'optique de Fourier décrites section 3.1. Zhou & Burge (2010) calculent alors le champ électrique sur le plan pupille induit par une sinusoïde de période $1/m$ et d'amplitude a_m^ψ dans le plan du miroir :

$$E_z(z) = 1 + i a_m^\psi \sin(2\pi m x) \exp\left(-i \frac{2\pi z}{Z_T}\right) \quad (4.56)$$

où Z_T représente la distance de Talbot :

$$Z_T = \frac{2}{m^2 \lambda} \quad (4.57)$$

On remarque que la sinusoïde appliquée sur le miroir déformable se répète pour des distances $z = NZ_T/2$ avec N entier. En revanche, une distance $z = (2N + 1)Z_T/4$ implique la transformation de la sinusoïde de phase en une aberration d'amplitude pure :

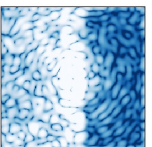
$$E_z\left(\frac{(2N + 1)Z_T}{4}\right) = 1 + a_m^\psi \sin(2\pi m x) \quad (4.58)$$

L'effet Talbot est donc un effet de champ proche transformant une différence de marche optique en aberrations d'amplitude par diffraction de Fresnel dont l'amplitude et la période dépendent de la distance entre l'aberration de phase produite et le plan considéré. Placer un miroir déformable en dehors d'un plan pupille permet alors, par l'introduction d'une différence de marche, de compenser les aberrations d'amplitudes. Cependant, puisque ces aberrations peuvent être développées en une infinité de sinusoïdes de périodes différentes, il faudrait une infinité de miroirs déformables pour satisfaire la distance qui correspond à l'équation 4.58. Un miroir déformable situé en dehors d'un plan pupille va donc permettre la correction des aberrations d'amplitudes mais aussi l'ajout d'une quantité non négligeable d'aberrations de phases. C'est pourquoi un tel miroir ne suffit pas à la minimisation complète des *speckles* en plan focal. En revanche, l'association d'un miroir situé dans et en dehors d'un plan pupille permet la minimisation de tous les *speckles* accessibles avec ces miroirs déformables : alors que que le miroir situé en dehors d'un plan pupille corrige toutes les aberrations d'amplitudes en amplifiant la quantité d'aberrations de phase, le miroir situé dans le plan pupille corrige entièrement toutes les aberrations de phases (Beaulieu et al. 2017; Baudoz et al. 2018a).

4.2.3.3 Développement en valeurs singulières

Le développement en série de Fourier permet de mettre en lumière les processus physiques - et mathématiques - impliqués dans la correction des tavelures en plan focal. Cependant, la méthode est difficile à mettre en place car elle suppose la connaissance des coefficients de Fourier pour chaque fréquence spatiale. En revanche, la méthode de décomposition en valeur singulière (SVD pour *Singular Value Decomposition* en anglais), permet d'implémenter plus facilement la correction. Cette théorie nous dit, que pour toute matrice réelle G , il existe deux matrices $U = [u_1, \dots, u_m]$ et $V = [v_1, \dots, v_n]$, orthogonales et inversibles, telles que :

$$G = U \Sigma V^T \quad \text{avec} \quad \Sigma = \text{diag}(s_1, \dots, s_{\min(m,n)}), \quad (4.59)$$



Les s_i sont appelées valeurs singulières de G . Ainsi, même si la matrice G , de rang r n'est pas inversible, elle admet pour pseudo inverse (ou inverse généralisée) la matrice G^\dagger définie par :

$$G^\dagger = \sum_{i=1}^r \frac{1}{s_i} v_i u_i^T \quad \text{avec} \quad \forall i, s_i \neq 0 \quad (4.60)$$

Contrairement à ce qui est effectué dans la section 4.2.3.2 où la phase induite était projetée sur les modes de Fourier, on écrit ici l'effet du miroir déformable comme la somme des effets des fonctions d'influence de chacun de ses actionneurs :

$$\psi = \sum_{k=0}^{N-1} a_k f_k \quad (4.61)$$

avec a_k l'amplitude de poussée et f_k la fonction d'influence de l'actionneur k . La fonction d'influence des actionneurs constituant les miroirs déformables est mieux connue qu'un vecteur de la base de Fourier projeté sur le DM. En supposant qu'il n'y ait pas de couplage entre les différentes fonctions d'influence, on peut alors écrire le champ électrique E_{DM} induit par le miroir déformable situé en plan pupille comme une combinaison linéaire dans la base des f_k :

$$E_{DM} = \sum_{k=0}^{N-1} a_k C[iA f_k] \quad (4.62)$$

Avec C l'opérateur introduit dans l'équation 3.17. L'équation précédente peut être réécrite sous forme matricielle :

$$E_{DM} = G \cdot a \quad (4.63)$$

où G est une matrice $2N_{pix} \times N$ qui représente le champ électrique en plan focal induit par la poussée de chaque actionneur en plan pupille, a est le vecteur de taille N de l'amplitude de poussée de chaque actionneur. G peut être déterminée soit par l'utilisation d'un modèle de propagation du champ électrique dans l'instrument, soit par la mesure à l'aide d'un analyseur de surface d'onde en plan focal en poussant individuellement chaque actionneur de la pupille. On cherche à minimiser le critère de l'équation 4.47. Décomposons alors la matrice G selon ses valeurs singulières (Eq. 4.59) :

$$\begin{aligned} J_{foc} &= \min_a \left[|E_{DM} + E_{ab}|^2 \right] \\ &= \min_a \left[|G \cdot a + E_{ab}|^2 \right] \\ &= \min_a \left[\left| \sum_{i=1}^r u_i s_i v_i^T \cdot a + \sum_{i=1}^m u_i u_i^T E_{ab} \right|^2 \right] \\ &= \min_a \left[\left| \sum_{i=1}^r u_i (s_i v_i^T \cdot a + u_i^T E_{ab}) + \sum_{i=r+1}^m u_i u_i^T E_{ab} \right|^2 \right]. \end{aligned} \quad (4.64)$$

Puis, en rappelant la propriété du produit scalaire $\langle . \rangle$ dans une base orthonormée, $\forall (i, j), \langle u_i, u_j \rangle = \delta_{i,j}$ avec δ le symbole de Kronecker :

$$\begin{aligned} J_{foc} &= \min_a \left[\left| \sum_{i=1}^r u_i (s_i v_i^T \cdot a + u_i^T E_{ab}) \right|^2 + \left| \sum_{i=r+1}^m u_i u_i^T E_{ab} \right|^2 \right] \\ &= \min_a \left[\sum_{i=1}^r (s_i v_i^T \cdot a + u_i^T E_{ab})^2 + \sum_{i=r+1}^m (u_i^T E_{ab})^2 \right]. \end{aligned} \quad (4.65)$$

Ainsi, $J_{foc} \geq \sum_{i=r+1}^m (u_i^T E_{ab})^2$. Cela signifie que J_{foc} peut être nul si et seulement si $r = m$ (on dit que G est de rang plein). Dans le cas contraire, on ne pourra annuler parfaitement J_{foc} . En revanche, il existe un ensemble de solutions qui minimisent J_{foc} , auquel appartient $-\sum_{i=1}^r \frac{1}{s_i} v_i u_i^T E_{ab}$. On vient ainsi de démontrer que la pseudo-inverse de la matrice G permettait de trouver une solution au problème des moindres carrés :

$$\bar{a} = G^\dagger E_{ab} \in \operatorname{argmin} J_{foc} \quad (4.66)$$

Cette solution est tout d'abord décrite sous le nom de *Speckle Field Nulling* dans [Bordé & Traub \(2006\)](#). Elle est ensuite rebaptisée *Electric Field Conjugation* (EFC) dans [Give'On et al. \(2007b\)](#). On utilisera le terme EFC dans la suite de ce document.

4.2.3.4 *Electric Field Conjugation* avec régularisation

Supposons désormais que l'on ne cherche plus à minimiser E_{ab} mais $E_{ab} + \epsilon$, c'est à dire que l'observateur fait une erreur sur l'estimation de E_{ab} avec $|\epsilon| \ll E_{ab}$. Ainsi, la solution des moindres carrés pour la SVD donne :

$$\begin{aligned} \tilde{a} &= G^\dagger (E_{ab} + \epsilon) \\ &= \bar{a} + G^\dagger \epsilon \\ &= \bar{a} + \sum_{i=1}^r \frac{1}{s_i} v_i u_i^T \epsilon \end{aligned} \quad (4.67)$$

On remarque alors l'effet des petites valeurs singulières sur la stabilité de la solution. En effet, ces petites valeurs singulières amplifient le poids des erreurs d'estimation du champ électrique en plan focal dans la solution SVD. C'est le problème de conditionnement. On dit alors que le problème est mal posé et il est alors nécessaire de régulariser la solution pour limiter cet effet. La régularisation peut prendre la forme d'un filtre spectral où l'inverse de chaque valeur singulière s_i est multipliée par un facteur de régularisation z_i , pour donner la solution :

$$\bar{a} = \sum_{i=1}^r z_i \frac{1}{s_i} v_i u_i^T (E_{ab} + \epsilon) \quad (4.68)$$

Filtre dur : SVD tronquée Nous rangeons ici les valeurs singulières par ordre croissant. Un premier choix de régularisation est de tout simplement annuler l'inverse des valeurs singulières les plus petites, et arbitrairement, celles plus petites que s_q :

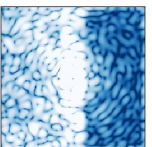
$$z_i = \begin{cases} 1 & \text{si } i > q \\ 0 & \text{si } i \leq q \end{cases} \quad (4.69)$$

Le problème réside dans le choix du nombre de modes propres à annuler. En effet, si q est trop grand, alors la solution s'éloigne de la meilleure reconstruction. En revanche, si q est trop petit, alors la reconstruction reste mal conditionnée.

Filtre mou : Régularisation de Tikhonov La régularisation dite de Tikhonov consiste à minimiser l'impact des petites valeurs singulières en minimisant le critère :

$$J_{foc}^{Tikhonov} = \min_a \left[|G \cdot a + E_{ab}|^2 + \alpha_0 |a|^2 \right] \quad (4.70)$$

Où le premier terme correspond à l'attache aux données alors que le deuxième terme est le terme de régularisation où α_0 est un multiplicateur de Lagrange. Cette régularisation



pénalise les solutions où les actionneurs du miroir déformable sont poussés de manière importante. La régularisation de Tikhonov se rapproche des algorithmes de *Stroke Minimization* comme développés dans Pueyo et al. (2009) et Groff et al. (2015) pour lesquels les facteurs de régularisation s'écrivent :

$$z_i = \frac{s_i^2}{s_i^2 + \alpha_0^2}. \quad (4.71)$$

Cela affaiblit l'impact des valeurs singulières qui tendent vers 0. La difficulté se trouve ici dans le choix du multiplicateur de Lagrange. Plusieurs méthodes peuvent être implémentées pour le définir : *L-curve*, *Generalized Cross Validation* ou encore *Normalized Cumulative Periodogram* que nous ne détailleront pas ici, mais qui se basent tous sur une stratégie de recherche linéaire. Dans la pratique, le terme de régularisation est ajusté empiriquement.

4.2.4 Méthodes de minimisation de l'intensité totale

4.2.4.1 Techniques de minimisations itératives

Une autre technique, développée sous le nom de *Speckle Energy Minimization* dans Bordé & Traub (2006) ou simplement *Energy Minimization* (EM) dans Give'On et al. (2007a) et Pueyo et al. (2009) consiste cette fois à minimiser l'énergie totale (scalaire) dans le DH. Cette énergie peut-être écrite sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{DH} &= \iint_{\xi, \eta \in DH} E(\xi, \eta) E(\xi, \eta)^* d\xi d\eta \\ &= \langle E_{DM} + E_{ab}, E_{DM} + E_{ab} \rangle \\ &= \langle E_{DM}, E_{DM} \rangle + E_{ab} E_{DM}^* + E_{ab}^* E_{DM} + \langle E_{ab}, E_{ab} \rangle \\ &= \langle C[iA\phi], C[iA\phi] \rangle + 2\Re(\langle E_{ab}, C[iA\phi] \rangle) + \langle E_{ab}, E_{ab} \rangle \\ &= {}^T a \langle G, G \rangle a + 2{}^T a \Re(\langle E_{ab}, G \rangle) + \langle E_{ab}, E_{ab} \rangle \end{aligned} \quad (4.72)$$

On peut la réécrire sous forme matricielle :

$$\mathcal{E}_{DH} = {}^T a M_0 a + 2{}^T a \Re(b_0) + d_0 \quad (4.73)$$

où :

$$\begin{cases} M_0 &= \Re(G^* G) \\ b_0 &= G^* E_{ab} \\ d_0 &= |E_{ab}|^2 \end{cases} \quad (4.74)$$

Et G identique à celui défini dans l'équation 4.63. M_0 est donc une matrice $N \times N$, b_0 est un vecteur de dimension N et d_0 un scalaire qui représente l'intensité initiale des tavelures stellaires que l'on veut minimiser. On remarque alors que l'intensité totale dans le Dark Hole est une fonction convexe (de forme $f : x \mapsto ax^2 + bx + c$), sous les hypothèses formulées plus haut. Il existe donc bien un minimum global à cette fonction \mathcal{E}_{DH} , à N dimensions.

S'il existe effectivement des méthodes non linéaires pour calculer numériquement ce minimum global (Malbet et al. 1995; Herscovici-Schiller et al. 2018a), ces algorithmes sont trop coûteux en temps de calcul. Nous nous concentrons alors ici sur les méthodes de minimisations locales, fondées sur l'utilisation du gradient de la fonction. Dans notre cas,

le gradient est déterminé analytiquement en calculant la dérivée de \mathcal{E}_{DH} par rapport à la poussée de tous les actionneurs :

$$\nabla_a \mathcal{E}_{DH} = 2 (M_0 a + \Re(b_0)) \quad (4.75)$$

Cependant, ces techniques ne permettent de tomber que sur un minimum local de la fonction. Il faut donc prendre quelques précautions. Trouver un minimum local se fait en n itérations, et chaque itération i comporte plusieurs étapes :

- Calcul de $\mathcal{E}_{DH}(a_i)$ et $\nabla_a \mathcal{E}_{DH}(a_i)$
- Calcul d'une direction d_i et d'un pas t_i
- Calcul de $\mathcal{E}_{DH}(a_{i+1})$ tel que $\mathcal{E}_{DH}(a_{i+1}) < \mathcal{E}_{DH}(a_i)$

La position dans l'espace des positions des actionneurs se calcule via la relation :

$$a_{i+1} = a_i + t_i \cdot d_i \quad (4.76)$$

La difficulté est de calculer le pas t_i et la direction d_i pour la minimisation : nous présentons par la suite plusieurs méthodes pour le faire. On note que ces techniques utilisant le gradient d'une fonction de coût à minimiser sont aussi utilisées dans la méthode COFFEE (voir section 4.1.2.2).

4.2.4.2 Algorithme de plus grande descente

La première méthode consiste à aller dans la direction opposée au gradient de la fonction $d_i = -\nabla \mathcal{E}_{DH}$: c'est l'algorithme de plus grande descente. Cependant, la convergence vers ce minimum est extrêmement longue et le pas t_i est choisi arbitrairement de telle sorte à ne pas diverger.

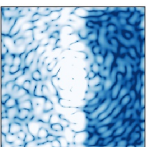
4.2.4.3 Algorithme de Newton : *Energy Minimization*

À la place, l'algorithme de Newton requiert la matrice Hessienne (ou dérivée seconde) de la fonction \mathcal{E}_{DH} . Dans notre domaine d'hypothèses où l'on considère des niveaux d'aberrations très faibles par rapport à la longueur d'onde, la matrice Hessienne est M_0 telle que définie dans l'équation 4.74. En effet, on remarque que la dérivée de l'équation 4.75 donne pour résultat M_0 . On peut cependant s'approcher de la matrice Hessienne vraie, en construisant une approximation de cette matrice à l'aide des différents gradients successifs : ce sont des méthodes dites Quasi-Newton. Celles-ci sont numériquement plus lourdes puisqu'elles requièrent la sauvegarde du gradient calculé à chaque itération. Ces méthodes pourraient être envisagées dans le futur. On cherche ici à annuler le gradient dans l'équation 4.75, soit, avec b_0 calculé pour l'itération i :

$$a_{i+1} = a_i - M_0^{-1} \Re(b_0) \quad (4.77)$$

Si la matrice M_0 est carrée et numériquement inversible, on préférera là encore une méthode SVD régularisée.

Un des avantages de l'EM est qu'elle permet l'utilisation de matrices de tailles $N \times N$ plutôt que de matrices de tailles $N \times N_{pix}$ dans le cadre de l'EFC. De plus, l'équation 4.77 est moins contraignante que l'équation 4.66 puisque l'équation 4.66 implique l'équation 4.77 alors que l'inverse est faux (Bordé & Traub 2006). Théoriquement, l'EM devrait donc être plus performante que la technique d'EFC, notamment lors d'une diminution progressive de la taille du Dark Hole.



Cependant, cet algorithme d'EM peut conduire à des solutions avec des grands écarts de positions entre deux actionneurs côte à côte, ce qui peut poser des problèmes lors de l'utilisation d'un miroir déformable réel. Pour éviter cela, les techniques de Stroke Minimization peuvent être utilisées.

4.2.4.4 Algorithme de Newton avec régularisation : *Stroke Minimization*

De la même façon que pour la Section 4.2.3.4, on peut ajouter une contrainte supplémentaire sur les poussées des actionneurs en minimisant la somme de toutes les poussées. On cherche donc à minimiser la fonction :

$$J = \min_a \left[\mathcal{E}_{DH} + \alpha_0^2 \|a\|^2 \right] \quad (4.78)$$

où α_0 est le paramètre de régularisation de Tikhonov. Pour le trouver, on l'augmente linéairement et on garde la plus faible valeur de α_0 qui donne le meilleur contraste. Les tensions à appliquer sur le miroir déformable sont alors données par :

$$a_{i+1} = -(M_0 + \alpha_0^2 \mathbb{I})^{-1} \Re(b_0) \quad (4.79)$$

C'est la définition de l'*Electric Field Conjugation* utilisée dans Beaulieu et al. (2017) et dans Groff et al. (2015). On peut voir la Stroke Minimization d'une autre façon. On minimise les poussées des actionneurs tel que l'intensité dans le DH soit inférieure à un contraste ciblé : $I_{DH} < 10^{-\mathcal{C}}$ avec \mathcal{C} le contraste. Ainsi, les coefficients du miroir déformable sont donnés par :

$$a_{i+1} = -(M_0 + \frac{1}{\mu_0} \mathbb{I})^{-1} \Re(b_0) \quad (4.80)$$

où μ_0 est déterminé de la même manière que α_0 précédemment. Au cours de la minimisation, on peut progressivement diminuer le contraste ciblé. C'est la définition originale utilisée dans Pueyo et al. (2009). En lumière monochromatique, les deux régularisations sont équivalentes et on a : $\mu_0 = 1/\alpha_0^2$. En revanche, en lumière polychromatique, les deux stratégies seront en fait bien différentes et la réussite de l'optimisation dépendra de l'objectif et des paramètres choisis (Groff et al. 2015).

Dans la section précédente, nous avons vu différentes techniques de correction active des *speckles* non turbulents, reposant sur des techniques de conjugaison du champ électrique en plan focal. En effet, la création d'interférences destructives dans le plan du détecteur permet de minimiser plus efficacement l'intensité des *speckles* dans une région choisie de l'image par rapport aux techniques usuelles de conjugaison de phase utilisée en optique adaptative. Cependant, mis à part la technique de *speckle nulling* implémentée sur SCEXAO, aucune d'entre elles n'est aujourd'hui utilisée quotidiennement sur un instrument scientifique. La mise en place de telles méthodes, notamment sur le futur instrument spatial *Roman Space Telescope*, nécessite alors des travaux instrumentaux majeurs avant le lancement de la mission. L'objectif des expériences effectuées sur banc de test est de découvrir les limites instrumentales altérant les performances de tels algorithmes et de trouver progressivement les solutions pour y remédier. C'est l'objet du travail effectué durant cette thèse et présenté dans le chapitre suivant.

Troisième partie

Techniques actives de contrôle de surface d'onde sur instruments

Chapitre 5

Comparaison des techniques d'analyse de surface d'onde en plan focal sur le THD2

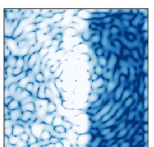
Une grande partie des travaux expérimentaux liés à cette thèse a été effectuée sur le banc Très Haute Dynamique 2 (THD2) situé à l'Observatoire de Paris/LESIA. Ce chapitre décrit donc les éléments optiques qui le composent, ses performances, ses limitations et les travaux qui y ont été réalisés durant ces trois ans.

5.1 Description du banc Très Haute Dynamique 2

5.1.1 Présentation générale

Le banc THD2 est le banc de test optique dont les performances en terme de contraste sont les meilleures en Europe. Il a déjà fait l'objet de quatre travaux de thèse et est l'aboutissement de développements instrumentaux de près de 15 ans effectués par l'équipe haute dynamique au LESIA. Son design optique a par ailleurs été drastiquement modifié en 2015-2016 pour aboutir à la version 2, encore en fonctionnement aujourd'hui. Cependant le banc n'est pas fixe depuis cette date : des composants optiques, mécaniques et électroniques y sont régulièrement remplacés ou ajoutés afin de tenir compte des dernières avancées scientifiques et de tirer bénéfices des constants progrès instrumentaux. Si ce banc était tourné originellement vers les applications spatiales, les problématiques sols y sont aujourd'hui aussi étudiées. Sa polyvalence et sa modularité sont ses principaux atouts. Il permet de tester à très haut contraste ($\sim 10^{-8}$) différentes techniques de haute dynamique en lumière monochromatique ou polychromatique comme des coronographes - faciles à installer - ou encore certains algorithmes de contrôle décrits dans le chapitre 4 pour des applications sols ou spatiales. Les performances, la modularité et la disponibilité du banc ont conduit à de nombreuses collaborations avec des instituts français (Centre National d'Études Spatiales, Office National d'Études et de Recherche Aérospatiales, Observatoire de la Côte d'Azur) et internationaux (*Netherlands Institute for Space Research.*, *Herzberg Institute of Astrophysics* de Victoria, Université de Shanghai, *National Astronomical Observatory of Japan* ou encore prochainement le *Jet Propulsion Laboratory*).

Contrairement aux bancs de JPL (voir section 2.2.3), le THD2 n'est pas placé sous vide. Cependant, pour atteindre de telles performances, le THD2 est situé à l'intérieur d'une salle blanche pressurisée de propreté ISO 7 (ou classe 10 000) afin de limiter le



nombre de particules sur les optiques. Ces poussières pourraient diffuser de la lumière sur le détecteur final (voir section 5.1.4.1). Elle est aussi thermalisée au degré près pour minimiser les dilatations mécaniques de ses composants ainsi que les effets de turbulence interne. Le banc est aussi entouré de trois capots de protections pour assurer que les variations en température y soient inférieures au dixième de degré (Baudoz et al. 2018a). Afin d'atténuer encore la turbulence interne affectant les images coronographiques, les éléments optiques ont été placés au plus proche de la table ($h=85\text{mm}$) car l'énergie de la turbulence due à la convection croît en h^3 . Enfin, il est situé sur une table composée de vérins hydrauliques pour atténuer la plupart des vibrations mécaniques.

Composant optique	Distance à l'OAP-1 (mm)	Diamètre (mm)	Focale (mm)
OAP-1	0	30	500
Tip-Tilt	592	8.23	/
DM1	952	8.23	/
OAP-2	1599	30	900
DM2	2762	30	/
Parabola-1	3404	30	900
DM3	4297	8.23	/
Parabola-2	5191	30	900
OAP-3	6997	30	900
Lyot	7906	6.5	/
OAP-4	8407	30	500
Detector	8907	16	/

TABLE 5.1 – Positions des optiques du banc THD2.

Le design optique du THD2 est représenté figure 5.1 où les dimensions et orientations des différents éléments sont relativement respectées. Les distances entre ces différents éléments sont résumées dans le tableau 5.1. Le THD2 est un banc optique en réflexion pour lui permettre de minimiser les aspects chromatiques. Le module d'injection, décrit section 5.1.2.1, alimente le banc via une fibre optique qui simule une source de lumière non résolue comme une étoile. Le faisceau traverse alors une roue à filtre et se réfléchit sur un miroir Tip-Tilt (voir section 5.1.2.3), sur plusieurs paraboles hors-axe (OAP pour *Off-Axis Parabola*) et sur deux miroirs déformables (voir section 5.1.2.4). Il traverse ensuite le coronographe constitué d'un masque en plan focal suivi d'un diaphragme de Lyot (voir section 5.1.2.2), pour atteindre le détecteur scientifique sCMOS dont le modèle est Andor NEO (voir section 5.1.2.5). On ajoute que le DM-2 est aujourd'hui un miroir plan. La roue à filtre située juste après la sortie de la fibre optique dispose de trois modes différents. Le premier mode, scientifique, transmet le signal provenant de la fibre optique (aucune optique dans la roue). Le deuxième mode permet de fermer le diaphragme pour enregistrer des *Darks* afin d'étalonner le bruit du détecteur. Enfin, le troisième mode est un mode plage de lumière uniforme (ou *Flat*) pour mesurer la position du détecteur - monté sur moteurs - vis à vis du masque focal du coronographe qui sert de référence pour l'alignement du banc. Pour cela, une source monochromatique étendue est émise par la source située à côté de la roue. La roue fait alors apparaître un miroir plan pour injecter la source étendue dans l'instrument. Comme indiqué précédemment, une roue simulant les conditions sols, dite roue à turbulence, a été récemment ajoutée sur le banc THD2 (*Atmospheric residual*

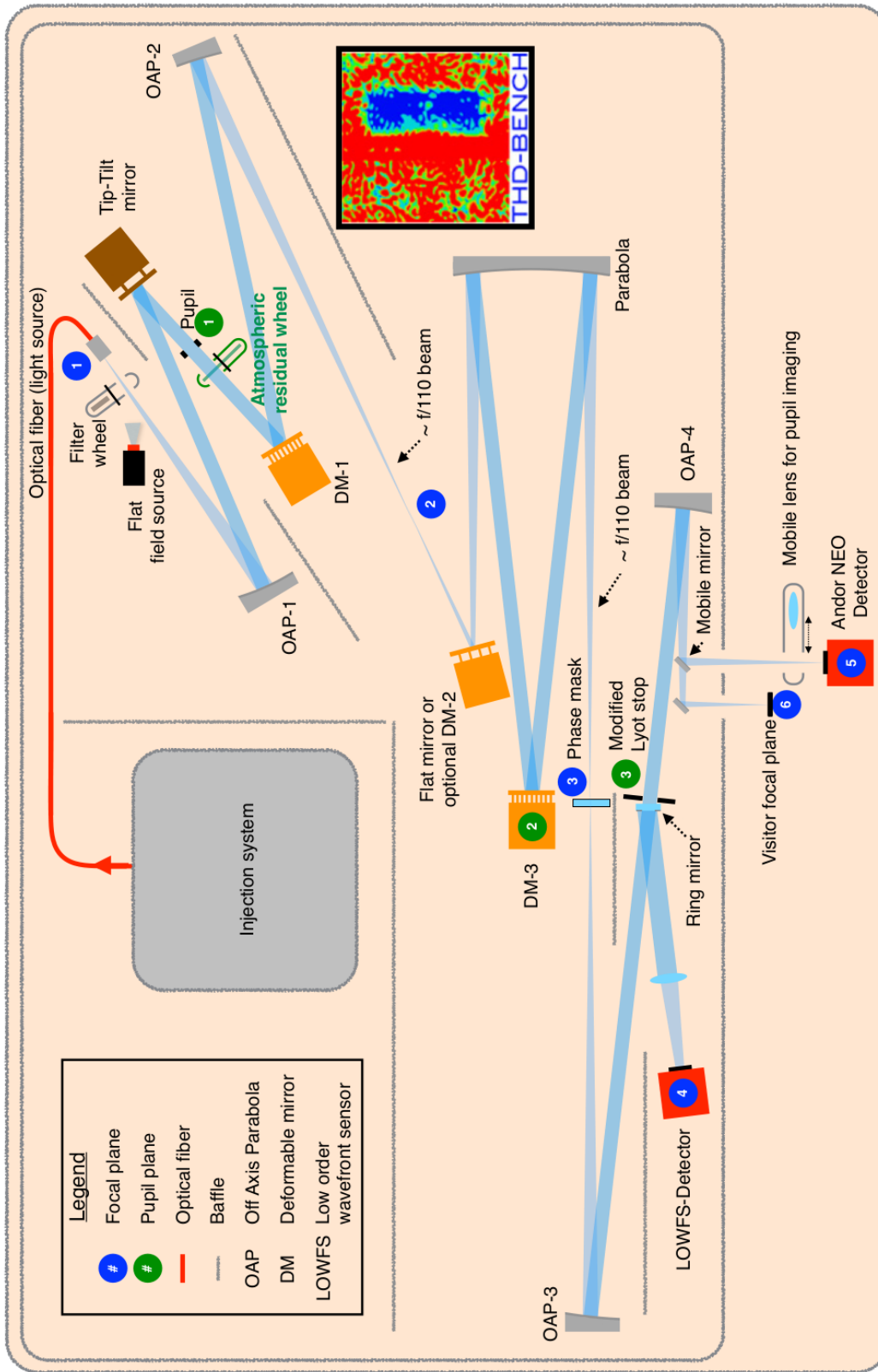
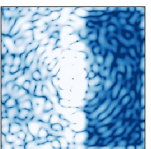


FIGURE 5.1 – Design optique du THD2. Les différents plans pupilles (respectivement plans focaux) sont représentés en bleu (vert). Le 5ème plan focal représente soit un plan focal, soit un plan pupille en fonction de la position de la lentille mobile en amont du détecteur NEO. Le chemin du faisceau, intentionnellement élargi est représenté en bleu clair.



wheel sur la figure 5.1). Un moteur permet de la placer ou non dans le faisceau entre la pupille 1 et le DM-1.

Pour éviter au maximum les flux d'air dans la salle blanche où se trouve le THD2, le banc est contrôlé à distance depuis une salle de contrôle. Tous les moteurs, sources et miroirs déformables sont contrôlés via trois ordinateurs différents qui communiquent entre eux : le *House Keeping* (HK), le *master* et le *Real Time Controller* (RTC), dont les commandes sont toutes intégrées avec le logiciel Labview. Le House Keeping contrôle les moteurs de position des différentes optiques du banc, contrôle la boucle de Tip-Tilt et surveille la température et l'humidité de la pièce. Le *master* dirige les roues à filtres et diaphragmes, la roue à turbulence, le module d'injection et les moteurs de position du détecteur. Le RTC est extrêmement important puisqu'il dirige les actionneurs des deux miroirs déformables et transmet les informations telles que les images enregistrées au Master pour que celui-ci les sauvegarde. Il accueille donc les différents algorithmes de contrôle des aberrations en plan focal qui sont codés dans les langages IDL ou PYTHON. L'objectif du prochain développement du THD2 sera de développer l'interface de contrôle du banc dans un unique langage de programmation pour faciliter les échanges entre les différents systèmes.

5.1.2 Description des composants optiques

Cette section décrit plus en détail les éléments optiques installés sur le banc THD2.

5.1.2.1 Module d'injection

Situé sur la même table que le THD2, le module d'injection permet le contrôle des différentes sources et de leur intensité en amont de l'expérience. Son design est schématisé figure 5.2. Il est constitué de trois diodes laser monochromatiques opérant à $637\pm 5\text{nm}$,

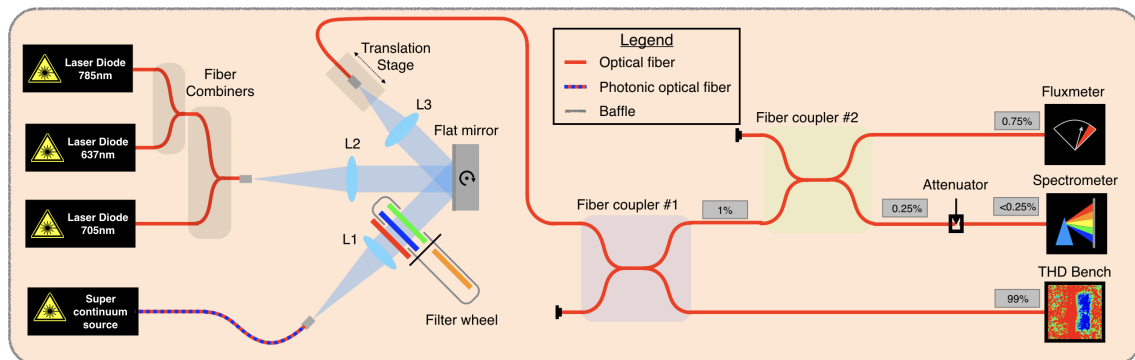


FIGURE 5.2 – Module d'injection du banc THD2

$705\pm 5\text{nm}$ et $785\pm 5\text{nm}$ et d'une puissance de 70, 15 et 100 mW respectivement. La quatrième source est une source polychromatique de classe 4 dont la bande spectrale s'étend de 450 à 1750nm pour une puissance totale de 2W. On associe cette source avec 6 filtres différents pour sélectionner la bande spectrale d'intérêt. Un miroir plan permet l'injection du signal dans une fibre monomode. Ce type d'injection permet d'ajuster le flux lumineux de manière continue sur le banc sans modifier la longueur d'émission. La variation précise de flux est effectuée en modifiant l'injection dans la fibre à l'aide de trois moteurs :

focus de la fibre et mouvements angulaires du miroir d'injection. La fibre monomode est ensuite découplée pour que 99% du signal se dirige vers le THD2. Le 1% d'énergie restante est divisé vers un fluxmètre et un spectromètre. Cette division permet de mesurer le flux et le spectre de la lumière envoyée sur le banc THD2 en permanence pendant les expériences.

5.1.2.2 Coronographes

Le THD2 est principalement équipé de coronographes à masque de phase (voir section 3.2.3.2). Le coronographe majoritairement utilisé est d'ailleurs le FQPM, dont il existe une version pour chacune des trois diodes laser du système d'injection. Ces coronographes ont été fabriqués en collaboration avec l'Observatoire de Paris/GEPI (Bonafous et al. 2016). L'étape de fabrication est critique car elle peut faire apparaître des rayures sur la surface du composant ou encore des défauts de transition entre chaque quadrants (voir figure 5.3). Plus récemment, quatre types de masques de phase, fabriqués par Zeiss, ont été intégrés

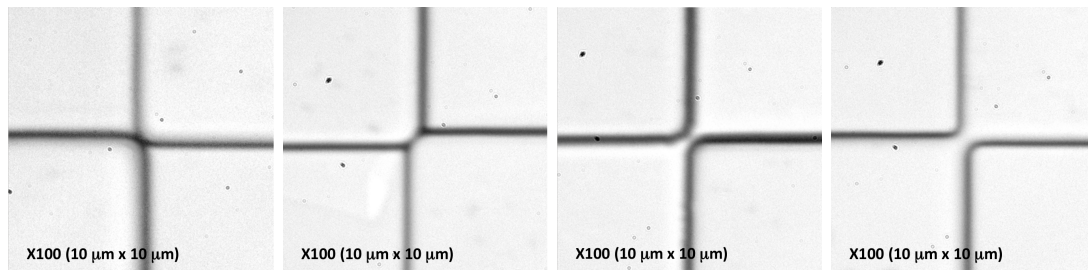
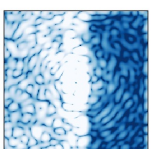


FIGURE 5.3 – Coronographes de type FQPM fabriqués au GEPI et observés sous microscope (grossissement x100) en Novembre 2014. Ces observations font apparaître les nombreux défauts de fabrication, notamment les difficultés liées à la transition centrale entre les quadrants. Le deuxième coronographe en partant de la droite est celui présentant les meilleurs résultats en contraste.

au banc THD2 : masques ZELDA, masques FAST, masques *wrapped-vortex* et un masque avec un réseau sub-élément de résolution pour la SCC (travaux en cours). Certains ont déjà fait l'objet de plusieurs travaux concernant notamment l'amélioration de la vitesse de correction par algorithme SCC (Gerard et al. 2019) ainsi que son fonctionnement en large bande spectrale (Galicher et al. 2020). Enfin, un coronographe de type PAPLC (Por 2020) dont le masque est une simple "lame de couteau" a été récemment testé sur le banc en coopération avec l'observatoire de *Leiden*. Différentes études ont prouvé que ce PAPLC était à la fois stable et performant en terme de contraste à faibles séparations angulaires ce qui en faisait notamment un composant éligible à l'implémentation sur l'instrument SPHERE+ (Boccaletti et al. 2020). Les résultats concernant ce coronographe sont présentés section 5.2.3.3.

5.1.2.3 Boucle de contrôle du Tip-Tilt

Maintenir la position de la PSF au centre du coronographe est un enjeu critique pour préserver les performances d'un instrument haute dynamique pendant les opérations. C'est pourquoi ces instruments utilisent une boucle annexe pour stabiliser exclusivement les modes Tip et Tilt. Dans le cas du THD2, une part du signal diffracté sur le diaphragme de Lyot est réfléchi pour être analysé sur le détecteur *Low Order Wavefront Sensor* (LOWFS) selon la méthode développée par Singh et al. (2014). Théoriquement, cette méthode est capable de mesurer plusieurs ordres de Zernike. Cependant, seuls les modes Tip et Tilt



sont pour le moment compensés au travers de cette boucle sur le THD2. Pour cela, une fois estimés, ces deux modes sont corrigés par un miroir Tip-Tilt situé au niveau du premier plan pupille. Cette correction doit être à la fois rapide et précise pour améliorer la stabilité des instruments. Elle est aujourd'hui limitée à une fréquence temporelle de 10Hz à cause de la mécanique du miroir Tip-Tilt. On verra dans la section 5.1.4.2 que cette fréquence est insuffisante pour corriger toutes les vibrations présentes sur le banc. Le miroir Tip-Tilt sera donc remplacé sous peu : le futur composant devrait permettre un asservissement à une fréquence de quelques centaines de Hz.

5.1.2.4 Miroirs déformables

Le THD2 est aujourd'hui équipé de deux miroirs déformables (DM), alors que le troisième DM - déjà à disposition - n'a pas encore été installé. Le DM-3 est le miroir le plus ancien présent sur le banc et ses performances ont déjà été étudiées par Mazoyer et al. (2014b). C'est un miroir carré composé de 1024 (32x32) actionneurs représentés figure 5.4. Le mouvement des actionneurs se fait via une technologie de type *microelectromechanical systems* (MEMS) développé par l'entreprise *Boston Micromachines*. Chaque actionneur est ici composé d'une électrode et d'une membrane. Une tension appliquée sur l'électrode déplace la membrane par force électrostatique. Cette membrane entraîne alors la déformation de la surface réfléchissante fixée au dessus d'elle par une liaison silice. Une matrice de tension appliquée au DM permet alors de façonner sa surface réfléchissante. La distance entre les centres de deux actionneurs voisins (pas inter-actionneurs ou *pitch* en anglais) est de $300\mu\text{m}$. On peut placer 27 actionneurs dans le diamètre de la pupille de taille 8.23mm, ce qui définit le nombre maximum de degrés de liberté et la taille de la zone d'influence du miroir déformable (voir section 4.2). La course (*stroke*) maximale de chaque actionneur est égale à $1.5\mu\text{m}$. L'électronique du DM a été récemment modifiée pour améliorer sa course minimale : alors qu'elle était précédemment de 14 bits, elle a été multipliée par 4 pour passer en 16 bits depuis fin 2019. Contrairement à l'optique adaptative, les techniques de compensation des aberrations utilisées ici ne nécessitent pas des cadences de miroirs déformables supérieures à 10Hz puisque l'on souhaite compenser les aberrations quasi-statiques évoluant sur des échelles de temps de la minute à quelques jours. La fréquence temporelle de ce DM est alors amplement suffisante pour les applications spatiales.

Le DM-1 est un miroir présent uniquement depuis la version 2 du THD. C'est un MEMS de forme circulaire composé de 952 actionneurs (voir figure 5.5) et dont le pas inter-actionneur est de $300\mu\text{m}$. Sa course maximale est de 370nm et son électronique est échantillonnée en 14 bits. Il est situé à 26.9 cm d'un plan pupille (Baudoz et al. 2018a) afin de corriger les aberrations d'amplitude de haute fréquence spatiale en association avec le DM-3 par effet Talbot (voir section 4.2.3.2). La correction des aberrations d'amplitude de basse fréquence spatiale est envisagée via l'installation d'un troisième miroir déformable (DM-2) situé à plus de 2 m d'un plan pupille (voir figure 5.1). Il permettrait de diminuer le pas des actionneurs du DM-1 dédiés à la correction de ces modes. Le diamètre du faisceau étant beaucoup plus petit à cet endroit, un DM composé de beaucoup moins d'actionneurs est nécessaire. L'équipe haute dynamique du LESIA a opté pour un DM de 12x12 actionneurs. En 2020, il n'est pas installé sur le banc.

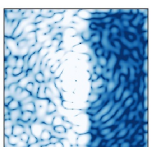
5.1.2.5 Détecteurs

L'analyse scientifique ou le contrôle des aberrations sont systématiquement effectués au travers d'images enregistrées avec des détecteurs. Le tableau 5.2 décrit les caractéris-

1023	991	959	927	895	863	831	799	767	735	703	671	639	607	575	543	511	479	447	415	383	351	319	287	255	223	191	159	127	95	63	31
1022	990	958	926	894	862	830	798	766	734	702	670	638	606	574	542	510	478	446	414	382	350	318	286	254	222	190	158	126	94	62	30
1021	989	957	925	893	861	829	797	765	733	701	669	637	605	573	541	509	477	445	413	381	349	317	285	253	221	189	157	125	93	61	29
1020	988	956	924	892	860	828	796	764	732	700	668	636	604	572	540	508	476	444	412	380	348	316	284	252	220	188	156	124	92	60	28
1019	987	955	923	891	859	827	795	763	731	699	667	635	603	571	539	507	475	443	411	379	347	315	283	251	219	187	155	123	91	59	27
1018	986	954	922	890	858	826	794	762	730	698	666	634	602	570	538	506	474	442	410	378	346	314	282	250	218	186	154	122	90	58	26
1017	985	953	921	889	857	825	793	761	729	697	665	633	601	569	537	505	473	441	409	377	345	313	281	249	217	185	153	121	89	57	25
1016	984	952	920	888	856	824	792	760	728	696	664	632	600	568	536	504	472	440	408	376	344	312	280	248	216	184	152	120	88	56	24
1015	983	951	919	887	855	823	791	759	727	695	663	631	599	567	535	503	471	439	407	375	343	311	279	247	215	183	151	119	87	55	23
1014	982	950	918	886	854	822	790	758	726	694	662	630	598	566	534	502	470	438	406	374	342	310	278	246	214	182	150	118	86	54	22
1013	981	949	917	885	853	821	789	757	725	693	661	629	597	565	533	501	469	437	405	373	341	309	277	245	213	181	149	117	85	53	21
1012	980	948	916	884	852	820	788	756	724	692	660	628	596	564	532	500	468	436	404	372	340	308	276	244	212	180	148	116	84	52	20
1011	979	947	915	883	851	819	787	755	723	691	659	627	595	563	531	499	467	435	403	371	339	307	275	243	211	179	147	115	83	51	19
1010	978	946	914	882	850	818	786	754	722	690	658	626	594	562	530	498	466	434	402	370	338	306	274	242	210	178	146	114	82	50	18
1009	977	945	913	881	849	817	785	753	721	689	657	625	593	561	529	497	465	433	401	369	337	305	273	241	209	177	145	113	81	49	17
1008	976	944	912	880	848	816	784	752	720	688	656	624	592	560	528	496	464	432	400	368	336	304	272	240	208	176	144	112	80	48	16
1007	975	943	911	879	847	815	783	751	719	687	655	623	591	559	527	495	463	431	399	367	335	303	271	239	207	175	143	111	79	47	15
1006	974	942	910	878	846	814	782	750	718	686	654	622	590	558	526	494	462	430	398	366	334	302	270	238	206	174	142	110	78	46	14
1005	973	941	909	877	845	813	781	749	717	685	653	621	589	557	525	493	461	429	397	365	333	301	269	237	205	173	141	109	77	45	13
1004	972	940	908	876	844	812	780	748	716	684	652	620	588	556	524	492	460	428	396	364	332	300	268	236	204	172	140	108	76	44	12
1003	971	939	907	875	843	811	779	747	715	683	651	619	587	555	523	491	459	427	395	363	331	299	267	235	203	171	139	107	75	43	11
1002	970	938	906	874	842	810	778	746	714	682	650	618	586	554	522	490	458	426	394	362	330	298	266	234	202	170	138	106	74	42	10
1001	969	937	905	873	841	809	777	745	713	681	649	617	585	553	521	489	457	425	393	361	329	297	265	233	201	169	137	105	73	41	9
1000	968	936	904	872	840	808	776	744	712	680	648	616	584	552	520	488	456	424	392	360	328	296	264	232	200	168	136	104	72	40	8
999	967	935	903	871	839	807	775	743	711	679	647	615	583	551	519	487	455	423	391	359	327	295	263	231	199	167	135	103	71	39	7
998	966	934	902	870	838	806	774	742	710	678	646	614	582	550	518	486	454	422	390	358	326	294	262	230	198	166	134	102	70	38	6
997	965	933	901	869	837	805	773	741	709	677	645	613	581	549	517	485	453	421	389	357	325	293	261	229	197	165	133	101	69	37	5
996	964	932	900	868	836	804	772	740	708	676	644	612	580	548	516	484	452	420	388	356	324	292	260	228	196	164	132	100	68	36	4
995	963	931	899	867	835	803	771	739	707	675	643	611	579	547	515	483	451	419	387	355	323	291	259	227	195	163	131	99	67	35	3
994	962	930	898	866	834	802	770	738	706	674	642	610	578	546	514	482	450	418	386	354	322	290	258	226	194	162	130	98	66	34	2
993	961	929	897	865	833	801	769	737	705	673	641	609	577	545	513	481	449	417	385	353	321	289	257	225	193	161	129	97	65	33	1
992	960	928	896	864	832	800	768	736	704	672	640	608	576	544	512	480	448	416	384	352	320	288	256	224	192	160	128	96	64	32	0

FIGURE 5.4 – Position des actionneurs du DM-3 par rapport à la pupille du THD2, après la révision de l'électronique du miroir. L'actionneur rouge est un actionneur qui ne se meut plus tandis que les actionneurs jaunes et bleus sont couplés deux à deux. L'imprimé des pupilles d'entrée de diamètres 8mm et 8.23mm est représenté par les cercles bleu et vert respectivement. Ces pupilles sont placées de sorte que les actionneurs défectueux du DM-3 - tous heureusement situés loin de son centre - aient un impact minime sur les performances de l'instrument.

tiques des trois détecteurs présents sur le THD2, à l'image du travail effectué dans Mazoyer (2014) et Delorme (2016). Le détecteur principal sCMOS de modèle Andor Neo, situé dans le plan focal numéro 5, est utilisé pour la correction des aberrations quasi-statiques. Pour éviter les biais dans ces analyses et mesurer des signaux suffisamment faibles, ce détecteur doit garantir un bruit de lecture le plus faible possible. Pour obtenir un bruit de lecture de $3.2e^-$, le détecteur Neo est refroidi à -40° via un système Peltier combiné à un circuit de refroidissement pour lequel l'eau est le liquide caloporteur. Dans le cas de notre domaine



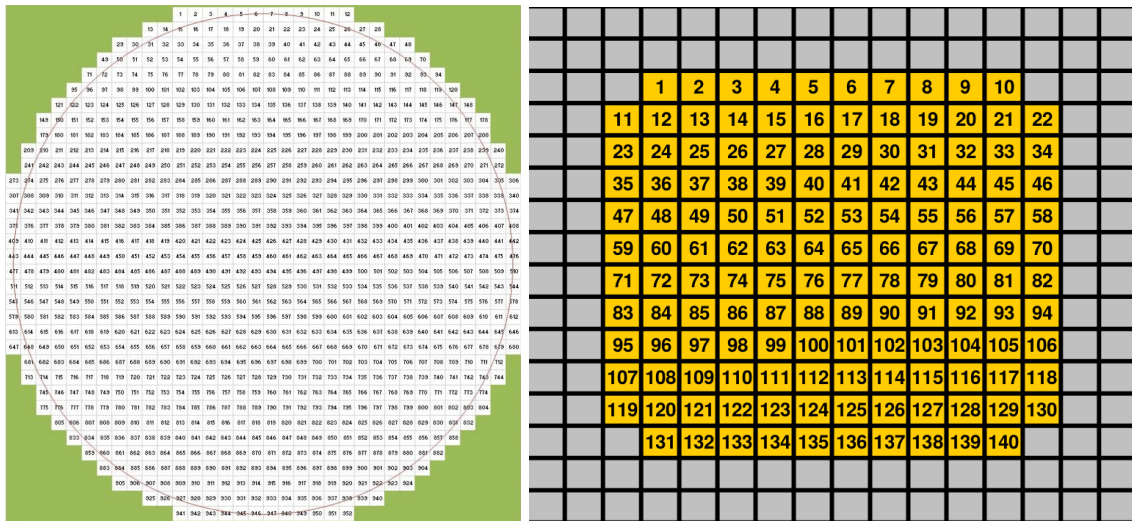


FIGURE 5.5 – Actionneurs des miroirs déformables DM-1 (gauche) et DM-2 (droite). Crédits : *Boston Micromachines*.

d'étude, le détecteur doit aussi supporter une forte dynamique d'intensité. En effet, alors que le champ d'observation admet de grandes différences de flux selon les régions, le détecteur doit être sensible à un éventuel signal planétaire très peu intense (voir section 3.2.1). Pour atteindre une telle dynamique d'intensité, chaque pixel du capteur sCMOS est équipé de deux convertisseurs analogique-numérique (ADC pour *Analog to Digital Converter*) indépendants. Par construction, les pixels recevant un faible niveau de photons sont codés par un des deux ADCs. Les pixels recevant la plus forte intensité sont convertis dans un autre ADC. Le format 16 bits est reconstruit à partir des deux mesures par un circuit logique programmable (FPGA). Si cette capacité est pratique pour l'imagerie de systèmes très contrastés, elle est un inconvénient pour l'exercice de la photométrie. En effet, la limite de passage entre deux modes de fonctionnement sur la caméra est intrinsèque à chaque pixel. Ainsi, non seulement il n'existe pas de linéarité de conversion de photons en ADU, mais, de plus, cette non-linéarité est différente pour chaque pixel. Les images brutes doivent donc être multipliées par une fonction proprement étalonnée à régime bas flux, et ce pixel à pixel.

En plus de la boucle principale de correction des aberrations quasi-statiques à l'aide de la Neo, une boucle secondaire d'estimation des Zernike bas ordres est implémentée au travers d'un détecteur de type CCD et de modèle AVT Pike F-0.32B. Cette boucle permet de stabiliser les images à haute fréquence - la Pike peut fonctionner jusqu'à 1 kHz - pendant l'observation. Enfin, une caméra CMOS de modèle Manta G-319 développée par *Allied vision* à faible bruit de lecture n'est pas fixée sur le banc mais peut y être placée à n'importe quelle place. On l'associe avec un objectif à forte capacité de zoom pour effectuer des mesures annexes avec un peu plus de liberté.

5.1.3 Analyse d'une image en plan focal

Pour la suite, il est nécessaire de comprendre la distribution d'intensité sur une image coronographique. La figure 5.6 présente une image à 783nm enregistrée à l'aide du dé-

Nom du détecteur	Neo	Pike	Manta
Type de capteur	sCMOS	CCD	CMOS
Nombre de pixels	2592×2160	640×480	2064×1544
Taille d'un pixel	6.5μm	7.4μm	3.45μm
Format d'image	11 bits - 16 bits	14 bits	12 bits
Bruit de lecture (e ⁻)	3.2	14.4	2
Gain (e ⁻ /ADU)	0.9	0.8	2.7
Fréquence d'utilisation (Hz)	100	1000	17
Efficacité quantique (637nm)	55%	30%	50%
Efficacité quantique (705nm)	50%	20%	35%
Efficacité quantique (785nm)	35%	10%	25%

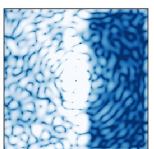
TABLE 5.2 – Caractéristiques des détecteurs sur le THD2.

tecteur Neo en aval d'un coronographe FQPM avant correction des aberrations. Le carré central caractéristique entouré en rouge est la marque d'une correction effectuée plusieurs jours auparavant dans un *Dark Hole* plein (FDH), c'est à dire dans l'ensemble de la zone d'influence des DMs. Sa taille angulaire de $\sim 27\lambda/D$ est définie par le nombre d'actionneurs du miroir déformable situés dans la pupille. À l'intérieur du DH se trouvent des *speckles* plus ou moins brillants qui apparaissent du fait des faibles instabilités optiques et mécaniques du banc sur une durée de quelques jours. Quelques *speckles* brillants ont été entourés en violet dans l'image pour l'illustration. D'autres, entourés en cyan, sont spécifiques à un coronographe FQPM où la distribution des *speckles* se répartit au niveau des transitions entre les quadrants car la correction des aberrations y est plus sensible à cet endroit et un faible désalignement d'un jour sur l'autre peut les mettre en évidence. Tous ces *speckles* sont relativement ponctuels puisque la source utilisée ici est monochromatique. En lumière polychromatique, la distribution d'intensité de chaque *speckle* serait étendue radialement.

Le centre de l'image coronographique est représenté par un cercle jaune. Les tavelures y sont ici plus brillantes car les aberrations, dont la densité spectrale de puissance est généralement distribuée en f^{-x} (avec $x > 1$), sont plus énergétiques à basse fréquence spatiale. L'absence d'un recentrage régulier du faisceau sur le coronographe altérerait le contraste au centre de l'image coronographique en quelques minutes. Enfin, l'image est aussi composée de spots secondaires, entourés de vert, aux quatre coins du champ de vue. La présence de ces spots est expliquée par des aberrations hautes-fréquences présentes dans chaque actionneurs qui vont agir comme un réseau optique. Ces spots sont donc simplement les ordres secondaires de la PSF non coronographique centrale. Ils sont utilisés pour des calibrations photométriques dans certains instruments. Ce n'est pas le cas pour le banc THD2.

5.1.4 Limitations du THD2

La figure 5.6 montre de nombreux *speckles* présents avant toute procédure de contrôle des aberrations par les miroirs déformables. Cependant, même à l'issue d'une telle procédure, une quantité non négligeable de lumière résiduelle est toujours présente dans l'image coronographique, limitant les performances du banc en terme de contraste (voir figure 5.11). On résume dans cette section les nombreuses limitations recensées sur le banc, et notamment une étude complète sur la diffusion par les miroirs (voir section 5.1.4.1) effec-



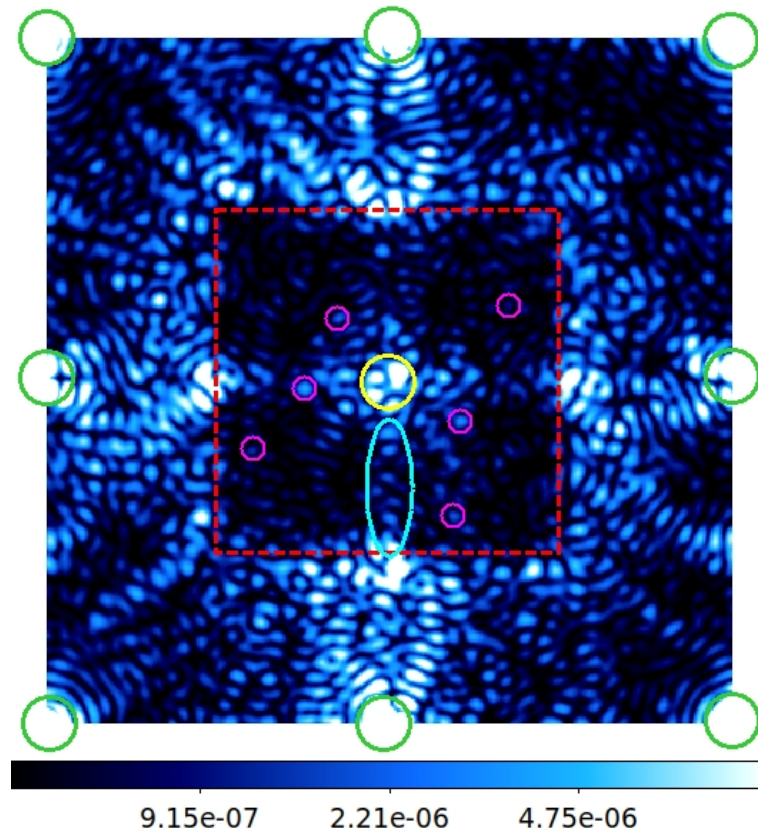


FIGURE 5.6 – Image enregistrée avec le détecteur Neo et normalisée par le maximum de la PSF non-coronographique. Le carré rouge représente la zone de correction accessible avec les miroirs déformables. Les cercles violets et cyan soulignent la présence de *speckles* dans la zone de correction. Le centre de l’image brillant est mis en évidence par le cercle jaune. Les cercles verts sont des ordres secondaires de la PSF non-coronographique formés par le DM-3 en plan pupille.

tuée durant cette thèse. La recherche des limitations à de tels niveaux de contraste ($\sim 10^{-9}$) est une analyse extrêmement enrichissante en instrumentation. Elle permet d’ajuster le choix de design et de composants optiques qui équiperont les futurs instruments haute dynamique.

5.1.4.1 Diffusion

Position du problème et dispositif expérimental Au début de cette thèse, le profil radial des images coronographiques du THD2 était notamment limité à un contraste supérieur 10^{-8} à cause d’un halo brillant s’étendant de 0 à $12\lambda/D$ de l’axe optique (voir figure 5.11). Le premier sentiment de l’équipe THD était que ce halo non cohérent était la conséquence d’un effet de diffusion optique par les impuretés des miroirs. L’étude complète de ces effets a fait l’objet d’une publication SPIE disponible en annexe C de ce manuscrit. J’en résume les grandes lignes ici. Pour mesurer les effets dus à la diffusion, j’ai mis en place un dispositif identique à celui présenté à gauche de la figure 5.7. Une OAP, similaire à celles utilisées sur le THD2 puisque provenant du même miroir parabolique initial et dont la protection anti-reflet a été effectuée dans la même cloche, est éclairée à l’aide d’une source laser collimatée pour estimer la quantité de lumière diffusée par l’OAP en fonction

de l'angle au faisceau réfléchi θ . La caméra Manta est située en dehors de ce faisceau et focalise sur la surface du miroir pour effectuer les mesures. Elle est ainsi fixée à l'OAP pour rester focalisée pour tout angle d'incidence. L'angle d'incidence θ est alors modifié au cours de l'expérience par la rotation du système autour d'un axe de rotation P situé au centre de l'OAP. La figure 5.7 à droite présente différentes images prises pour des angles d'incidence de 14, 20 et 35°. On remarque bien que l'aire de l'OAP irradiée augmente avec cet angle d'incidence tandis que le niveau de diffusion diminue. On fera cependant l'hypothèse que le profil de diffusion par le miroir ne dépend pas de l'angle d'incidence, mais dépend uniquement de θ . On fait aussi l'hypothèse que la diffusion par le miroir est axisymétrique autour du rayon réfléchi. Enfin, on considère que la surface de l'OAP est homogène : sa réflectivité ne dépend pas de la position sur le miroir. La figure 5.7 nous présente plusieurs causes de diffusion : la tâche dont la forme correspond à la projection du faisceau incident sur l'OAP et entourée par les traits blancs en pointillé est engendrée par les rugosités de surface tandis que les pics d'intensité localisés, dont certains sont entourés par des cercles colorés, sont produits par les poussières individuelles ou les défauts de traitement réfléchif. On cherche dans cette expérience à déterminer quelle quantité d'intensité provenant de la diffusion par les optiques atteint le détecteur final. Commençons par la diffusion liée à la rugosité.

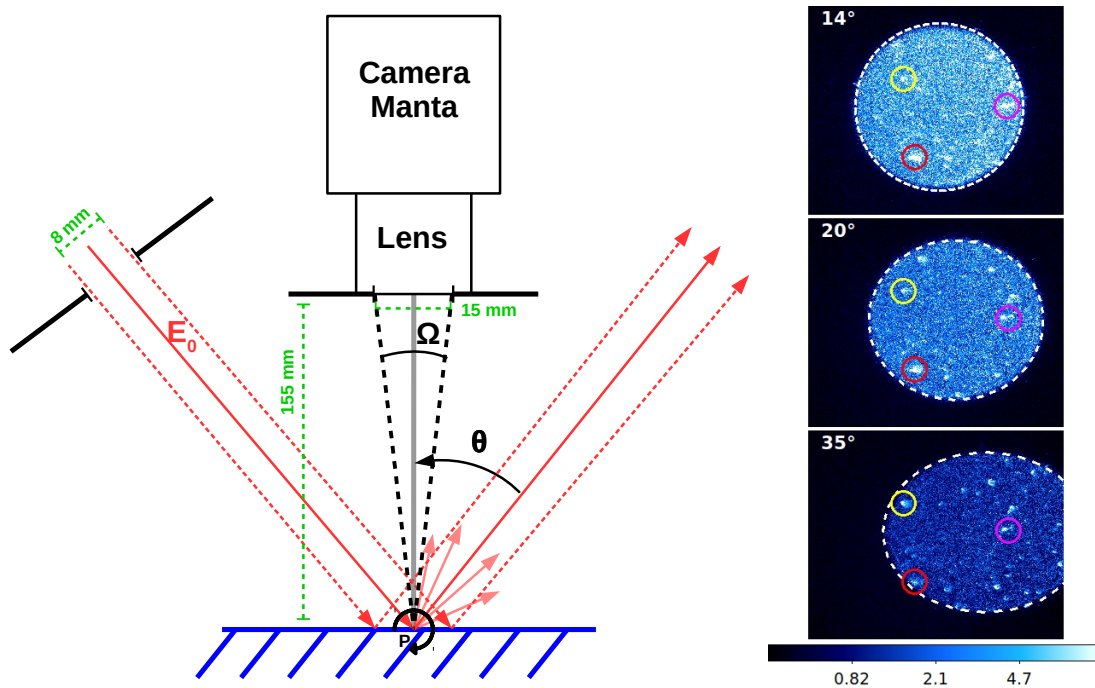
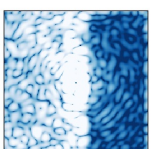


FIGURE 5.7 – Schéma de l'expérience pour quantifier l'impact de la diffusion par les OAPs (gauche). À droite : Images enregistrées avec la caméra Manta pour trois angles θ différents. L'effet de diffusion par les rugosités est entouré par des tirets blancs tandis que plusieurs poussières ou rayures brillantes sont entourées dans les trois images par des cercles colorés.

Rugosité des miroirs Le comportement de la lumière diffusée par une surface rugueuse peut-être définie par les paramètres statistiques illustrés figure 5.8 : la densité spectrale de puissance (DSP) à deux dimensions des rugosités que l'on supposera axisymétrique, dont la transformée de Fourier est la fonction d'auto-covariance et dont l'intégrale est l'écart-type σ_s de la distribution des tailles $h(x,y)$ des rugosités aux points (x,y) de l'OAP.



Toutes les fréquences spatiales de la DSP n'ont cependant pas d'effet optique. En effet,

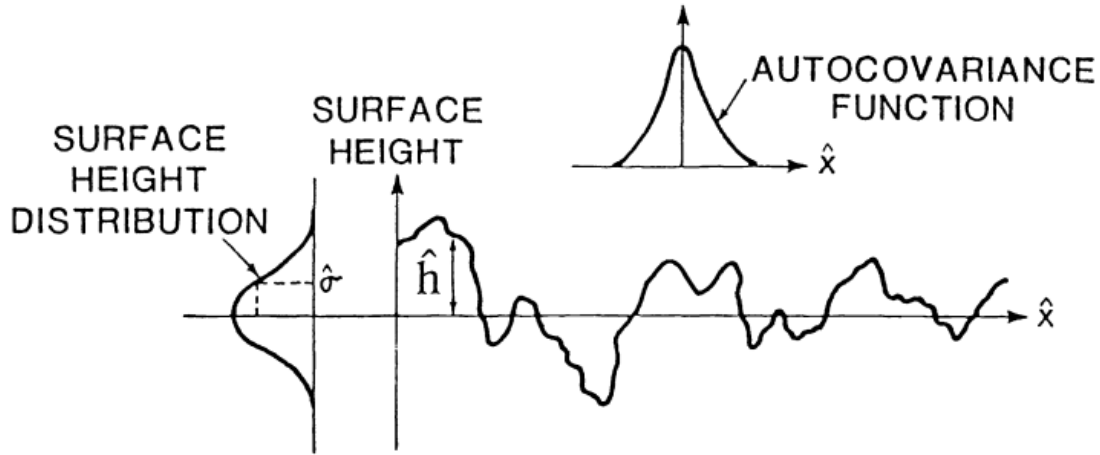


FIGURE 5.8 – Paramètres statistiques pertinents pour l'étude de la diffusion par les rugosités. Crédits : Harvey & Thompson (1995).

les fréquences spatiales supérieures à $f_0 = \cos\theta_i/\lambda$ - où θ_i représente l'angle du faisceau incident sur l'OAP - produisent des ondes évanescentes qui n'impacteront pas le niveau d'intensité diffusée sur le détecteur. On peut alors calculer σ_{rel} , la quantité de rugosité suscitant l'intensité totale diffusée :

$$\sigma_{rel}(\lambda, \theta) = \sqrt{2\pi \int_0^{\cos\theta/\lambda} \text{DSP}(f) f df} \quad (5.1)$$

La théorie de la diffusion explicitée par Harvey (1976); Harvey & Thompson (1995) et Harvey & Vernold (1997) définit la fonction de transfert optique H_R d'une surface comprenant des défauts comme la somme de deux termes menant au faisceau réfléchi A et à l'intensité diffusée BQ :

$$H_R(x, y) = A + BQ(x, y) \quad (5.2)$$

où :

$$\begin{aligned} A &= \exp\left[-\left(4\pi\frac{\sigma_{rel}}{\lambda}\right)^2\right] \\ B &= 1 - \exp\left[-\left(4\pi\frac{\sigma_{rel}}{\lambda}\right)^2\right] \\ Q(x, y) &= \frac{\exp\left[\left(4\pi\sigma_{rel}/\lambda\right)^2 \text{ACV}/\sigma_s^2\right] - 1}{\exp\left[\left(4\pi\sigma_{rel}/\lambda\right)^2\right] - 1}. \end{aligned} \quad (5.3)$$

Dans le cadre de notre expérience, il est nécessaire de mesurer la fonction d'auto-covariance ACV des rugosités, et leur déviation standard σ_s associée à leur analogue optique σ_{rel} . Pour cela, on mesure la DSP de l'OAP à l'aide d'un microscope interférométrique Wyko NT9000. La transformée de Fourier de la DSP permet alors de calculer ACV tandis que l'intégrale bornée de la DSP permet le calcul de σ_s et de σ_{rel} . On peut alors déterminer la *Bidirectional Reflectance Distribution Function* (BRDF), qui est la fraction d'intensité diffusée selon un angle solide donné, par le calcul de la transformée de Fourier de la fonction BQ . La figure 5.9 présente le résultat obtenu à plusieurs longueurs d'ondes (traits

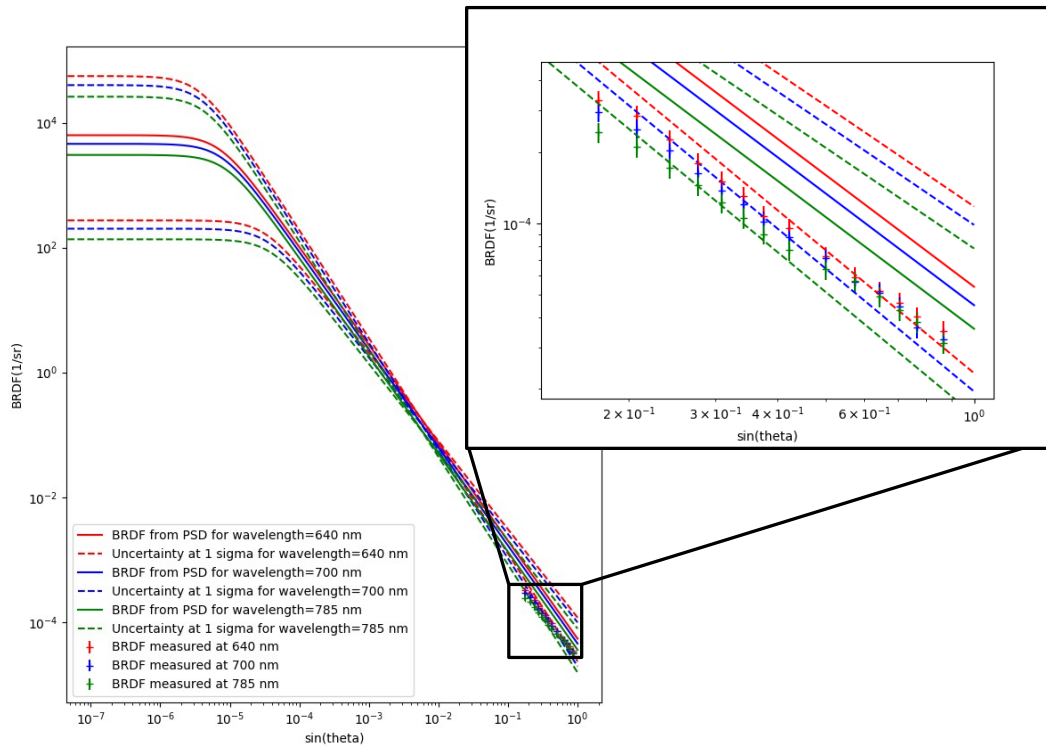
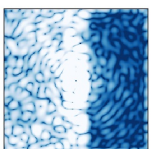


FIGURE 5.9 – BRDF calculée en fonction de l’angle d’émission (traits pleins) et de la longueur d’onde. Les points représentent les mesures à grand angles via le dispositif expérimental décrit figure 5.7.

pleins) et ses incertitudes à 1-sigma (en traits pointillés). L’intégrale de la BRDF fournit l’intensité totale diffusée par l’OAP. Elle est ici égale à $5.2 \cdot 10^{-4}$ fois l’intensité du faisceau incident. On a aussi représenté sur cette figure les différentes mesures de BRDF effectuées via l’expérience représentée figure 5.7 pour plusieurs angles supérieurs à 10° . L’étude théorique permet de déterminer la BRDF pour des angles beaucoup plus petits. Cependant, on remarque Fig. 5.9 que le modèle utilisé surestime d’un facteur 2 à 3 la quantité d’intensité diffusée par l’OAP par rapport à celle mesurée par l’expérience. De plus, les pentes des courbes expérimentales et théoriques ne sont pas parfaitement identiques. Ces deux différences signifient que les hypothèses faites ne sont pas valides, notamment le postulat selon lequel l’intensité diffusée par les optiques pourrait être indépendante de l’angle d’approche du faisceau.

Impact sur le détecteur Une fois que l’on a pu déterminer la quantité d’intensité diffusée par une OAP selon l’angle de diffusion, on fait l’hypothèse que toutes les OAPs du banc possèdent les mêmes propriétés de diffusion puisque provenant du même fabricant. L’utilisation d’un modèle en optique géométrique à une dimension du THD2 permet alors de déterminer la quantité de lumière diffusée par chaque composant optique sur le détecteur. Le résultat est présenté figure 5.10. On remarque que la limite de contraste due à la diffusion est dominée par le miroir situé à la place du DM-2. Son effet est de quelques



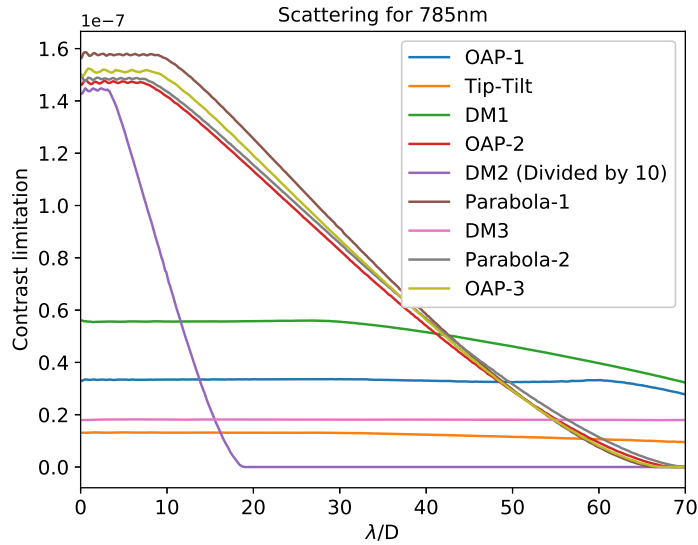


FIGURE 5.10 – Profil radial de l'intensité diffusée par les OAPs sur le détecteur du THD2 en fonction de la distance à l'axe optique. L'intensité diffusée par le DM2 a été ici divisée par 10.

10^{-6} jusqu'à $10\lambda/D$ d'après notre étude. Cependant, le DM-2 n'est pas une OAP mais un miroir plan dont les rugosités sont probablement moins importantes : son effet a probablement été surestimé. Cette étude permet cependant de prouver que l'état de la surface d'un composant optique situé proche d'un plan focal doit être irréprochable pour ne pas affecter les performances d'un instrument haute dynamique. Le mieux est de limiter le nombre de ces composants lors du design optique. On note que cela est en contradiction avec l'utilisation d'un masque en plan focal mais un tel masque semble indispensable pour atteindre de très hauts contrastes.

Considérons désormais les autres composants. On remarque que la somme de leur intensité sur le détecteur limite le contraste à quelques 10^{-7} jusqu'à une distance de $30\lambda/D$ de l'axe optique. Or, l'intensité du signal réellement mesuré sur le détecteur est d'un ordre de grandeur moins important. On en conclut que, soit une grande partie de la lumière diffusée par les rugosités est en fait cohérente avec le signal stellaire dans le système et peut être corrigée à l'aide des miroirs déformables, soit la lumière diffusée aux faibles angles n'est pas correctement estimée par notre étude. Peu après ce travail, la source du halo lumineux incohérent dans les images coronographiques a été identifiée (voir section 5.1.4.2). L'étude de diffusion par la rugosité a alors été abandonnée afin de consacrer un temps plus conséquent aux travaux décrits dans le reste de ce chapitre. Nous pensons que la lumière diffusée est en grande partie cohérente avec le flux réfléchi par les surfaces.

Diffusion par les poussières La figure 5.7 montrait des poussières et des rayures présentes en nombre sur l'OAP. Contrairement à la rugosité, la diffusion par les poussières est incohérente avec le rayon réfléchi. On remarque sur cette même figure que l'intensité diffusée est anisotrope et non lambertienne : elle dépend de la géométrie de la structure diffusante. Un peu plus d'une centaine de particules par centimètre carré a été détectée à 5σ sur l'OAP étudiée. La quantité d'intensité diffusée par ces particules est directement proportionnelle à leur surface. Une étude incomplète effectuée durant cette thèse estime que l'intensité diffusée par les poussières est ~ 10 fois moins importante que celle diffu-

sée par la rugosité. Cependant, l'anisotropie de leur émission rend difficile le calcul de la BRDF en fonction de l'angle considéré précédemment. Une étude plus récente réalisée par l'équipe THD2, utilisant la Manta pour imager directement la majeure partie des réflecteurs présents sur le banc a montré une forte contamination du miroir plan DM-2 par les poussières. Puisque l'on a vu précédemment que la qualité de surface de ce miroir était un paramètre critique pour la performance du THD2, ce miroir plan devrait être changé très prochainement.

5.1.4.2 Autres sources de limitation

Sortie de fibre Pierre Baudoz a finalement soupçonné la fibre d'injection du banc d'être à l'origine du halo lumineux incohérent limitant le contraste à quelques 10^{-8} . En effet, des réflexions parasites dans la céramique composant la ferrule qui maintient la fibre optique pourraient créer une source non ponctuelle dont le signal peut se répartir sur tout le détecteur. Pour l'analyser qualitativement, nous avons éclairé la sortie de fibre avec une lampe de poche et enregistré la diffusion de la céramique en lumière blanche avec le détecteur Neo. On remarque sur la figure 5.11 que la diffusion par la ferrule se répartit similairement au halo de l'image en plan focal et en est donc probablement responsable. Le remplacement de la fibre par un composant de meilleure qualité de marque IDIL a permis de réduire l'intensité du signal incohérent à un niveau de contraste inférieur à 10^{-9} pour des séparations supérieures à $3\lambda/D$.

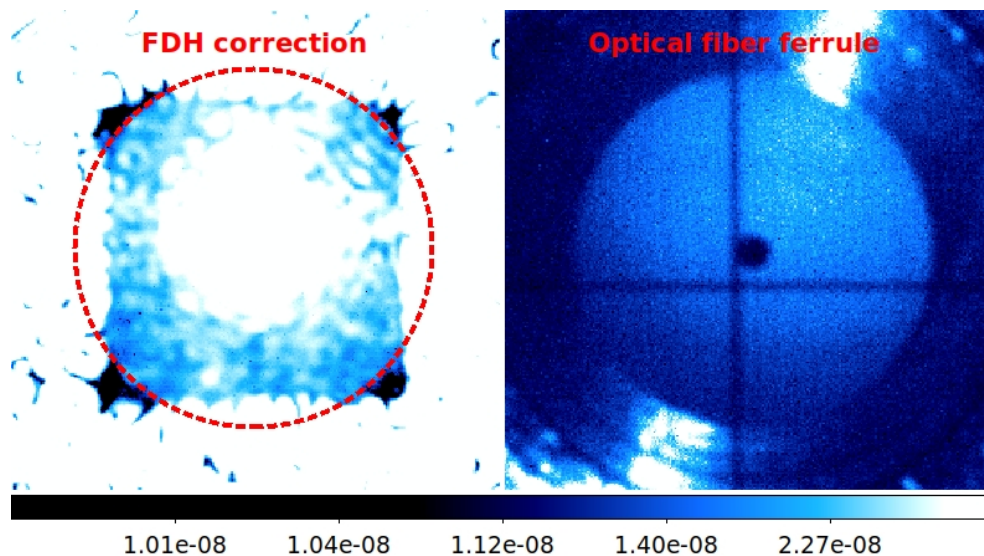
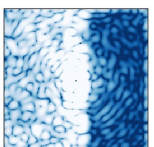


FIGURE 5.11 – L'image de gauche correspond à une correction FDH à deux DMs effectuée à l'aide de la SCC. On entoure en rouge le halo lumineux limitant. À droite, à la même échelle spatiale, on éclaire la ferrule avec une lampe de poche et on enregistre l'image avec la camera Neo. La taille du halo correspond à la taille de la ferrule. La croix sombre sur l'image de droite correspond aux transitions du coronographe FQPM tandis que le point sombre correspond à la gaine et au cœur de la fibre optique.

Turbulence interne et vibrations Les instabilités de l'expérience dont la fréquence temporelle est supérieure à la fréquence de correction par les miroirs actifs forment une limitation fondamentale. Par exemple, si des vibrations ont une fréquence supérieure à la fréquence de la boucle de Tip-Tilt, alors ces vibrations ne pourront pas être corrigées



en temps réel et vont directement impacter les images coronographiques pendant tout le temps d'exposition du détecteur. Durant son stage, Tache (2019) a étudié les instabilités mécaniques, thermiques et optiques du THD2 sur plusieurs échelles de temps. Les mesures en température ont par exemple mis en évidence deux périodes caractéristiques de 10 minutes et de 24h, mettant respectivement en exergue le temps caractéristique de la régularisation en température par la climatisation et le cycle diurne. Le cycle diurne provoque une dérive de la PSF sur le détecteur de 2 pixels au maximum, ce qui, pour une fréquence aussi faible, est parfaitement compensée par la boucle de Tip-Tilt. Cependant, afin de ne pas avoir à recalculer les différentes matrices d'interaction utilisées pour corriger les aberrations en plan focal (voir section 4.2), il est nécessaire de recentrer régulièrement le détecteur sur le coronographe lors d'une opération. De plus, les légères variations de température créent aussi de la turbulence interne. Une étude sur le THD1 avait préalablement montré que cette turbulence limitait le contraste à $2 \cdot 10^{-9}$. Sa fréquence étant d'une centaine de Hertz, la turbulence interne est trop rapide pour être corrigée par les DMs. Lors du stage de Fériel Tache, une étude sur les vibrations optiques provoquées par les différents composants électroniques a aussi été effectuée. Elle montre des pics de vibrations à des fréquences précises dues notamment au RTC et à l'électronique du Tip-Tilt entre 50 et 800 Hz. Ainsi, le remplacement de ce dernier composant et de son électronique associée permettrait à la fois de réduire l'instabilité optique créée par le miroir et de corriger les vibrations provenant des autres composants jusqu'à une fréquence de 100Hz. On estime que l'on peut réduire l'effet de ces vibrations sur les performances en contraste à un niveau inférieur à 10^{-9} par l'extension de la bande passante du TT à 250Hz.

Chromaticité La correction en large bande est aussi perturbée par des aberrations chromatiques. Ces aberrations proviennent principalement de la propagation de Fresnel des défauts constituant tous les composants optiques situés en dehors d'un plan pupille. Elles sont aussi créées par le passage du faisceau optique dans les lames de silice qui protègent les deux miroirs déformables. En effet, dans ce milieu dispersif, le champ électrique subit un déphasage propre à la longueur d'onde considérée entraînant principalement un Tip-Tilt chromatique, estimé à $\sim 10^{-3} \lambda / D$ sur une largeur de bande de 100nm. Si la chromaticité par effet Fresnel peut être corrigée via des miroirs déformables situés hors d'un plan pupille par effet Talbot, l'effet du Tip-Tilt chromatique ne peut être limité que par un design optique minimisant l'angle d'incidence sur les DMs ou par l'utilisation d'un coronographe moins sensible à ce mode (voir section 3.2.3).

Polarisation Nous avons aussi vu dans la section 3.2.3 que les coronographes de type vortex pouvaient permettre l'atténuation achromatique d'un signal stellaire. Pour accroître leurs performances, ces masques doivent être entourés de polariseurs linéaires ou circulaires croisés. Cependant, un stage effectué par Lopez (2019) sur ce type de composant a démontré que les défauts de constructions sont causes de nouvelles tavelures très brillantes en plan focal. De plus, les défauts de traitements de surface des miroirs présents sur le banc créent des aberrations différentielles entre deux polarisations linéaires croisées. Ces effets sont limités aujourd'hui par la présence d'un polariseur linéaire placé devant le détecteur qui, en contrepartie, diminue la transmission totale de l'instrument.

Réflexions parasites Les lames protégeant les actionneurs des différents DMs sont aussi responsables de réflexions parasites (ou *ghosts*). Les défauts de fabrication des coronographes sont aussi en cause (voir les points noirs sur les FQPMs de la figure 5.3). Les réflexions parasites sont, par définition, non cohérentes avec le reste du signal stellaire et

ne peuvent donc pas être corrigées autrement que par le remplacement des optiques en cause. Par sa capacité à séparer le signal cohérent du signal incohérent, une étude menée avec la SCC permet de recenser deux *ghosts* différents en plan focal. Ils limitent les performances en contraste à respectivement 10^{-6} et 10^{-8} là où ils sont localisés. Une de ces réflexions parasites apparaît clairement dans les DHs de la figure 10 de la section 5.2.3.1. L'utilisation d'un apodiseur post-coronographique gaussien permet de limiter leur étendue spatiale sur le détecteur.

Dynamique des miroirs déformables Cet aspect a déjà été évoqué dans la section 5.1.2.4. La modification récente de l'électronique des miroirs déformables a amélioré la course minimale des actionneurs d'un facteur 4. La dynamique des DMs limite alors aujourd'hui le contraste à quelques 10^{-9} soit l'ordre de grandeur des performances que l'on obtient aujourd'hui avec le banc.

5.2 Comparaison des techniques de modulation spatiale et temporelle du champ de *speckles*

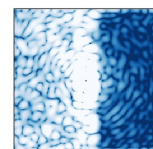
L'objectif principal de cette thèse a été la mise en place de plusieurs analyseurs de surface d'onde en plan focal sur le THD2. Tout d'abord, l'algorithme PW (voir section 4.1.2.1) a été installé sur le banc avec succès. L'optimisation de l'algorithme, ses performances et la comparaison avec l'algorithme SCC (voir section 4.1.1) déjà implémenté sur le THD2 sont présentés dans les sections 5.2.3.1 et 5.2.3.3 sur deux coronographes différents. Tous ces travaux se basent sur le code ASTERIX, développé en PYTHON durant cette thèse (voir section 5.2.1)

5.2.1 Le code ASTERIX : corrections d'aberrations appliquées à la haute dynamique

Durant cette thèse, j'ai entièrement développé le code ASTERIX¹ - pour Algorithmes de Suppression des Tavelures pour la caractERisation par Imagerie des eXoplanètes - en langage PYTHON. Il simule les performances du THD2 en terme de contraste pour plusieurs algorithmes d'estimation des aberrations (PW, parfaite estimation) et plusieurs méthodes de correction (EFC, EM, *Stroke Minimization*, algorithme de plus grande descente). Différentes cartes d'aberrations de phase et d'amplitude peuvent être générées de manière aléatoire et différents coronographes - FQPM et PAPLC pour le moment - peuvent être choisis. Un seul miroir en plan pupille est pour l'instant modélisé. La propagation des aberrations dans l'instrument est donc exclusivement simulée par des transformées de Fourier FFT. ASTERIX peut modéliser des erreurs de modèle numérique, concernant notamment la forme et la position du miroir déformable, et du bruit de photons pour en comprendre leurs effets. L'utilisateur peut synthétiser un *dark hole* de forme ronde ou carrée dont la taille est un paramètre à définir. ASTERIX produit alors les images simulées sur le détecteur à chaque itération, le contraste moyen dans le DH pour chaque itération et la phase ajoutée par le miroir déformable pour obtenir une telle correction.

Plus important encore, c'est à travers une version Beta de ce code que les tests sur l'instrument SPHERE présentés dans le chapitre 6 ont été effectués. C'est aussi à l'aide

1. Le code ASTERIX est disponible en téléchargement à l'adresse suivante : <https://github.com/johanmazoyer/Asterix>



de la version automatisée que l'équipe THD crée désormais les différentes matrices d'interaction PW et EFC utilisées sur le banc pour creuser un DH dans la région souhaitée du plan détecteur. ASTERIX fournit les informations utiles telles que la zone du détecteur où le champ électrique en plan focal est bien estimé en fonction des diversités PW utilisées (voir figure 5.12) ainsi que le nombre de degrés de liberté du miroir déformable² à utiliser pour éviter toute divergence de la correction EFC par troncature des modes propres ou régularisation Tikhonov. Les résultats présentés dans la suite de ce chapitre sont ainsi extraits du code ASTERIX.

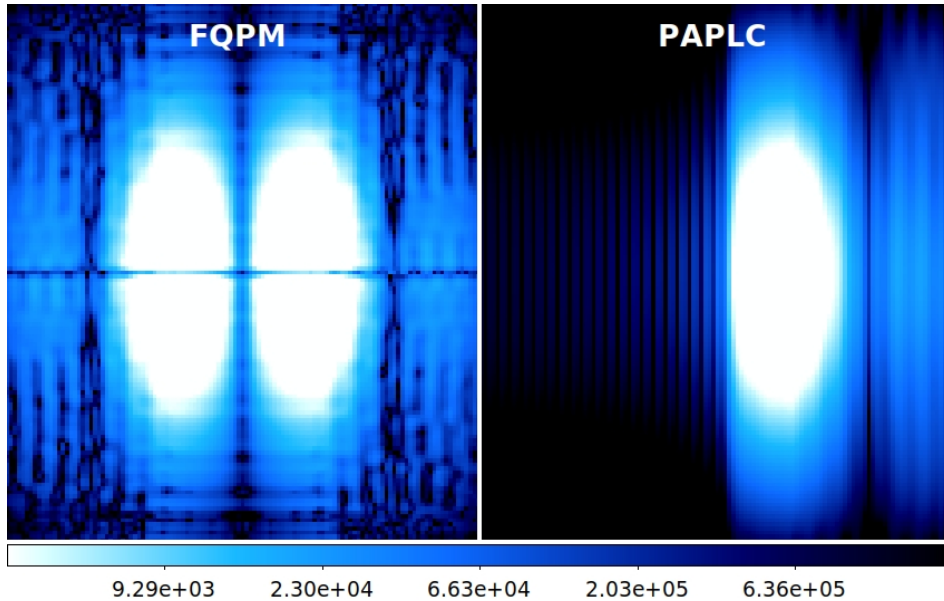


FIGURE 5.12 – Simulation numérique : cartes de pixels (unités arbitraires) en sortie du code ASTERIX pour l'estimation PW avec le coronographe FQPM (gauche) et PAPLC (droite). Ces cartes ont été réalisées en considérant que les diversités correspondent aux poussées individuelles des actionneurs 466 et 498 sur la figure 5.4. Les pixels les plus brillants sont ceux pour laquelle l'estimation du champ électrique en plan focal est la plus précise.

5.2.2 Optimisation de l'algorithme PW+EFC

L'algorithme PW et la correction EFC ont été d'abord implémentés sur le banc THD2 avec un coronographe FQPM. Pour cela, comme explicité dans les sections 4.1.2.1 et 4.2.3.3, un modèle numérique suffisamment précis du banc THD2 doit être utilisé pour calculer les matrices M^\dagger , pour l'estimation par PW, et G^\dagger , pour la correction par l'algorithme EFC. Durant cette thèse, seul le DM-3 a été utilisé pour ces algorithmes par manque de temps. Une deuxième étude complète sera nécessaire pour modifier le code ASTERIX et permettre la correction simultanée des aberrations de phase et d'amplitude avec les miroirs DM-1 et DM-3.

La position de chaque actionneur du DM-3 par rapport à la pupille de l'instrument est une des informations les plus critiques pour implémenter l'algorithme PW+EFC. Pour

2. Dans tout le document, degré de liberté du miroir déformable est synonyme de mode (ou vecteur) propre dans la base orthonormée définie par la décomposition en valeurs singulières dans la section 4.2.3.3.

l'obtenir, il est nécessaire d'utiliser une technique d'estimation des aberrations en plan pupille. Si la méthode ZELDA paraît être la méthode la plus adaptée à une telle mesure, elle n'est pas implémentée aujourd'hui sur le banc THD2. On utilise alors l'estimation obtenue par la technique SCC en plan focal que l'on propage en plan pupille via l'équation 10 de la publication Mazoyer et al. (2013). Une fois la grille d'actionneurs estimée par la technique SCC, on utilise les fonctions d'influences du DM-3 mesurées par Mazoyer et al. (2014b) pour calculer les matrices M^\dagger et G^\dagger .

Pour vérifier l'exactitude des matrices et le fonctionnement des algorithmes, on déplace 6 actionneurs en plan pupille correspondant à 2% de leur course maximale, soit l'équivalent d'un mouvement de 34nm d'amplitude. Les actionneurs considérés sont représentés à gauche de la figure 5.13. On utilise ensuite l'algorithme PW+EFC pour effectuer une correction d'aberrations de phase uniquement. L'opposée de la matrice de correction envoyée au DM pour un gain de 1 est alors représentée à droite de la figure 5.13. Si l'algorithme cherche à corriger des aberrations de phases situées dans tout le plan pupille, on remarque surtout que la correction est bien appliquée sur les actionneurs que l'on a déplacé, et ce avec une légère surestimation de la tension à appliquer. Cette surestimation provient d'une erreur d'étalonnage entre la tension individuelle que l'on applique aux bornes d'un actionneur et l'amplitude de la phase en nanomètres que l'on présume sur le miroir déformable, faussant partiellement l'estimation PW. Afin de stabiliser la boucle d'asservissement, il suffit alors d'appliquer un gain inférieur à 1 pour chaque itération.

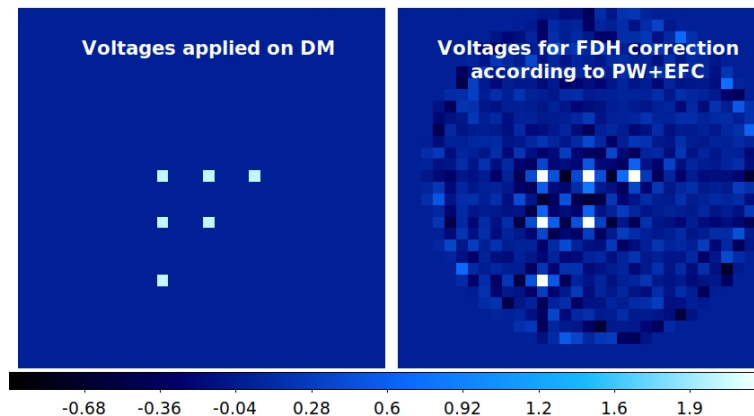
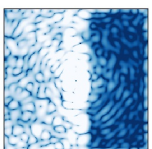


FIGURE 5.13 – Vecteur de commande utilisé pour mouvoir 6 actionneurs du DM-3 (gauche) et opposée du vecteur de commande à appliquer pour corriger ce déphasage d'après l'algorithme PW+EFC (droite). L'unité indiquée est en pourcentage de la course maximale du DM-3.

5.2.3 Résultats en régime non turbulent

5.2.3.1 Coronographe FQPM

La suite de cette section a fait l'objet de la publication Potier et al. (2020a) dans la revue *Astronomy & Astrophysics*. Elle décrit le choix des diversités de phase utilisées aujourd'hui pour implémenter l'algorithme PW+EFC sur le THD2. Pour les autres bancs, elle décrit à quel point le modèle numérique de banc doit être fidèle à la réalité lorsque l'on cherche à obtenir des contrastes inférieurs à 10^{-7} . Enfin, une comparaison des techniques



PW+EFC et SCC associées à un coronographe FQPM est effectuée à des contrastes de quelques 10^{-9} en HDH dévoilant les limites des performances du THD2.

Comparing focal plane wavefront control techniques: Numerical simulations and laboratory experiments

A. Potier, P. Baudoz, R. Galicher, G. Singh, and A. Boccaletti

LESIA, Observatoire de Paris, Université PSL, CNRS, Sorbonne Université, Université de Paris, 5 Place Jules Janssen, 92195 Meudon, France
e-mail: axel.potier@obspm.fr

Received 29 October 2019 / Accepted 4 March 2020

ABSTRACT

Context. Fewer than 1% of all exoplanets detected to date have been characterized on the basis of spectroscopic observations of their atmosphere. Unlike indirect methods, high-contrast imaging offers access to atmospheric signatures by separating the light of a faint off-axis source from that of its parent star. Forthcoming space facilities, such as WFIRST/LUVOIR/HabEX, are expected to use coronagraphic instruments capable of imaging and spectroscopy in order to understand the physical properties of remote worlds. The primary technological challenge that drives the design of these instruments involves the precision control of wavefront phase and amplitude errors. To suppress the stellar intensity to acceptable levels, it is necessary to reduce phase aberrations to less than several picometers across the pupil of the telescope.

Aims. Several focal plane wavefront sensing and control techniques have been proposed and demonstrated in laboratory to achieve the required accuracy. However, these techniques have never been tested and compared under the same laboratory conditions. This paper compares two of these techniques in a closed loop in visible light: the pair-wise (PW) associated with electric field conjugation (EFC) and self-coherent camera (SCC).

Methods. We first ran numerical simulations to optimize PW wavefront sensing and to predict the performance of a coronagraphic instrument with PW associated to EFC wavefront control, assuming modeling errors for both PW and EFC. Then we implemented the techniques on a laboratory testbed. We introduced known aberrations into the system and compared the wavefront sensing using both PW and SCC. The speckle intensity in the coronagraphic image was then minimized using PW+EFC and SCC independently.

Results. We demonstrate that both techniques – SCC, based on spatial modulation of the speckle intensity using an empirical model of the instrument, and PW, based on temporal modulation using a synthetic model – can estimate the wavefront errors with the same precision. We also demonstrate that both SCC and PW+EFC can generate a dark hole in space-like conditions in a few iterations. Both techniques reach the current limitation of our laboratory bench and provide coronagraphic contrast levels of $\sim 5 \times 10^{-9}$ in a narrow spectral band ($<0.25\%$ bandwidth).

Conclusions. Our results indicate that both techniques are mature enough to be implemented in future space telescopes equipped with deformable mirrors for high-contrast imaging of exoplanets.

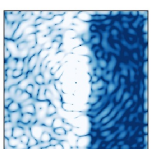
Key words. instrumentation: adaptive optics – instrumentation: high angular resolution – planets and satellites: detection – planets and satellites: atmospheres

1. Introduction

By 2020, more than 4000 exoplanets have already been discovered, mainly using indirect detection techniques like transit or radial velocity. A few exoplanet atmospheres were probed using transit, high resolution spectroscopy, interferometry, and imaging. The transit method is used for planets that orbit at less than ~ 1 astronomical unit (AU) from their star (von Essen et al. 2019; Espinoza et al. 2019). High-resolution spectroscopy of non-transiting planets (Snellen et al. 2010; Alonso-Floriano et al. 2019) and interferometry (GRAVITY Collaboration 2020) currently focus on known exoplanets but without the ability to identify them. Imaging techniques to discover and spectrally characterize exoplanets in the outer part of the system have been devised (Macintosh et al. 2014; Beuzit et al. 2019; Konopacky et al. 2013) and are planned for implementation in future space missions (Debes et al. 2019).

Imaging remains, nonetheless, challenging because exoplanets are 10^4 – 10^{10} times fainter than their stars in visible and infrared light and they are separated from their star by a fraction

of an arcsecond. The high-contrast imaging (HCI) community uses coronagraphs to attenuate the starlight and large telescopes equipped with adaptive optics (AO) systems to reach the required angular resolution. These technologies have been implemented on the current instruments such as the Spectro-Polarimetric High-contrast Exoplanet REsearch (SPHERE, Beuzit et al. 2019) at the very large telescope and the Gemini Planet Imager (GPI, Macintosh et al. 2014) at the Gemini South observatory. These instruments are capable of discovering warm and young self-luminous exoplanets orbiting relatively far from their stars (β Pictoris b being one of the closest at 8 AU, Lagrange et al. 2010) but they cannot detect fainter (mature or smaller) planets closer to their stars because of instrumental limitations. Indeed, current AO systems minimize the phase aberrations measured in the wavefront sensing channel but leave non-common path aberrations (NCPAs) in the science channel. Because of NCPAs, part of the stellar light goes through the coronagraphic imaging channel and induces stellar speckles on the science detector. In a similar manner, space-based telescopes are affected by slowly evolving aberrations which also create



speckles in the science image (Racine et al. 1999; Guyon 2004; Martinez et al. 2012). In order to detect fainter exoplanets, such aberrations must be minimized to a level of a few picometers rms over the pupil.

Thus, an active minimization of the stellar speckle intensity in the coronagraphic image is mandatory for the new generation of HCI instruments. The active control involves a focal plane wavefront sensor (FP WFS) that measures the aberrations from the science image and a controller that drives deformable mirrors (DMs). Such a strategy will be used for the coronagraphic instrument on-board WFIRST (Mennesson et al. 2018).

The FP WFS can use spatial modulations of the speckle intensity as performed by the self coherent camera (SCC, Baudoz et al. 2006; Mazoyer et al. 2013; Delorme et al. 2016) or the asymmetric pupil Fourier wavefront sensor (Pope et al. 2014). Other techniques use temporal modulations of the speckle intensity, either in a small aberration regime like Pair-Wise probing (PW, Bordé & Traub 2006; Give'On et al. 2007a) or in a high aberration regime such as COFFEE (Sauvage et al. 2012; Paul et al. 2013; Herscovici-Schiller et al. 2018a). Once the wavefront is measured, a wavefront controller (WFC) is needed to drive DMs. Several techniques have been proposed to find the optimal DM shape for a given estimated wavefront. The Energy Minimization algorithm minimizes the total energy of the speckle field in the region of interest called the Dark Hole (DH) where the exoplanets are searched (Malbet et al. 1995; Bordé & Traub 2006). The Electric Field Conjugation technique (EFC) derives a DM setting required to achieve a desired electric field in the focal plane (Give'On et al. 2007a). The performance of these techniques can be improved using regularization terms to account for example for the obstructed apertures or the use of two DMs (Pueyo et al. 2009; Mazoyer et al. 2018) or in the case of large aberrations (Herscovici-Schiller et al. 2018b). All these techniques (WFS and WFC) have been developed and tested independently in laboratories in different environmental conditions (Mazoyer et al. 2019). However, to our knowledge, none of them have been compared on the same testbed in a closed loop so far.

This paper compares the combination of PW and EFC with the SCC on the *très haute dynamique* (THD2) bench at the Paris Observatory. In Sect. 2, we detail the theory behind PW and SCC WFS techniques and we also study the implementation and the robustness of PW. In Sect. 4, two ways of controlling the wavefront aberrations are described: SCC and EFC. As both PW and EFC require an optical model of the instrument, a robustness study of the speckle minimization by PW+EFC is carried out. In Sect. 5, we present the THD2 bench, followed by the implementation of the combination PW+EFC, on one hand, and the SCC, on the other hand, in the laboratory. We measure and compare the wavefront aberrations and the contrast levels reached using each technique. We conclude the study in Sect. 6 with a discussion of the results obtained on the THD2 testbed, along with a listing of the pros and cons of the two techniques: SCC and PW+EFC.

2. Wavefront sensors

This section describes the principle behind the two FP WFSs studied in this paper: the SCC and the PW. Both techniques measure the electric field in the science coronagraphic detector plane in a small aberration regime.

2.1. Model of light propagation

We model the light propagation inside a coronagraphic instrument. We call E_S the star electric field on the science detector.

We express this field as a function of α and β , the log-amplitude and phase aberrations in the pupil plane upstream of the coronagraphic mask:

$$E_S = C[A e^{\alpha+i\beta} e^{i\phi}], \quad (1)$$

where A is the electric field in the pupil plane free from aberrations and, ϕ is the phase introduced by a DM settled in the pupil plane upstream of the coronagraphic mask. C is the coronagraph linear operator that transforms the complex electric field from the pupil plane to the focal plane (science detector). Assuming a non-resolved star, the stellar light goes through the entrance pupil and is diffracted by a focal plane stellar coronagraph. The residual starlight is stopped by a Lyot-stop in the following conjugate pupil plane. Therefore, assuming Fourier optics, C can be written as:

$$\begin{aligned} C(E) &= \mathcal{F} \left[\mathcal{F}^{-1} [M \times \mathcal{F}(E)] \times L \right] \\ &= [M \times \mathcal{F}(E)] * \mathcal{F}(L), \end{aligned} \quad (2)$$

where \mathcal{F} denotes the Fourier transform (FT) operator, M represents the focal plane mask (FPM), and L is the classical binary Lyot stop. In the presence of aberrations, part of the stellar light goes through the system and reaches the science detector where stellar speckles are induced as a result. In case of small aberrations and small deformations of the DM, we can write the Taylor expansion of Eq. (1) as:

$$E_S = C \left[A e^{\alpha+i\beta} \right] + iC [A\phi] = E_{S_0} + E_{DM}. \quad (3)$$

The field E_{S_0} is associated to the stellar speckles that are in the science image downstream the coronagraph because of the unknown upstream aberrations α and β . The field E_{DM} is associated to the star speckles that can be induced thanks to the DM to compensate for E_{S_0} and therefore, to minimize E_S or its modulus. Before the minimization, one needs to measure the electric field E_{S_0} . As the detector measures the intensity in visible and near-infrared light, we can only access the squared modulus of E_{S_0} in the science image. To retrieve the field from its modulus, FP WFSs such as the SCC (Sect. 2.2) or the PW (Sect. 2.3) modulate, respectively, the speckle intensity $|E_{S_0}|^2$ either spatially or temporally.

2.2. The self-coherent camera

The SCC estimates the focal plane field from a spatial modulation of the speckle intensity. A small pinhole set next to the classical Lyot stop selects part of the starlight rejected by the FPM to create a reference channel (Galicher et al. 2010; Mazoyer et al. 2013). The residual starlight that propagates through this channel can interfere with the starlight that goes through the Lyot stop. The two fields recombine on the detector resulting in E_{SCC} ,

$$E_{SCC}(\vec{\eta}) = E_{S_0}(\vec{\eta}) + E_R(\vec{\eta}) \exp \left(\frac{-2i\pi \vec{\eta} \cdot \vec{\xi}}{\lambda} \right), \quad (4)$$

where E_R is the field induced by the light passing through the reference channel. E_{S_0} is defined by Eq. (1), considering $\phi = 0$ because no DM phase is added in the beginning. The vectors $\vec{\eta}$ and $\vec{\xi}$ describe the focal plane coordinates and the distance between the classical Lyot stop and the SCC reference pinhole in the Lyot stop plane, respectively. In monochromatic light at

wavelength λ , the total intensity on the detector when using SCC can be written as:

$$I(\vec{\eta}) = |E_{S_0}(\vec{\eta})|^2 + |E_R(\vec{\eta})|^2 + 2\Re \left[E_{S_0}(\vec{\eta}) E_R^*(\vec{\eta}) \exp\left(\frac{2i\pi\vec{\eta} \cdot \vec{\xi}}{\lambda}\right) \right]. \quad (5)$$

The first term is the speckle intensity that can be measured without SCC. The second term is the SCC reference channel intensity. The last term is the spatial modulation of E_{S_0} by the reference field E_R . Once an intensity image I is recorded, its numerical inverse FT can be calculated as:

$$\begin{aligned} \mathcal{F}^{-1}[I](\vec{u}) &= \mathcal{F}^{-1} \left[|E_{S_0}|^2 + |E_R|^2 \right] * \delta(\vec{u}) \\ &+ \mathcal{F}^{-1} [E_{S_0} E_R^*] * \delta\left(\vec{u} + \frac{\vec{\xi}}{\lambda}\right) \\ &+ \mathcal{F}^{-1} [E_{S_0}^* E_R] * \delta\left(\vec{u} - \frac{\vec{\xi}}{\lambda}\right), \end{aligned} \quad (6)$$

where δ is the Dirac function and $\mathcal{F}^{-1}[I](\vec{u})$ is the inverse FT of function I at the pupil plane position \vec{u} . This FT is composed of three peaks which do not overlap if the separation $\vec{\xi}$ between the classical Lyot stop and the SCC reference pinhole is large enough. In such a case, one can isolate the lateral peak centered on $\vec{u} = -\vec{\xi}/\lambda$ and call it $\mathcal{F}^{-1}[I_{\text{shifted}}]$ ¹ such that,

$$\mathcal{F}^{-1}[I_{\text{shifted}}] * \delta\left(\vec{u} + \frac{\vec{\xi}}{\lambda}\right) = \mathcal{F}^{-1} [E_S E_R^*] * \delta\left(\vec{u} + \frac{\vec{\xi}}{\lambda}\right). \quad (7)$$

After centering the extracted peak, a second numerical FT results in

$$I_{\text{shifted}} = E_{S_0} E_R^*. \quad (8)$$

Thus, by applying two numerical Fourier transforms on the recorded image I , the electric field E_{S_0} of the stellar speckles present in the science image can be estimated (Mazoyer et al. 2014a).

2.3. Pair-wise probing

PW probing uses temporal modulations of the speckle intensity to retrieve E_{S_0} (Give' on et al. 2007b). Similar to phase diversity (Gonsalves 1982), several intensity images are recorded after introducing known aberrations called probes in the optical path. These probes can be created in the pupil plane by applying known shapes on the DM. Assuming a small probe phase ϕ_m in Eq. (3), the intensity recorded by the science detector can be written as:

$$I_m = |E_{S_0} + iC[A\phi_m]|^2. \quad (9)$$

For each probe phase ϕ_m , a pair of images I_m^+ and I_m^- are recorded corresponding to probes $\pm\phi_m$. Then the difference between these images is calculated:

$$I_m^+ - I_m^- = 4(\Re(E_{S_0})\Re(iC[A\phi_m]) + \Im(E_{S_0})\Im(iC[A\phi_m])), \quad (10)$$

where $\Re(E_{S_0})$ and $\Im(E_{S_0})$, respectively, represent the real and imaginary parts of the complex electric field E_{S_0} . Considering k

¹ Any one of the lateral peaks can be selected because the two peaks are simply complex conjugates.

probes, Eq. (10) can also be written for each pixel of the science image with coordinates (i, j) as:

$$\begin{bmatrix} I_1^+ - I_1^- \\ \vdots \\ I_k^+ - I_k^- \end{bmatrix}_{(i,j)} = 4 \begin{bmatrix} \Re(iC[A\phi_1]) & \Im(iC[A\phi_1]) \\ \vdots & \vdots \\ \Re(iC[A\phi_k]) & \Im(iC[A\phi_k]) \end{bmatrix}_{(i,j)} \begin{bmatrix} \Re(E_{S_0}) \\ \Im(E_{S_0}) \end{bmatrix}_{(i,j)}. \quad (11)$$

In order to fully retrieve E_{S_0} at pixel (i, j) , at least two of the k probes, called ϕ_m and ϕ_n , must obey

$$\Re(iC[A\phi_m])\Im(iC[A\phi_n]) - \Re(iC[A\phi_n])\Im(iC[A\phi_m]) \neq 0. \quad (12)$$

This condition imposes that at least two of the probes induce different electric fields E_{DM} at a particular location (i, j) . The values of n and m can vary from one pixel to the other.

For all pixels for which Eq. (12) is true, Eq. (11) can be inverted to estimate the real and imaginary parts of the electric field E_{S_0} :

$$\begin{bmatrix} \Re(E_{S_0}) \\ \Im(E_{S_0}) \end{bmatrix}_{(i,j)} = \frac{1}{4} \begin{bmatrix} \Re(iC[A\phi_1]) & \Im(iC[A\phi_1]) \\ \vdots & \vdots \\ \Re(iC[A\phi_k]) & \Im(iC[A\phi_k]) \end{bmatrix}_{(i,j)}^\dagger \begin{bmatrix} I_1^+ - I_1^- \\ \vdots \\ I_k^+ - I_k^- \end{bmatrix}_{(i,j)}, \quad (13)$$

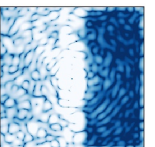
where \mathbf{X}^\dagger is the pseudo inverse of matrix \mathbf{X} calculated by the singular value decomposition (SVD) method. To conclude, PW can be implemented as follows: (1) We choose the k probes to be applied on the DM; (2) We record the images I_m^+ and I_m^- on the science detector adding the probes $\pm\phi_m$ on the DM; (3) We use a numerical model of the instrument to estimate the electric field $E_{DM} = iC[A\phi_m]$ added on each pixel of the science image for each probe ϕ_m ; (4) We apply Eq. (13) to estimate E_{S_0} at the desired pixels using the recorded images I_m^+ and I_m^- .

A trade-off is required while choosing the number k . On the one hand, a large number k of probes will ensure that Eq. (12) is true for all pixels of interest. On the other hand, this number should be minimized to prevent the astrophysical data being contaminated by the probes during the science acquisition. For estimating the speckle field E_{S_0} from Eq. (12), it is clear that at least two probes corresponding to 4 images are needed. The choice of the probes, ϕ_m , is therefore a key element for PW. In Sect. 3.2, we consider the case where two and three actuators are used as probes. We then study the robustness of PW versus a model error in Sect. 3.3.

3. Numerical simulation of pair-wise probing

3.1. Assumptions of numerical simulations

The study in the following sections is based on the numerical simulations of the light propagation on the THD2 bench. Here, we briefly define a few simulation parameters (more detail in Sect. 5.1): a four-quadrant phase mask coronagraph (FQPM, Rouan et al. 2000) as a FPM, a science detector of 400×400 pixels with 7.55 pixels per resolution element, the position of the 28×28 actuators with respect to the pupil (see Fig. 1), and the influence function associated with each of the actuators (Mazoyer et al. 2014b). We introduce a random phase aberration β with a power spectral density (PSD) proportional to the



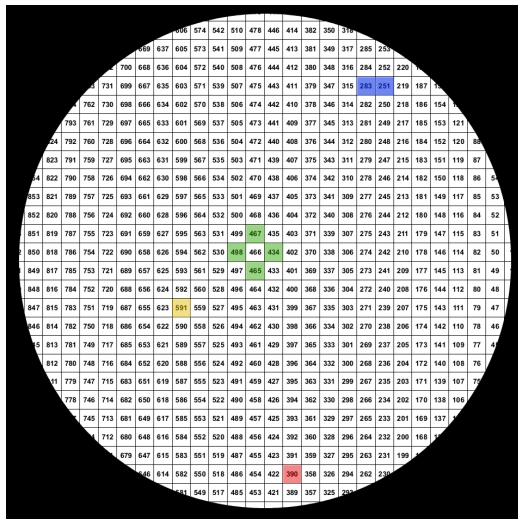


Fig. 1. Position of DM actuators with respect to the pupil on the THD2 bench. The colored actuators correspond to different PW probes tested in Sects. 3.2 and 3.3. The association of actuator 466 (at DM center) with one of the actuators in green brings on a small error on the estimation of E_{S_0} . The association of actuator 466 with the yellow actuator brings an average error. On the contrary, associating actuator 466 with the red actuator provides a bad estimation of E_{S_0} (see Sect. 3.2). The blue actuators are used in Sect. 3.3 to study the robustness of PW in case of errors on the numerical model.

inverse of the spatial frequency to the power 3. Its standard deviation inside the pupil is 20 nm. We also consider 8% rms error for the amplitude aberrations α with a PSD proportional to the inverse of the square of the spatial frequency.

Matthews et al. (2017) and Give'on et al. (2011) proposed to use *sinc* functions as probes in the pupil plane to modulate the speckle intensity with a spatially uniform electric field in rectangular regions of the science image. We choose to use single actuator bumps because the phase induced when moving several actuators close to each other with a Boston Micromachine DM can be non-linear with respect to the voltages because of the mechanical constraints. The influence function of each actuator is well constrained for the DM on THD2 (Mazoyer et al. 2014b).

The choice of the bump amplitude is a trade-off. If it is too low, the signal from the difference $I_m^+ - I_m^-$ stays below the noise level. If it is too high, the Taylor expansion of Eq. (3) is no longer valid. We choose a peak-to-valley amplitude of 40 nm in numerical simulation. We do not account for photon or detector noise.

3.2. Probe choice: actuator bumps

3.2.1. Two pairs of probes

We set actuator 466 as the first probe. This actuator is at the center of the DM and also close to the center of the pupil. We then search for the second actuator that optimizes the PW estimation in the case of two probes ($k = 2$). We independently use each actuator located in the pupil as a second probe to estimate the electric field E_{S_0} defined in Eq. (13).

To evaluate the quality of each estimation \hat{E}_{S_0} , we first determine the true field, E_{S_0} , that is known in the numerical simulations and computed from Eq. (1) by equating $\phi = 0$. We calculate the standard deviation σ_0 of E_{S_0} inside the DH of size $28 \lambda/D \times 28 \lambda/D$ centered on the optical axis. For each estimation \hat{E}_{S_0} , we calculate the root mean square error (RMSE) which

is the average of $\sqrt{(\hat{E}_{S_0} - E_{S_0})^2}$ over the DH accounting only for pixels for which the difference $|\hat{E}_{S_0} - E_{S_0}|$ is smaller than three times σ_0 . This metric measures the accuracy of the estimation and checks if the estimation makes sense (smaller than $3\sigma_0$). It is plotted in Fig. 2 as a grey dashed line.

We use a second metric that is the ratio of the number of mis-estimated pixels, that is, for which the estimation error is larger than, $3\sigma_0$, to the number of pixels inside the DH. It is plotted in blue line in Fig. 2. This metric measures the detector surface where the electric field is not adequately estimated.

These two metrics provide very similar results. As expected, the number of pixels where Eq. (12) is valid and the accuracy of the estimation of E_S are strongly correlated. We notice that the accuracy of the estimation is better when the second actuator comes closer to the first one (index 466) and is worse when it rolls away. We find that the best estimation according to both metrics is obtained for the actuator 498 that is one of the four closest neighbor of actuator 466 (see in Fig. 1). In this case, the number of mis-estimated pixels is 0.16%.

Figure 3 shows the imaginary part of the electric field E_S on the left, and its PW estimation using a pair of actuators (466 and 498) in the center. The images are of size $28 \lambda/D \times 28 \lambda/D$. The difference between the two images multiplied by 10 is shown on the right of Fig. 3. The electric field is well estimated everywhere in the field of view except on the edge of the DH and close to the FQPM transitions. For the latter, Eq. (12) is not valid because the light propagation model foresees a good extinction for the pixels along the FQPM transition whatever the pupil plane electric field is.

We used a third metric to verify the results obtained with the first two metrics. For a given pair of actuator-probes, we study the inverse of the singular values of the pseudo inverse matrix in Eq. (13) at each pixel of the science detector. A high value indicates that the noise is enhanced and the estimation is not accurate. For a given DH, creating maps of these values is a practical tool to choose a pair of actuators. As an example, we show on the right of Fig. 4, the maps for three different pairs of actuators whose positions are shown in the first two columns.

In these maps, the brighter are the pixels, the higher are the values and the poorer is the estimation of E_{S_0} . If two actuators are close to each other, the inverse problem is well-posed in all the field of view except near the FQPM transitions and close to the edge of the DH. When the distance between actuators increases, the problem becomes ill-posed and periodic patterns of pixels where the estimation is inaccurate appear. The distribution of these pixels is important for a good estimation. For example, in an average case (yellow cross in Fig. 2 and middle row in Fig. 4) for which the RMSE and the ratio of mis-estimated pixels are low, the periodicity of misestimated pixels prevents the generation of a DH with a strong attenuation of the stellar speckles.

Therefore, the RMSE and the misestimated pixels ratio metrics alone are not accurate enough to determine a good probe combination. Using the map of the maximum of the inverse of the singular values appears to be an efficient complementary tool. In a future work, we will optimize this map to account for the distribution of the detector and photon noise that are not simulated here.

3.2.2. Three probes

We performed the same study using three probes instead of two. We tested all the triplets that included actuator 466. The best triplet slightly improves the estimation with respect to the case

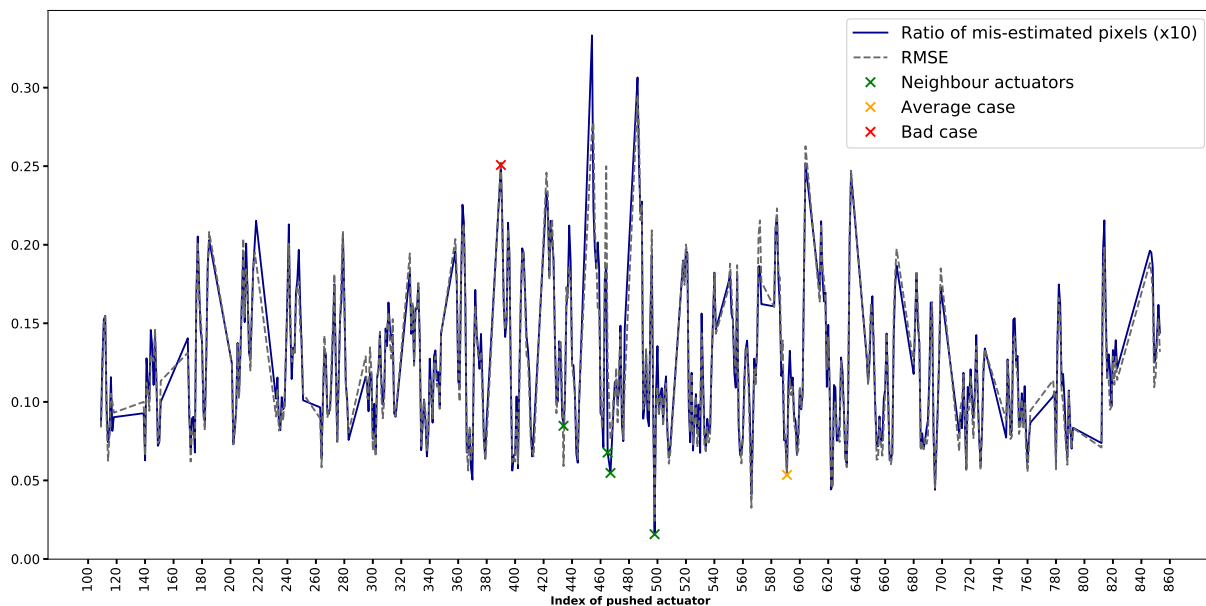


Fig. 2. Comparing the focal plane electric field with its PW estimate in the root mean square error metric (in dashed line in grey). The RMSE was calculated on the pixels where the difference between the true electric field and its focal plane estimate does not exceed three times the standard deviation of the true electric field. The pixels above this value are called “mis-estimated pixels”. The ratio between the mis-estimated pixels and the total number of pixels in the DH area is multiplied by 10 and then plotted in blue. For the PW process, the first probe used is the actuator 466. The second probe is the bump of the actuator whose index is indicated in the x axis. The position of all these actuators are presented in Fig. 1. The green crosses represent the ratio of mis-estimated pixels when the actuator 466 is associated with its four closest neighbors. The red cross represents a poor case when the actuator 466 is combined with the actuator 390. The actuator 591 is randomly chosen to illustrate an average result (yellow cross).

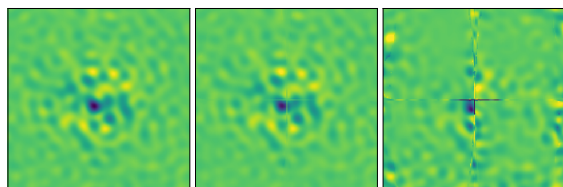


Fig. 3. Imaginary part of the true electric field (*left*). Imaginary part of the estimated electric field with 466 and 498 actuators bumps as probes (*center*). Ten times the difference between the two images (*right*). The intensity scale is the same for all the images.

with two probes mainly at large angular separations in the final image. As already mentioned, one can increase the number of probes to obtain a better estimation of E_{S_0} . However, during an actual observation, the choice between two or more probes will be driven by the time allocated for the speckle minimization versus the astrophysical observation.

3.3. Robustness study

In Sect. 3.2, we assumed no error on the model of the instrument. This is not realistic because the thermal fluctuations and the changing mechanical flexures will always limit the precision of our knowledge on the state of the instrument. We note that the impact of model errors has been studied by [Matthews et al. \(2017\)](#) in the context of ground-based telescopes for *sinc* probes and for an apodized Lyot coronagraph. Here, we determine the impact of model errors assuming actuator probes and a perfect FQPM coronagraph in the space-like conditions (no atmospheric turbulence). We study three different cases: error on the influence

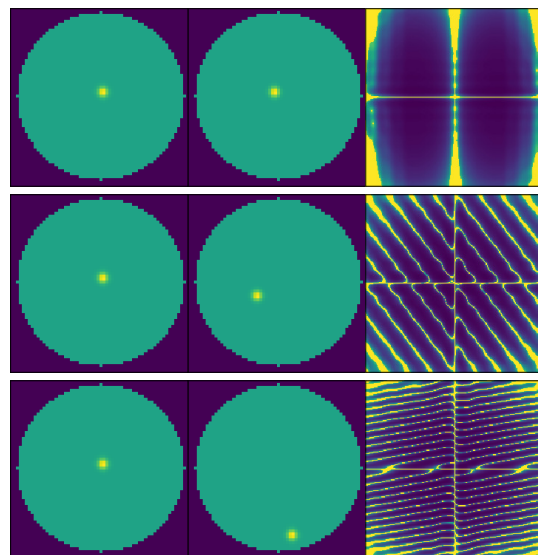
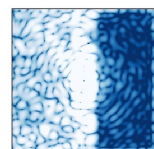


Fig. 4. *Top*: positions of the 466 and 498 index actuators and their associated inverse eigenvalues (best case). *Center*: position of the 466 and 591 index actuators and their associated inverse eigenvalues (average case). *Bottom*: position of the 466 and 390 index actuators and their associated inverse eigenvalues (bad case). In the third column, the highest of the inverse eigenvalues do not exceed the same threshold and appear bright.

function of the DM actuator, translation, and rotation of the DM relative to the pupil. For each case, we measure the RMSE for three DH sizes discarding all pixels of the DH above $3\sigma_0$ as



explained in the previous section. The sizes of these DHs are $28 \lambda/D \times 28 \lambda/D$, $14 \lambda/D \times 14 \lambda/D$ and $7 \lambda/D \times 7 \lambda/D$. Under the assumptions described in Sect. 3.1, we first calculate the true electric field E_{S_0} followed by simulating the PW technique using actuators 466 and 498 as probes.

3.3.1. Influence function

In this section, we study the impact of an error on the model of the influence function. First we simulate images I_m^\pm by considering the influence function of the actuators to be a Gaussian function with full width half maximum (FWHM) equals to 1.2 times the pitch (the distance between two sequential actuators). When this FWHM is used in the model, Eq. (13) provides the best estimation of \hat{E}_{S_0} . When we use a Gaussian function with a FWHM in the model of the instrument that differs from the one used to simulate the images I_m^\pm , the pseudo inverse matrix of Eq. (13) deviates from the best solution. We test several FWHM and, for each of them, we plot the RMSE metric on the left of Fig. 5. For the three DH sizes, the RMSE (error on the estimation) remains below 20% as long as the error on the FWHM of the influence function stays below 25%. The knowledge of the influence function is therefore important for an accurate estimation of the electric field. To model the DM on the THD2 bench in the rest of the paper except in Sect. 4.3, we use the non-Gaussian function measured by Mazoyer et al. (2014b).

3.3.2. Actuator positions

In this section, we study the impact of a model error on the DM position. As previously, we acquire images, I_m^\pm , by fixing a certain position of the DM. This is referred to as the ‘‘true DM’’. We then consider that the modeled DM array is translated relative to the true DM in the horizontal direction in Fig. 1. We calculate the estimated field, \hat{E}_{S_0} , and the corresponding RMSE for each simulated error and for the three considered DHs. The central plot in Fig. 5 shows the RMSE results. A translation of the modeled DM relative to the true one has more impact on the PW estimation when the DH is larger. It means that the estimation of E_{S_0} is worst in the regions far from the optical axis. This is logical since the errors in the pupil plane are larger for higher spatial frequencies than for the lower spatial frequencies when the estimated aberrations in the pupil plane are translated relative to the true ones (α and β). For instance, a translation error of one pitch implies a 20% error in the $7 \lambda/D \times 7 \lambda/D$ region around the center, whereas it reaches 60% in the largest DH ($28 \lambda/D \times 28 \lambda/D$). The more uncertainties there are on the positions of the actuators, the narrower the region of correction.

We now consider that the modeled DM is not translated relative to the true one but is rotated around the pupil center. We calculate the estimated field and the RMSE for each rotation error. Results are plotted in blue on the right of Fig. 5. As for the translation error, the larger the DH the more sensitive the PW is to the rotation error. For example, the RMSE is 10% for the largest DH ($28 \lambda/D \times 28 \lambda/D$) and 5% for the smallest one. Actuator 498 is at about two actuators from the pupil center such that a rotation of 10° corresponds to a translation of 0.35 pitch. From the translation error plot (center plot of Fig. 5), a 0.35 pitch translation error gives a RMSE of $\sim 10\%$ for the largest DH and $\sim 5\%$ for the smallest one. We therefore expect the PW estimation to be more sensitive to an error on the angular position of the DM if the actuator-probes are further away from the center of the pupil. We confirm this statement by executing the same study for a pair of actuator-probes closer to the edge of the pupil: actuators 283

and 251. The results plotted in red on the right of Fig. 5 confirm the following statement: the closer the pair of actuator-probes is to the center of the pupil, the more robust is the PW with respect to a rotational error.

4. Wavefront control

Once the electric field E_{S_0} is estimated, DMs are controlled to minimize the stellar speckle intensity inside a DH. In this section, we present two wavefront control techniques (SCC and EFC) assuming small aberrations (α and β) and a single DM placed in the pupil plane. Both techniques use an iterative process and a control matrix.

4.1. SCC and EFC common strategy

Classical AO systems measure and minimize the phase aberrations β in the pupil plane. In the context of HCI, this strategy is not optimal because the amplitude aberrations α also induce stellar speckles in the science image. Moreover, DMs cannot control all the high spatial frequencies because of the limited number of actuators. Therefore, even if there are no amplitude aberrations, one DM cannot completely null the phase β . That is why Malbet et al. (1995) proposed to minimize the stellar speckle intensity inside a DH in the science image instead of the phase in a pupil plane. This has two main advantages. The field induced by both amplitude and phase aberrations can be minimized. And a stronger attenuation can be reached using the frequency-folding phenomenon and by decreasing the size of the DH (Bord e & Traub 2006; Give’On et al. 2006).

We assume a single DM placed in the pupil plane and we consider that the focal plane field $E_{DM} = iC[A\phi]$ induced on the science detector is a linear combination of the DM actuator voltages \bar{a} :

$$E_{DM} = \mathbf{G} \bar{a}, \quad (14)$$

where \mathbf{G} is the linear transformation matrix between \bar{a} and E_{DM} .

For the purposes of minimizing the speckle intensity, we search for the DM voltages that minimize the electric field $E_S = E_{S_0} + E_{DM}$ of Eq. (3) inside the DH. In other terms, we minimize the following least mean squared criteria inside the DH:

$$d^2 = \|E_{S_0} + \mathbf{G} \bar{a}\|^2. \quad (15)$$

Several methods exist to solve this equation. We use a truncated SVD to invert the matrix \mathbf{G} and obtain the control matrix \mathbf{G}^\dagger . Indeed, the SVD is an easy-to-compute method to invert matrices and to minimize least-mean squared criteria. However, the problem is always ill-conditioned, which leads the derived solution \bar{a} to be highly sensitive to any error in the computation of \mathbf{G} and E_{S_0} . Hence, we chose to regularize the SVD of \mathbf{G} by truncating the lowest singular values to decrease the condition number and to ensure a more stable solution. Therefore, if we separate and concatenate the real and imaginary parts, one solution of Eq. (15) can be written as:

$$\bar{a} = -g[\Re(\mathbf{G}) \frown \Im(\mathbf{G})]^\dagger [\Re(E_{S_0}) \frown \Im(E_{S_0})], \quad (16)$$

where \frown represents the concatenation. The field E_{S_0} is the one estimated by the FPWFSs such as the SCC or PW. Because of the linearization of Eq. (3), we work in closed loop minimizing d in several iterations. The gain g ensures the loop convergence.

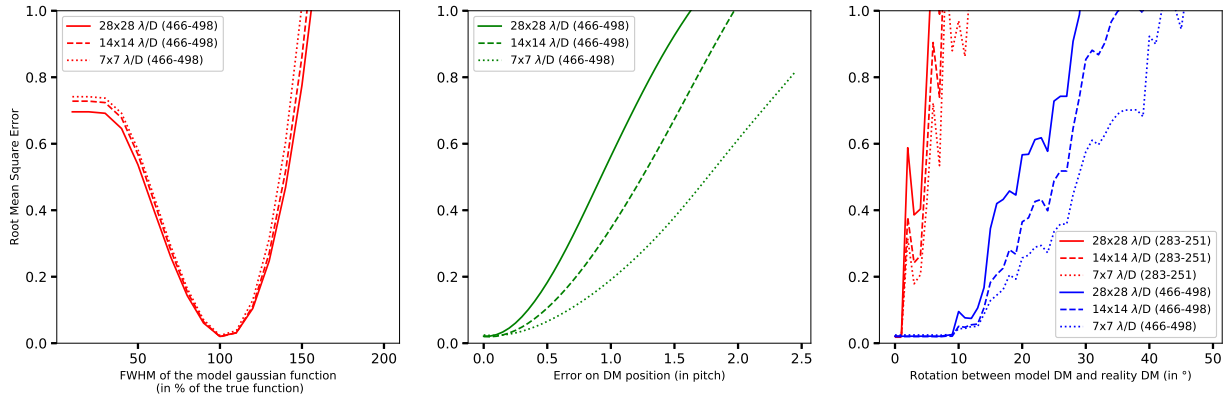


Fig. 5. RMS error for three sizes of DH as a function of model errors. *Left:* influence function size error. *Center:* DM translation error. *Right:* DM rotation error for two different combinations of probes.

4.2. Control matrices implementation

The main difficulty of the WFC strategy is to determine the matrix \mathbf{G} . In the case of SCC (Sect. 4.2.1), we use an empirical matrix recorded prior to closing the correction loop. For the EFC (Sect. 4.2.2), we use an analytical model of the instrument to calculate a synthetic matrix.

4.2.1. Self-coherent camera

The SCC technique does both focal plane wavefront sensing (Sect. 2.2) as well as WFC in closed loop. Mazoyer et al. (2014a) showed that minimizing I_{shifted} of Eq. (8) is the same as minimizing E_{S_0} inside the DH when the reference field E_R is nonzero over the DH. This is the case in the configuration we test in Sect. 5. Therefore, we can replace E_{S_0} by I_{shifted} in Eq. (16).

In the literature, the SCC interaction matrix \mathbf{G} is an empirical matrix measured before applying the correction by recording SCC images while known sine and cosine patterns are applied on the DM (Poyneer & Véran 2005). For the p th sine/cosine function, $I_{\text{shifted in DH},p}$ is estimated from Eq. (8). Calling N the number of sine/cosine functions, the interaction matrix D gathers all the measurements

$$D = \begin{bmatrix} I_{\text{shifted in DH},1} \\ \vdots \\ I_{\text{shifted in DH},N} \end{bmatrix}. \quad (17)$$

The \mathbf{G} matrix can then be obtained using

$$\mathbf{G} = DS, \quad (18)$$

where S is the linear map between the DM actuator voltages \tilde{a} and the sine/cosine basis.

4.2.2. Electric field conjugation

The second WFC that we study is the EFC described in Give'On et al. (2007a), also called speckle field nulling in Bordé & Traub (2006). Unlike SCC, EFC is based on the model of the instrument. We take into account the same model which was used for the PW (Sect. 2.3) to calculate the electric field E_{DM} induced by each actuator of the DM inside the DH. We decided to use the actuator basis (Boyer et al. 1990) and note that a sine/cosine basis can also be implemented. We then calculated

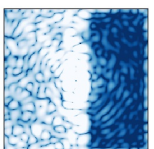
all the simulated fields to build the synthetic matrix \mathbf{G} . We can eventually use the synthetic matrix and the electric field E_{S_0} measured by PW (Eq. (3)) to derive the DM voltages from Eq. (16) to minimize the stellar speckle intensity inside the DH region.

The efficiency of EFC as well as PW is strongly correlated to the level of inaccuracy within the model. One can mitigate the impact of the inaccuracies truncating the SVDs. The PW SVD is needed in Eq. (13) for the wavefront sensing. In case of no truncation, the field E_{S_0} is accurately estimated everywhere in the DH except at certain specific positions (bright areas in Fig. 4) that can induce bright speckles and lead to instabilities of the correction loop. If too many values are eliminated, the estimation of E_{S_0} is biased and the minimization is not effective. The EFC SVD is needed in Eq. (16) for the WFC. If no truncation is used then the noise and the estimation errors induce inaccurate motion of the DM actuators. This will also lead to the instabilities of the correction loop. If too many values are truncated then the loop becomes stable but almost no modes are compensated by the DM leading to no improvement in the speckle intensity minimization. In this work, we empirically chose the values of both PW and EFC truncations to obtain the best performance without diverging in numerical simulations.

4.3. Robustness study of the PW+EFC closed loop

This section presents the impact of model errors on the performance of the PW+EFC correction loop. We consider the same errors as for PW in Sect. 3.3: influence function size, translation and rotation of the DM. We use the assumptions of Sect. 3.1 except for the amplitude aberrations. Here they are assumed to be at 10% rms error and their PSD distribution is almost flat so that we may approach the testbed environment of the THD2. The two probes for the PW technique are considered to be the bumps of the actuators 466 and 498. We fix the loop gain at $g = 0.5$. We simulate 578 actuators in the pupil to calculate the matrix \mathbf{G} and we select 550 modes after the EFC SVD. As we study the correction of both amplitude and phase aberrations by a single DM, the correction is done within a half DH spreading from $2\lambda/D$ to $13\lambda/D$ on the horizontal axis and $-13\lambda/D$ to $13\lambda/D$ on the vertical axis. After the tenth iteration, the contrast level C is computed as the 1σ azimuthal standard deviation of the intensity in the coronagraphic science image divided by the maximum of the non-coronagraphic point spread function (PSF).

The results are shown in Fig. 6. In each plot, the full line is the performance with no model error. Model errors can strongly



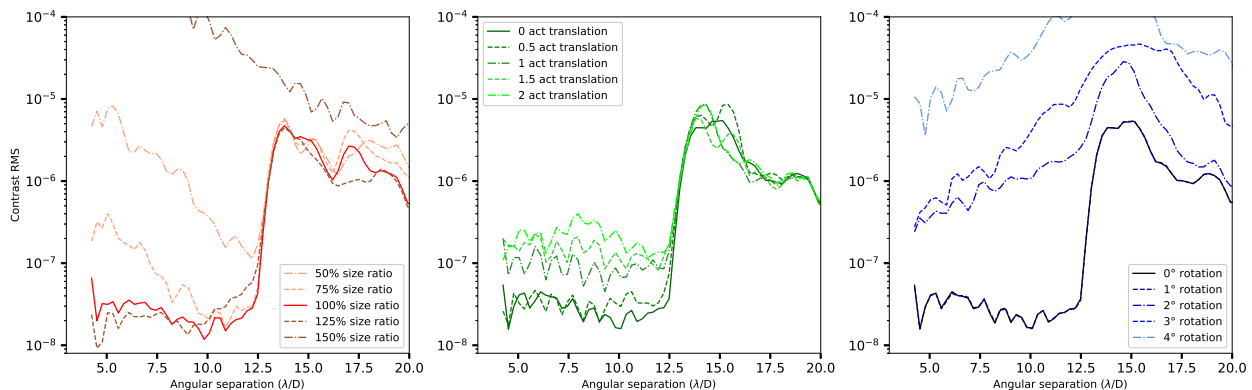


Fig. 6. RMS contrast as a function of the angular separation for different cases of model errors when implementing PW+EFC. Model errors simulated are the size of the influence function (*left*), a lateral translation of the DM (*center*), and a rotation of the DM (*right*).

impact both the WFS (Sect. 3.3) and the WFC. In order to reach a 10^{-7} contrast level, the size of the influence function has to be known with less than 25% error, the translation of the modeled DM relative to the true one should be less than 0.5 pitch and the orientation of the modeled DM should be better than 1° .

5. Lab performances: wavefront sensing and control on the THD2 bench

5.1. Bench description

We compared the two wavefront sensing and control techniques described above on a HCI testbed developed at LESIA (Observatoire de Paris). The optical testbed, called THD2 for *trés haute dynamique*, is located in an ISO7 pressurized clean room. It is described in detail in Baudoz et al. (2018a) and its layout is shown in Fig. 7. In this paper, we used the following components:

- An optical single mode fiber providing a monochromatic light source of wavelength 783.25 nm with a bandwidth less than 2 nm. The focal length of the first off-axis parabola (500 mm) flattens the Gaussian output of the fiber over the pupil diameter. The resulting amplitude aberration allows to reach a contrast level below 10^{-7} at $1 \lambda/D$.
- An entrance pupil of 8.23 mm diameter.
- 32×32 Boston-Micromachine (DM3) settled in pupil plane 2.
- A FQPM located at the focal plane 3 in Fig. 7.
- A Lyot-stop of 8 mm diameter in the pupil plane 3 (corresponding to a Lyot filtering of 97.2%). In this Lyot plane, a small pinhole with a diameter of 0.4 mm is located at 14.1 mm from the center of the Lyot stop and can be opened or closed to allow the use of the SCC. The ratio between the pinhole and the Lyot stop gives the first zero of the reference field at a radius of $24 \lambda/D$. Thus, the SCC could theoretically correct a DH with a diameter up to $48 \lambda/D$.
- Part of the light stopped by the Lyot-stop is reflected towards a Low Order Wavefront Sensor detector in the focal plane 4. This channel is used to stabilize the image of an on-axis star at the center of the FQPM thanks to the tip-tilt mirror placed before the first pupil plane (Singh et al. 2014).
- A sCMOS camera recording images in the focal plane 5.

The exact level of the phase induced by DM3 was not well known because there is no absolute WFS on the THD2 bench. To calibrate DM3, which is located in the pupil plane, we apply

a cosine pattern with a small amplitude. This creates two copies of the PSF in the coronagraphic focal plane. By measuring the intensity of the copies with respect to the non coronagraphic PSF intensity, we infer the amplitude of the cosine optical path difference (OPD) that was introduced by the DM. We then obtain the conversion factor from voltages to OPD.

The DM also has a non-linear response for each actuator that we numerically linearized using a quadratic function. Finally, neighbor actuators are coupled. However, for small displacements (less than 100 nm), the relative accuracy on the actuator displacement is better than 10%, which is not a limitation since we operate in closed loop.

5.2. Wavefront sensors comparison

The PW technique is sensitive to the model errors, especially to the DM position with respect to the pupil (Sect. 3.3). We took advantage of the previous implementation of the SCC on the THD2 bench to figure out the position of each actuators with respect to the pupil. We estimated that the actuators' positions with respect to the pupil are known with an accuracy of better than a 0.2 pitch. The use of SCC for this measurement is not mandatory. It could be replaced by another WFS or pupil imaging.

We first used SCC and PW to retrieve a 1.65 ± 0.05 nm cosine pattern that is applied to DM3. The SCC phase estimation is showed on the left of Fig. 8.

We then independently use PW using three probes: actuators numbered 309, 495, and 659 (Fig. 1) with an amplitude of 33 ± 3 nm. The electric field E_{S_0} is derived from Eq. (13). Finally, we use the inverse model of the instrument to get back to the pupil plane with a minor loss of information due to FQPM filtering (Mazoyer et al. 2013; Herscovici-Schiller et al. 2018a). The PW phase estimation is shown on the center of Fig. 8. The right panel gives the difference between the SCC estimation and 0.90 times the PW estimation. The coefficient 0.90 was chosen to minimize the residuals. The location and orientation in the pupil plane of the cosine function are consistent for both methods. The 10% difference in phase amplitude might comes from the conversion from voltages to OPD that was calibrated with an accuracy of 10%. This effect can easily be compensated during the correction by choosing a gain g smaller than 1 in Eq. (16).

We then used SCC and PW to retrieve a F -shape phase map induced by the poked actuators (six in total) with an amplitude of 33 nm on DM3. The estimated phase map (first row) and

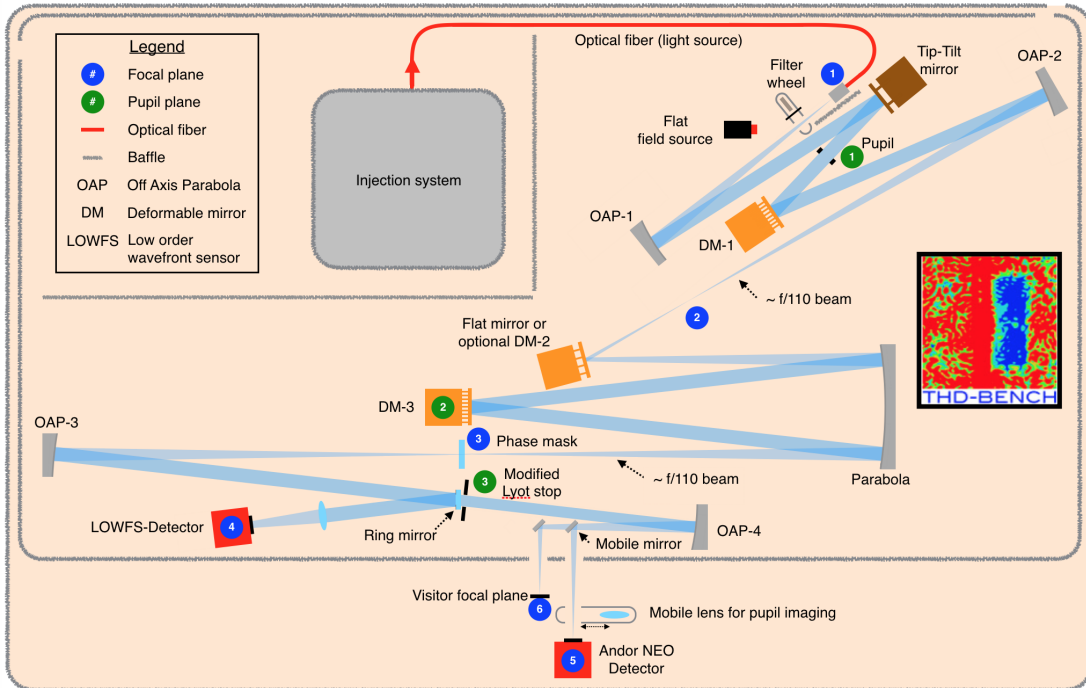


Fig. 7. Layout of the THD2 bench presenting different optical components.

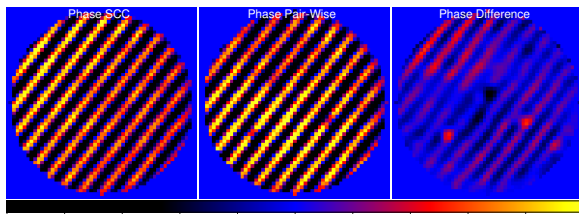


Fig. 8. Left: SCC estimation (in nm) of an estimated 1.65 nm cosine. Center: PW estimation (in nm) of the same 1.65 nm cosine. Right: difference between the SCC estimation and 0.90 times the EFC estimation.

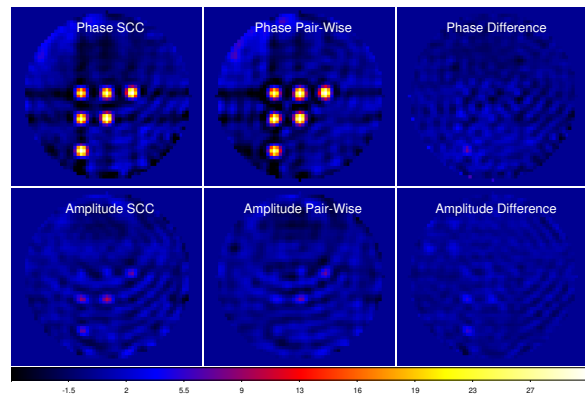


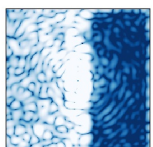
Fig. 9. Left: SCC estimation (in nm) of the 33 nm F -shape for both phase and amplitude aberrations. Center: PW estimation (in nm) of the 33 nm F -shape. Right: difference between the SCC estimation and 0.93 times the EFC estimation.

amplitude (second row) are shown in Fig. 9 for SCC (left) and PW (center). The dark vertical and horizontal structures that are aligned with the poked actuators are the artifacts produced by the FQPM transitions which diffract light outside of the Lyot stop. We proved in a laboratory setting that this is not a limitation for efficient correction (Mazoyer et al. 2013) inside a DH because we do not need to back propagate the phase and amplitude aberrations in the pupil plane. Here, we do the back propagation only for the purposes of presentation. We find that SCC and PW provide very similar phase estimation. The difference between the estimation of SCC and 0.93 times the estimation of PW is shown on the right of the figure. The coefficient 0.93 was again chosen to minimize the energy of the difference. As previously, the coefficient might come from the voltage-to-nanometer accuracy. The F -shape pattern is also detected in the amplitude images. This is because both SCC and PW measure the second order in the Taylor expansion of $e^{i\phi}$ with ϕ the phase induced by the DM. For a 33 nm phase aberration at 783.25 nm, we expect an amplitude aberration of $\phi^2/2 \approx 3.5\%$. Converted to OPD unit at 785.25 nm, we find an amplitude error of 4.4 nm. In the SCC and PW amplitude estimation, we measure an amplitude error of 4.2 nm rms

for PW and 6.5 nm rms for SCC, which is consistent with what was expected.

5.3. Wavefront control comparison

We finally tested the correction loop considering both SCC and PW+EFC independently. In both cases, we started from the same DM voltages implying that the same initial phase and amplitude aberrations were considered prior to testing. The initial image corresponds to a coronagraphic image where the phase was pre-corrected with SCC to reach a contrast level of $\approx 10^{-6}$ (Fig. 10, left). As a first experiment, we used the PW technique to estimate the field as explained in Sect. 5.2 and EFC with 550 modes to create a half DH from $2\lambda/D$ to $13\lambda/D$ in one



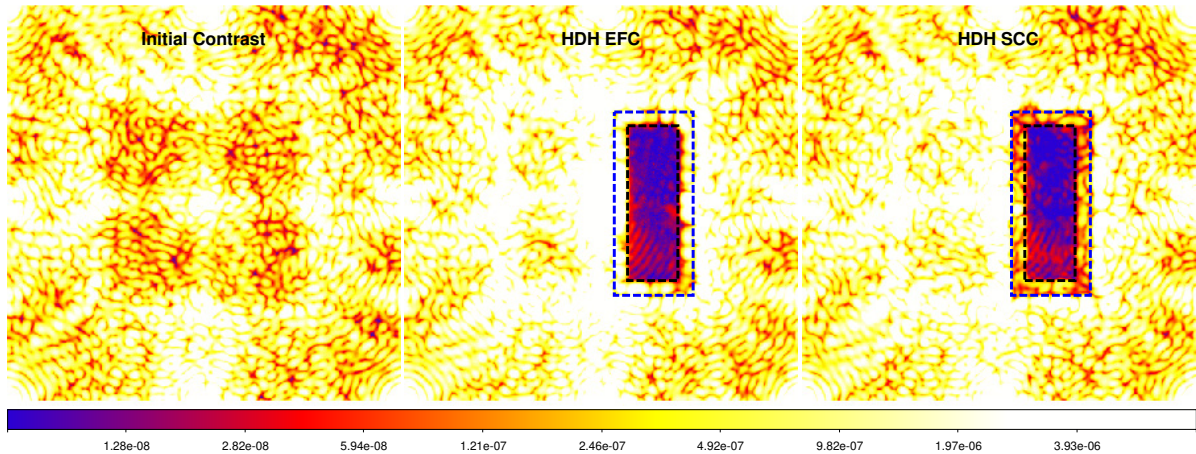


Fig. 10. Left panel: initial raw contrast. Center panel: raw Half DH contrast correction done with the EFC. Right panel: raw Half DH contrast correction done with the SCC. The blue rectangle corresponds to the region $2-13 \lambda/D$ and $-13-13 \lambda/D$ half DH. After ten iterations, the DH size is decreased to a size of $4 \times 11 \lambda/D$ and $-11 \times 11 \lambda/D$ shown here in the inner black rectangle.

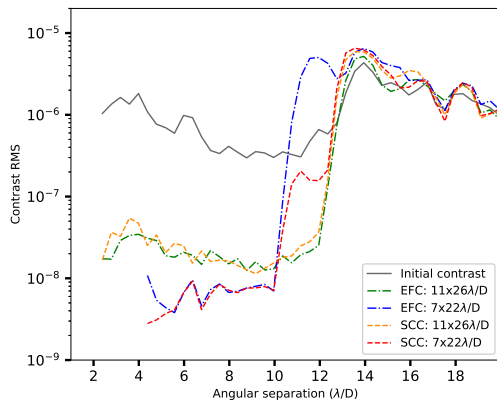


Fig. 11. Comparison of 1σ contrast inside a half DH versus the angular separation obtained when implementing PW+EFC and the SCC on the THD2 bench.

direction and from $-13 \lambda/D$ to $13 \lambda/D$ in the other direction. After ten iterations, we calculate the 1σ contrast C inside the half DH as defined in Sect. 4.3. We plot C against the function of the angular separation as a green dash-dot line in Fig. 11. The contrast remains between 10^{-8} and 3×10^{-8} in the range $2-12 \lambda/D$. This result is in very good agreement with the numerical simulation obtained with no model error (full lines in Fig. 6). We conclude that our model of the THD2 bench is capable of providing a correction at a $<10^{-8}$ contrast level accuracy. The same closed loop algorithm was also implemented with only two probes (466 and 498), which led to the same contrast level but it proved to be less stable with time. A complete study of EFC stability is in progress and out of the scope of the current paper.

Starting from the last iteration of the first experiment, the correction area was reduced by $2 \lambda/D$ on each side to get a smaller half DH of size $7 \lambda/D \times 22 \lambda/D$. The correction reached a limit after ten iterations without diverging. The resulting image is presented in the center of Fig. 10 and the corresponding contrast is plotted in Fig. 11 as a blue dash-dot line. The contrast reaches a level of 7.5×10^{-9} at 11σ inside the DH. Consequently, we improved the contrast level by a factor of about 2 by decreasing the size of the DH. A pattern visible inside the DH (series of

rings) seems to originate from a ghost reflection induced by the FQPM. These artifacts cannot be corrected because the light is not coherent with the central source and it sets a 8×10^{-9} contrast limit in the lower part of the DH. In the top part, we measure an averaged 11σ contrast level of 4×10^{-9} .

On the same day, we used SCC starting from the same aberrations as assumed for the PW probing test (left image of Fig. 10). The only difference in the settings is the presence of the SCC reference pinhole in the Lyot stop plane. An interaction matrix was recorded by applying sine/cosine functions on the DM3. We first minimize the speckle intensity inside the same region of the DH ($11 \lambda/D \times 26 \lambda/D$) as performed for the PW+EFC. After 10 iterations, we stop the loop. We close the reference channel and, we record the coronagraphic image. We then open the reference channel, change the DH size to $7 \lambda/D \times 22 \lambda/D$ and, apply the SCC correction for 10 iterations. The resulting coronagraphic image is presented on the right of Fig. 10. The contrast levels for the two DH sizes are plotted in Fig. 11 in orange (larger DH) and red dashed lines. The detection of the ghost and the contrast level in all parts of the images are very similar to the ones obtained with the PW+EFC. Both the PW+EFC and the SCC techniques enable a similar minimization of the speckle intensity at a contrast level of $\sim 5 \times 10^{-9}$.

6. Discussion

This paper presents the first laboratory comparison of the two WFS/WFC algorithms: one which uses a spatial modulation of the speckle intensity (SCC) and the other based on the temporal modulation (PW+EFC). We list the pros and cons of both techniques in this section.

6.1. Performance of WFS/WFC on THD2

The SCC has already been demonstrated on the THD2 bench (Baudoz et al. 2018b), where the contrast levels down to 10^{-8} in the region $-12 \lambda/D \times 12 \lambda/D$ in a full DH are obtained by controlling two DMs (DM3 in the pupil plane and DM1 situated at 26.9 cm from the pupil plane in a collimated beam). In this paper, we used only DM3 and reached similar performance (Sect. 5.3). However, we had to focus on half of the field of view because we used a single DM instead of two.

Apart from the optical ghost probably induced by the FQPM, there are several other sources that prevent reaching the contrast level below 5×10^{-9} on THD2. First, the basic correction algorithm used for both EFC and SCC may drive the contrast level to a local minimum. Other minimization techniques based on the regularization terms (Pueyo et al. 2009; Mazoyer et al. 2018; Herscovici-Schiller et al. 2018b) may be required to improve the minimization of the speckle intensity. This study is currently in progress in the laboratory. Moreover, the electronics of the DM3 that use a 14-bit ADC also limit the contrast above 5×10^{-9} . It will be upgraded to 16-bit ADC in the coming months. In addition, the testbed is not under vacuum, so the internal turbulence may arise from thermal and mechanical variations. In that case, the SCC algorithm using a single image per loop would present an advantage over the PW+EFC, which is slower because it requires at least four images at each iteration.

6.2. Temporal versus spatial modulation

In this section, we discuss the advantages and drawbacks of the two techniques implemented on the THD2 testbed, applied in space-like conditions and using only one DM for correction.

There is no significant difference in the contrast performance. Both techniques reach the current limits of the THD2 bench. Each iteration of the SCC technique requires a single image so the correction is faster than for the PW+EFC which need at least five images (four for the PW estimation and one for the astrophysical purpose). To sample the spatial fringes, the SCC however requires about three times more pixels on the science detector than the PW+EFC. When combined with the number of images per iteration, SCC spreads the light over less pixels though: three times more pixels per image but five times less images per iteration. However, Bordé & Traub (2006), Give'On et al. (2007a) proposed solutions to reduce the number of images for the PW+EFC. The SCC reference beam adds a flat distribution of light that cannot mimic a planet signal. The downside is that it adds photon noise. It may thus be required to adjust the diameter of the reference channel during the observation so that the reference flux is always below the speckle level. The reference flux can also be used a posteriori for coherence differential imaging because it spatially modulates the stellar speckles that remains after WFC (Baudoz et al. 2012). We can imagine that the probe images of the PW technique can also be used for the coherence differential imaging.

Up until now, the SCC has used an empirical interaction matrix that has to be recorded before the correction loop is closed. The matrix can be impacted by the detection noise and, above all, it requires telescope time (at least the instrument time if the matrix is recorded using the internal source). This strategy is not optimal if the matrix needs to be updated regularly to account for the changes in the instrument configuration. On the contrary, PW+EFC use a numerical model of the instrument so that several synthetic interaction matrices can be calculated before the observations for numerous instrument configurations. These matrices are, however, very sensitive to model errors. In both cases (empirical and synthetic matrix), the matrices can be useless if one parameter of the instrument suddenly changes. That is why, a semi-empirical solution may be required: regular recording of a few data to modify the synthetic or empirical matrix. Our team is currently investigating such solutions.

The PW+EFC combination can easily be implemented in any coronagraphic instrument that includes a DM. On the con-

trary, the SCC requires optics large enough to allow the light of the reference pinhole to propagate from the Lyot stop plane to the final detector. This condition is not a strong drawback for future instruments but it prevents the implementation of the SCC on most of the current instruments which were not designed with such a flexibility.

The current versions of the SCC and the PW+EFC which are implemented on the THD2 bench use a basic truncated SVD to calculate the control matrix. More advanced solutions adding regulation terms for example may help to improve the stability and the performance of both techniques.

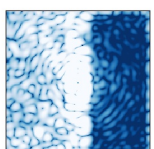
7. Conclusion

This paper described and compared two high-contrast imaging techniques. Both techniques retrieve the electric field associated to the stellar speckle in the science image and control DMs to minimize the speckle intensity. One of the techniques, called the self-coherent camera (SCC), uses spatial modulations of the speckle intensity and an empirical model of the instrument. The other, pair-wise probing associated with electric field conjugation (PW+EFC), is based on temporal modulations and a synthetic model.

We first provided a mathematical description of these techniques. Then we used numerical simulations to demonstrate that PW is more efficient if the two actuators used as probes are close to each other. In simulations, we also studied the robustness of PW as well as PW+EFC when model errors, such as the knowledge on the DM position and influence function, are taken into account. We finally demonstrated and compared the two techniques in laboratory on the THD2 bench. We tested the SCC and PW under the same phase and amplitude aberrations to show that both techniques were capable of measuring the aberrations with a subnanometer accuracy. We compared PW+EFC and SCC abilities to generate a dark hole in space-like conditions in a few iterations. Both techniques converge to a contrast of $\sim 5 \times 10^{-9}$ between $2\lambda/D$ and $12\lambda/D$ and are mainly limited by an optical ghost. In this paper, both techniques were studied and compared in monochromatic light. It can also be done in broadband using hardware or software upgrades for both SCC (Delorme et al. 2016) and PW+EFC (Seo et al. 2017).

We discussed the advantages and drawbacks of each technique. In terms of wavefront sensing and control, both techniques provide similar performance down to 5×10^{-9} contrast levels. One of the advantage of the SCC is that it enables coherence differential imaging that can improve, a posteriori, the contrast achieved after the active minimization of the speckle field. It is, however, more complicated to implement it on the existing instruments than the PW+EFC. Our main conclusion is that the two techniques are mature enough to be implemented in future space telescopes equipped with DMs for high-contrast imaging. Future studies are planned to include testing these techniques in more realistic configurations with obstructed pupils and broadband imaging using several DMs in cascade.

Acknowledgements. The authors thank the Centre National d'études Spatiales (CNES) which co-funds Axel Potier PhD work. We particularly thank Jean-Michel Le Duigou for his support and Johan Mazoyer for his comments. AP also thank the le-de-France region, and its programm DIM-ACAV+ for being the second co-funder of its PhD work. GS would like to acknowledge the funding received from the European Union's Horizon 2020 research and innovation programme under the Marie Skłodowska-Curie Grant agreement No. 798909. This work was carried out as part of IRIS Origines et Conditions d'Apparition de la Vie funded by IDEX with reference ANR-I0-IDEX-0001-02 PSL*.



References

- Alonso-Floriano, F. J., Sánchez-López, A., Snellen, I. A. G., et al. 2019, *A&A*, **621**, A74
- Baudoz, P., Boccaletti, A., Baudrand, J., & Rouan, D. 2006, in *IAU Colloq. 200: Direct Imaging of Exoplanets: Science & Techniques*, eds. C. Aime, & F. Vakili (Cambridge, UK: Cambridge University Press), 553
- Baudoz, P., Mazoyer, J., Mas, M., Galicher, R., & Rousset, G. 2012, in *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy IV*, Proc. SPIE, 8446, 84468C
- Baudoz, P., Galicher, R., Patru, F., Dupuis, O., & Thijs, S. 2018a, *AO4ELT 2017 Conference Proceeding* [arXiv:1801.06600]
- Baudoz, P., Galicher, R., Potier, A., et al. 2018b, in *Advances in Optical and Mechanical Technologies for Telescopes and Instrumentation III*, SPIE Conf. Ser., 10706, 107062O
- Beuzit, J. L., Vigan, A., Mouillet, D., et al. 2019, *A&A*, **631**, A155
- Bordé, P. J., & Traub, W. A. 2006, *ApJ*, **638**, 488
- Boyer, C., Michau, V., & Rousset, G. 1990, in *Adaptive Optics and Optical Structures*, eds. R. K. Tyson, & J. Schulte In den Baeumen, *Proc. SPIE*, **1271**, 63
- Debes, J., Bailey, V., Kasdin, J., et al. 2019, *AAS/Division for Extreme Solar Systems Abstracts*, **51**, 330.19
- Delorme, J. R., Galicher, R., Baudoz, P., et al. 2016, *A&A*, **588**, A136
- Espinoza, N., Rackham, B. V., Jordán, A., et al. 2019, *MNRAS*, **482**, 2065
- Galicher, R., Baudoz, P., Rousset, G., Totems, J., & Mas, M. 2010, *A&A*, **509**, A31
- Give'On, A., Kasdin, N. J., Vanderbei, R. J., & Avitzour, Y. 2006, *J. Opt. Soc. Am. A*, **23**, 1063
- Give'On, A., Belikov, R., Shaklan, S., & Kasdin, J. 2007a, *Opt. Exp.*, **15**, 12338
- Give'On, A., Kern, B., Shaklan, S., Moody, D. C., & Pueyo, L. 2007b, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, SPIE Conf. Ser., 6691, 66910A
- Give'On, A., Kern, B. D., & Shaklan, S. 2011, in *Techniques and Instrumentation for Detection of Exoplanets V*, Proc. SPIE, 8151, 815110
- Gonsalves, R. A. 1982, *Opt. Eng.*, **21**, 829
- GRAVITY Collaboration (Nowak, M., et al.) 2020, *A&A*, **633**, A110
- Guyon, O. 2004, *ApJ*, **615**, 562
- Herscovici-Schiller, O., Mugnier, L. M., Baudoz, P., et al. 2018a, *A&A*, **614**, A142
- Herscovici-Schiller, O., Mugnier, L. M., Baudoz, P., et al. 2018b, in *Adaptive Optics Systems VI*, SPIE Conf. Ser., 10703, 1070329
- Konopacky, Q. M., Barman, T. S., Macintosh, B. A., & Marois, C. 2013, *Science*, **339**, 1398
- Lagrange, A.-M., Bonnefoy, M., Chauvin, G., et al. 2010, *Science*, **329**, 57
- Macintosh, B., Graham, J. R., Ingraham, P., et al. 2014, *Proc. Natl. Acad. Sci.*, **111**, 12661
- Malbet, F., Yu, J. W., & Shao, M. 1995, *PASP*, **107**, 386
- Martinez, P., Loose, C., Aller Carpentier, E., & Kasper, M. 2012, *A&A*, **541**, A136
- Matthews, C. T., Crepp, J. R., Vasisht, G., & Cady, E. 2017, *J. Astron. Telesc. Instrum. Syst.*, **3**, 045001
- Mazoyer, J., Baudoz, P., Galicher, R., Mas, M., & Rousset, G. 2013, *A&A*, **557**, A9
- Mazoyer, J., Baudoz, P., Galicher, R., & Rousset, G. 2014a, *A&A*, **564**, L1
- Mazoyer, J., Galicher, R., Baudoz, P., et al. 2014b, in *Adaptive Optics Systems IV*, Proc. SPIE, 9148, 914846
- Mazoyer, J., Pueyo, L., N'Diaye, M., et al. 2018, *AJ*, **155**, 8
- Mazoyer, J., Baudoz, P., Belikov, R., et al. 2019, *BAAS*, **51**, 101
- Mennesson, B., Debes, J., Douglas, E., et al. 2018, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Proc. SPIE, 10698, 106982I
- Paul, B., Mugnier, L. M., Sauvage, J.-F., Ferrari, M., & Dohlen, K. 2013, *Opt. Exp.*, **21**, 31751
- Pope, B., Cvetojevic, N., Cheetham, A., et al. 2014, *MNRAS*, **440**, 125
- Poyneer, L. A., & Véran, J.-P. 2005, *J. Opt. Soc. Am. A*, **22**, 1515
- Pueyo, L., Kay, J., Kasdin, N. J., et al. 2009, *Appl. Opt.*, **48**, 6296
- Racine, R., Walker, G. A. H., Nadeau, D., Doyon, R., & Marois, C. 1999, *PASP*, **111**, 587
- Rouan, D., Riaud, P., Boccaletti, A., Clénet, Y., & Labeyrie, A. 2000, *PASP*, **112**, 1479
- Sauvage, J.-F., Mugnier, L., Paul, B., & Villicroze, R. 2012, *Opt. Lett.*, **37**, 4808
- Seo, B. J., Cady, E., Gordon, B., et al. 2017, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Proc. SPIE, 10400, 104000F
- Singh, G., Martinache, F., Baudoz, P., et al. 2014, *PASP*, **126**, 586
- Snellen, I. A. G., de Kok, R. J., de Mooij, E. J. W., & Albrecht, S. 2010, *Nature*, **465**, 1049
- von Essen, C., Mallonn, M., Welbanks, L., et al. 2019, *A&A*, **622**, A71

5.2.3.2 Compléments à la publication

Régularisation La section 4.2.3.4 présente différentes techniques de régularisation appliquées à la conjugaison du champ électrique. Dans la publication précédente, nous avons fait le choix d'un filtre dur. La figure 5.14 compare filtre dur (troncation) et filtre mou (régularisation Tikhonov) pour une correction PW+EFC de 100 itérations afin de s'assurer que l'algorithme atteint son minimum. Le multiplicateur de Lagrange utilisé dans le cas de la régularisation Tikhonov est la valeur singulière du mode q précisé. On utilise donc les facteurs de régularisation suivants :

$$z_i = \frac{s_i^2}{s_i^2 + s_q^2}. \quad (5.4)$$

On remarque que les performances obtenues par ce type de régularisation sont toujours supérieures à celles obtenues par troncation. Dans le cas d'un faible nombre de degrés de libertés (400 et 420), les modes dont la valeur singulière est plus petite que la valeur seuil sont complètement filtrés dans le cas du filtre dur, alors qu'ils sont simplement atténués dans le cas du filtre mou. Comme ces modes permettent d'optimiser la minimisation de l'intensité des *speckles*, leur utilisation avec un faible gain permet d'améliorer la performance. Dans le cas d'une régularisation plus légère (460 et 480), le gain des modes à faibles valeurs singulières est égal à 1 dans le cas du filtre dur ce qui entraîne des instabilités, voire une divergence de la boucle d'asservissement. C'est ce qui s'est produit pour le cas 460 modes à partir de la 15ème itération. Dans le cas 480, ces modes limitent simplement les performances de la correction. En revanche, la régularisation Tikhonov permet d'atténuer partiellement les modes bruités dans ces cas limites. La régularisation Tikhonov

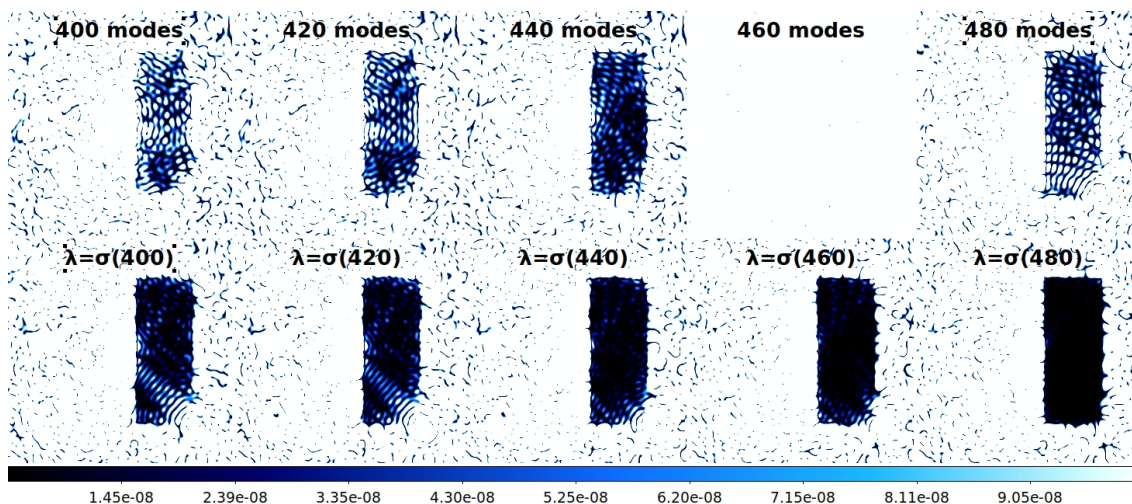
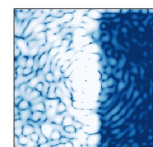


FIGURE 5.14 – Simulations numériques : Images coronagraphiques après 100 itérations de PW+EFC prenant en compte une troncation simple des faibles valeurs singulières (haut) ou une régularisation Tikhonov (bas). Dans le deuxième cas, le multiplicateur de Lagrange λ correspond à la valeur singulière σ du mode indiqué.

nov paraît alors indispensable pour assurer de bonnes performances sur un instrument haut-contraste. De plus, elle minimise aussi l'amplitude du mouvement appliqué sur le DM à chaque itération et est donc nécessaire dans le cas d'un contrôle des aberrations à deux DMs (Pueyo et al. 2009). Elle a été mise en place sur le banc THD2 à la suite



de la publication citée en section 5.2.3.1. Le multiplicateur de Lagrange est cependant toujours choisi arbitrairement, même si sa valeur est moins critique que dans le cas d'une régularisation tronquée. Des travaux sont en cours pour comprendre quelle valeur donner à ce multiplicateur.

Géométrie du Dark Hole Dans la publication précédente, nous considérons un DH à géométrie rectangulaire pour minimiser l'intensité des *speckles* sur le THD2 puisque cette forme était historiquement implémentée au LESIA avec la SCC. Je compare ce choix avec les performances d'un DH à géométrie circulaire par le biais de simulations numériques. La figure 5.15 présente les résultats de plusieurs corrections de l'algorithme EFC, où l'on admet une estimation parfaite du champ électrique. Les défauts de l'algorithme PW n'interviennent donc pas ici. Entre les images du haut et les images du bas, seule la géométrie du DH est modifiée. Les dimensions du DH circulaire sont identiques aux dimensions du DH rectangulaire, excepté dans les coins. Pour chaque test, nous arrêtons la boucle de correction après 10 itérations. Sur la figure, le poids de la régularisation décroît de gauche à droite puisque de plus en plus de modes sont utilisés pour effectuer la correction. On

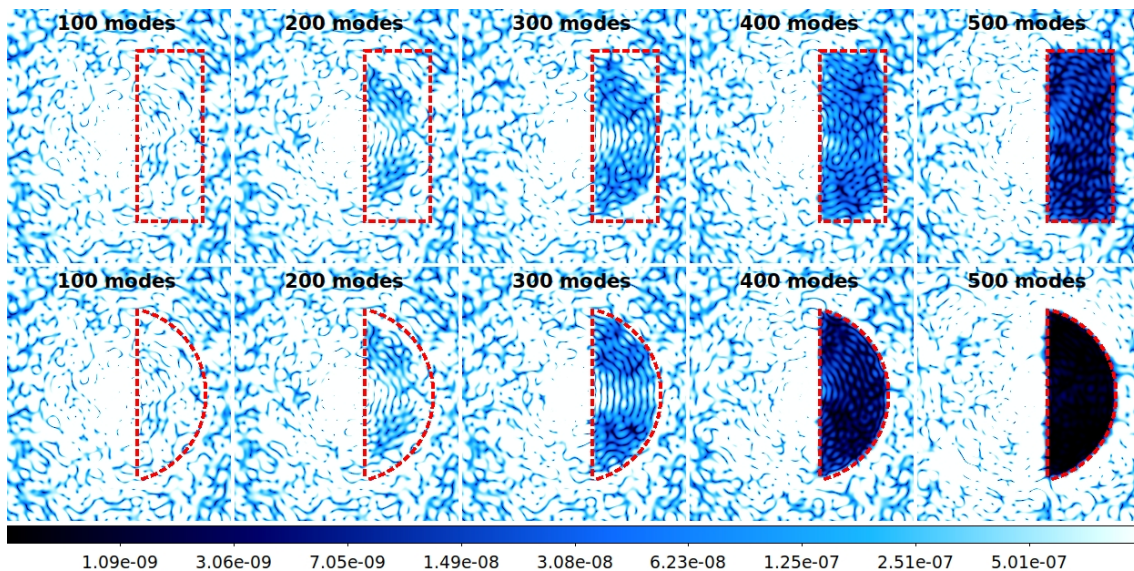


FIGURE 5.15 – Simulations numériques : résultats après 10 itérations de l'algorithme EFC (SVD tronquée) en fonction du paramètre de régularisation et de la géométrie du DH considérés. De gauche à droite, on augmente le nombre de degrés de libertés. Les images du haut (respectivement bas) correspondent à un DH rectangulaire (respectivement circulaire).

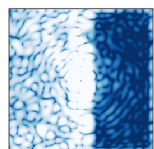
remarque que les modes dont la valeur singulière est grande sont ceux qui affectent les fréquences spatiales les plus faibles. Il est donc nécessaire de moins régulariser la solution du problème inverse pour atteindre une correction dans les bords du DH rectangulaire. Dans ce cas, le risque est donc de choisir un nombre de degrés de libertés trop important et de voir les modes les plus bruités l'emporter sur la correction, ce qui conduirait à une divergence de la boucle d'asservissement. Cependant, les bords du DH rectangulaire sont des régions dans lesquelles les algorithmes de post-traitement de type imagerie différentielle angulaire (voir section 3.4.2) sont moins efficaces. Il est alors préférable de considérer une géométrie circulaire quel que soit le nombre de degrés de libertés. Ainsi, les degrés

de libertés qui correspondent aux positions dans les coins sont utilisés pour minimiser plus profondément l'intensité des tavelures à l'intérieur du disque. Ce choix de géométrie sera prochainement mis en œuvre sur le THD2, quel que soit l'algorithme d'estimation du champ électrique (PW ou SCC) et de correction utilisé.

5.2.3.3 Coronographe PAPLC

L'algorithme PW+EFC a plus récemment été utilisé lors d'un test en collaboration avec Emiel Por, doctorant à l'Observatoire de Leiden pour lequel on a remplacé le coronographe FQPM par un PAPLC. En effet, la SCC, telle qu'elle est installée sur le THD2, ne peut fonctionner pleinement avec des coronographes à masques d'amplitude en plan focal puisque le signal lumineux traversant la voie de référence est alors trop faible pour faire apparaître les franges. On exploite ici un coronographe à lame de couteau. La transmission de ce coronographe est binaire, égale à 0 d'un côté et 1 de l'autre comme présentée à gauche de la figure 5.16. Sur le THD2, on a simplement utilisé une lame de rasoir dont le bord est situé à $1.2\lambda/D$ du cœur de la PSF indiqué par une croix rouge figure 5.16. Un tel coronographe ne filtre pas tous les anneaux de PSF. Une partie du signal stellaire peut donc se propager dans les plans conjugués suivants. L'image au centre de la figure 5.16 est l'image brute obtenue sur le banc THD2 avec ce coronographe. Sur la partie gauche de l'image, la transmission est nulle et le signal planétaire serait atténué de la même manière que le signal stellaire. Il est alors possible de détecter une exoplanète uniquement dans la partie droite de l'image. Cependant, une grande quantité de lumière stellaire diffractée apparaît dans cette région. Pour minimiser la diffraction, il est nécessaire d'apodiser le champ électrique en phase et en amplitude (Por 2020) ou uniquement en phase. L'apodisation permet de modifier la tâche de diffraction et ainsi minimiser l'énergie stellaire après le masque coronographique. Afin de ne pas impacter significativement la transmission de l'instrument et pour éviter tout défaut d'alignement, cette apodisation peut-être contrôlée activement à l'aide de miroirs déformables (Pueyo & Norman 2013; Mazoyer et al. 2018a,b). Sur le banc THD2, nous avons utilisé uniquement le DM-3 et une apodisation de phase car ASTERIX ne peut pas encore contrôler les autres DMs. Si cela ne pose pas de problème concernant la géométrie du DH (HDH ou FDH) puisqu'une seule moitié d'image est accessible avec ce coronographe, la correction est en revanche optimisée pour une seule longueur d'onde. J'ai utilisé ici une régularisation Tikhonov. Les diversités PW correspondent au mouvement individuel des actionneurs 466 et 498. La région où le champ électrique en plan focal est convenablement estimé est représenté figure 5.12. On définit alors une zone de correction - dans laquelle le champ électrique est bien estimé - de taille $9 \times 24\lambda/D$ au plus près de la transition représentée en traits rouges pointillés au delà de laquelle la transmission devient nulle. L'image de droite sur la figure 5.16 présente le résultat final de la convergence PW+EFC à 783nm dans ce DH. On y retrouve des performances en contraste identiques à celles obtenues avec le coronographe FQPM et présentées section 5.2.3.1.

Cependant, une des difficultés de l'expérience a été de stabiliser le Tip-Tilt à une position de $1.2\lambda/D$ de la transition. En effet, la boucle usuelle de Tip-Tilt était inutilisable ici puisque trop peu de signal atteignait le diaphragme de Lyot réfléchissant. Un recentrage fréquent "à la main" tirant parti de la création de spots secondaires a donc été nécessaire. En opération, de manière analogue au test de Foucault (Goodwin & Wyant 2006), on utiliserait le signal réfléchi sur le côté opaque du coronographe pour le refocaliser dans un détecteur et estimer l'amplitude des différents modes de Zernike en plan pupille. Pour étudier l'efficacité d'un tel analyseur, différents tests utilisant la caméra Manta ont été



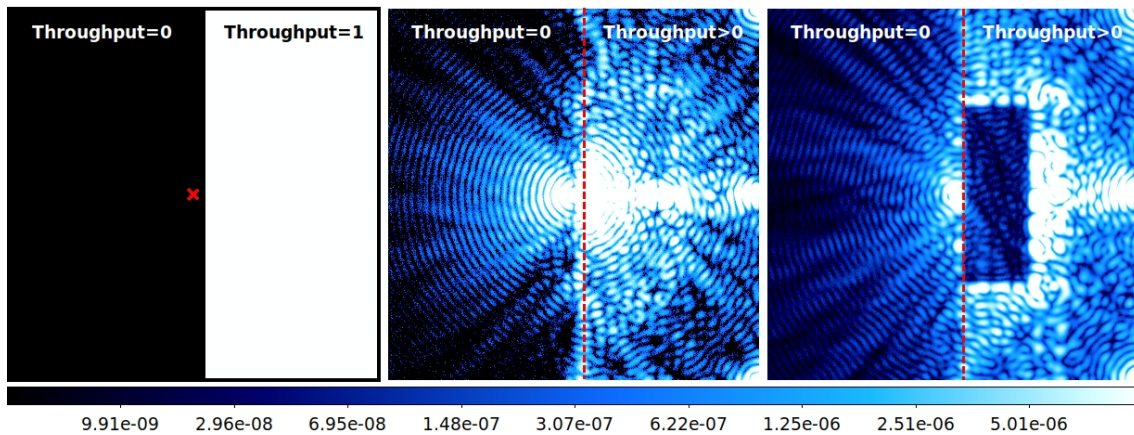


FIGURE 5.16 – Images avant (centre) et après (droite) correction des aberrations et de la figure de diffraction induite par la coronographe à lame de couteau dont la transmission est représentée à gauche. Sur les images du centre et de droite, les pointillés rouges correspondent à la localisation de la transition du coronographe. La croix rouge à gauche correspond au positionnement du centre de la PSF par rapport au coronographe (la distance est ici fixée à $1.2\lambda/D$).

réalisés sur le banc THD2. Les résultats seront publiés prochainement en collaboration avec l'équipe de l'Observatoire de Leiden.

5.3 Comparaison de méthodes linéaires et non linéaires

L'implémentation réussie de PW sur le THD2 m'a conduit à m'intéresser à un algorithme non linéaire de modulation temporelle des *speckles* : COFFEE (voir section 4.1.2.2) en collaboration avec l'ONERA. Les simulations numériques sont présentées section 5.3.2 tandis que les récents résultats sur bancs sont présentés section 5.3.3.

5.3.1 Objectif : minimisation non linéaire de l'intensité des *speckles*

Un des objectifs de cette thèse est la comparaison des analyseurs en plan focal PW et COFFEE. Contrairement à PW, COFFEE peut estimer la forme de la surface d'onde dans un domaine où les aberrations sont du même ordre de grandeur, voire plus grandes que la longueur d'onde. Ainsi, associées à une technique de correction non-linéaire telle que la méthode dite NLDH, aussi développée à l'ONERA, ces méthodes non linéaires permettent théoriquement une diminution du nombre d'itérations nécessaires à la création d'un DH, et donc une diminution du temps de télescope dédié au contrôle de surface d'onde au profit des opérations scientifiques. COFFEE a déjà été testé sur le THD2 par [Herscovici-Schiller et al. \(2018b\)](#), où il démontre l'estimation simultanée d'aberrations de phase en amont et en aval du coronographe et d'aberrations d'amplitude, ainsi que sur le banc HiCAT par [Leboulleux et al. \(2020\)](#). Cependant, si un aplanissement de la surface d'onde en plan pupille a été effectué sur SPHERE par [Paul et al. \(2014\)](#), une minimisation des *speckles* en plan focal n'a pas encore été établie à partir des mesures de l'analyseur COFFEE. Dans cette section, on combine l'algorithme COFFEE avec la correction EFC pour tenter d'atteindre les mêmes performances que PW+EFC. C'est une étape indispensable afin d'implémenter ultérieurement l'association naturelle de COFFEE avec le NLDH.

5.3.2 Simulations numériques

5.3.2.1 Choix des diversités

Le code COFFEE a été programmé en IDL par l'ONERA tandis que l'EFC a été implémenté en PYTHON dans le code ASTERIX. Comme indiqué dans les sections 4.1.2.2 et 4.2.3.3, les deux algorithmes nécessitent un modèle de propagation des aberrations en plan pupille jusqu'au détecteur en plan focal. Le premier objectif de mon travail a donc été de faire correspondre les deux modèles de banc codés indépendamment sur deux langages de programmation différents. Historiquement, COFFEE a été développé en utilisant des defocus de plusieurs amplitudes comme diversité de phase. Cependant, notre volonté est de tester COFFEE dans les mêmes conditions que PW pour l'associer à l'EFC. Puisqu'il existe quelques imprécisions sur la phase des defocus appliqués sur le DM-3 du THD2, nous décidons de tester l'algorithme COFFEE pour lequel les diversités sont désormais des poussées individuelles d'actionneurs.

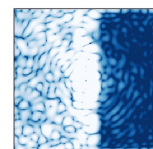
L'étape suivante consiste à reconstruire une phase aléatoire en plan pupille par simulations numériques. On utilise ici uniquement le coronographe FQPM. La propagation du champ électrique dans l'instrument pour l'enregistrement des images de diversité est modélisée via le code IDL. À partir des images simulées en plan focal, on reconstruit les aberrations de phase en plan pupille avec l'algorithme COFFEE sans erreur de modèle.

Les résultats de simulations numériques de reconstruction de phase aléatoire par COFFEE sont présentés figure 5.17. Dans cette figure, on montre tout d'abord une phase aléatoire reconstruite par l'utilisation de trois defocus d'amplitudes 0, 62 et 249 nm (pour une longueur d'onde de 783nm). On compare cette reconstruction avec un jeu de diversité différent où l'on utilise cette fois la poussée individuelle des actionneurs 309, 495 et 659 avec une amplitude de 34 nm. On remarque en simulations numériques que, si la phase en plan pupille est bien retrouvée pour les deux jeux de diversités, la reconstruction est tout de même moins performante dans le cas où les diversités utilisées sont des actionneurs individuels. En effet, non seulement le calcul nécessite un temps plus long pour la reconstruction (55s au lieu de 24s pour les defocus), mais l'erreur sur l'estimation de la phase est aussi d'un ordre de grandeur plus important.

En calculant la transformée de Fourier des résidus de phase en plan pupille (voir figure 5.17), on remarque que l'énergie des résidus est principalement répartie au niveau des transitions du FQPM. Ces erreurs de reconstruction correspondent donc à des modes laissés libres par COFFEE. Ils devraient être partiellement filtrés lors de leur propagation en plan focal via le même modèle de banc avant d'être multipliés par la matrice d'interaction EFC. Ce problème numérique, qui provient d'une régularisation non optimale du code COFFEE, devra être corrigé dans le futur. Ainsi, avec le code actuel, les actionneurs individuels ne semblent pas être la meilleure solution lorsque le coronographe est un FQPM. Cependant, l'utilisation des defocus n'est pas non plus optimale. En effet, ces diversités font apparaître des grandes différences d'intensité entre les images avec et sans defocus pouvant entraîner un risque de saturation du détecteur. Une solution intermédiaire reste alors à trouver.

5.3.2.2 Amplitude des diversités COFFEE

Toujours par simulations numériques, on cherche désormais à retrouver la phase et l'amplitude reconstruite par PW (en forme de F) dans la section 5.2.3.1. Pour cela, on



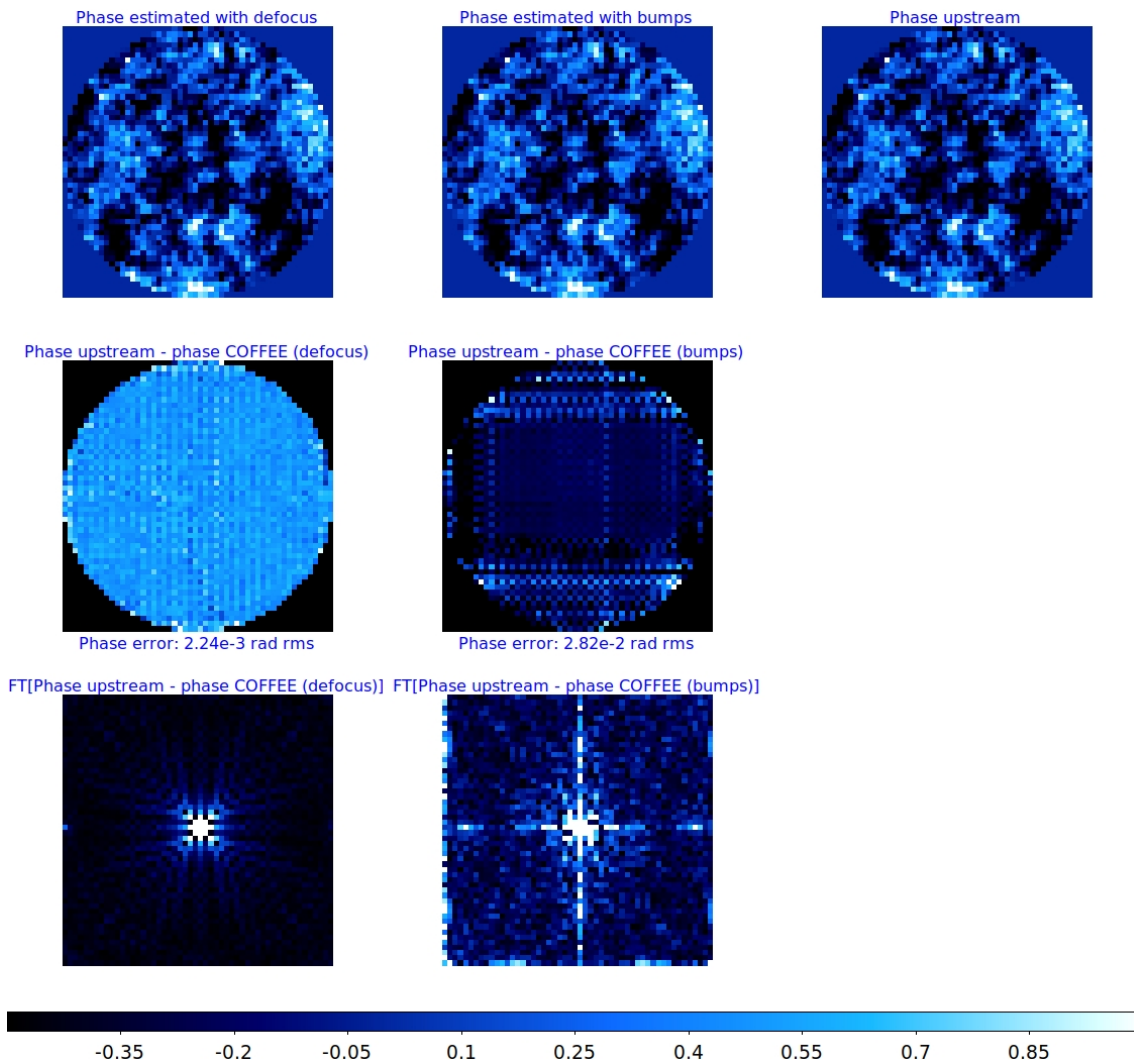


FIGURE 5.17 – Simulations numériques : reconstructions d’une phase en plan pupille par l’algorithme COFFEE (première ligne) et différence avec la phase simulée en entrée de l’instrument (deuxième ligne). L’image en haut à droite représente la phase initiale en plan pupille à reconstruire. Les images de la troisième ligne correspondent aux transformées de Fourier des images de la deuxième ligne. La transformée de Fourier des erreurs de reconstruction COFFEE dans le cas où les diversités sont des poussées d’actionneurs individuels fait apparaître les modes filtrés par le coronographe FQPM. L’échelle de couleur est en radians.

pousse les trois actionneurs cités plus-haut à différentes amplitudes. Les cartes de phase et d’amplitude reconstruites par COFFEE sont présentées figure 5.18. Alors que l’amplitude des diversités était de 34nm dans le cas PW, il est nécessaire de la multiplier par 5 dans le cas COFFEE pour obtenir une reconstruction similaire. Une telle différence pourrait poser des problèmes de saturation du détecteur. Cependant, on a aussi vu dans la section 5.2.3.1 que la poussée d’actionneurs individuels éloignés spatialement ne permettaient pas de moduler différemment le champ de *speckle* dans tout le plan focal. L’utilisation de deux actionneurs voisins devrait minimiser les erreurs de reconstruction en plan pupille.

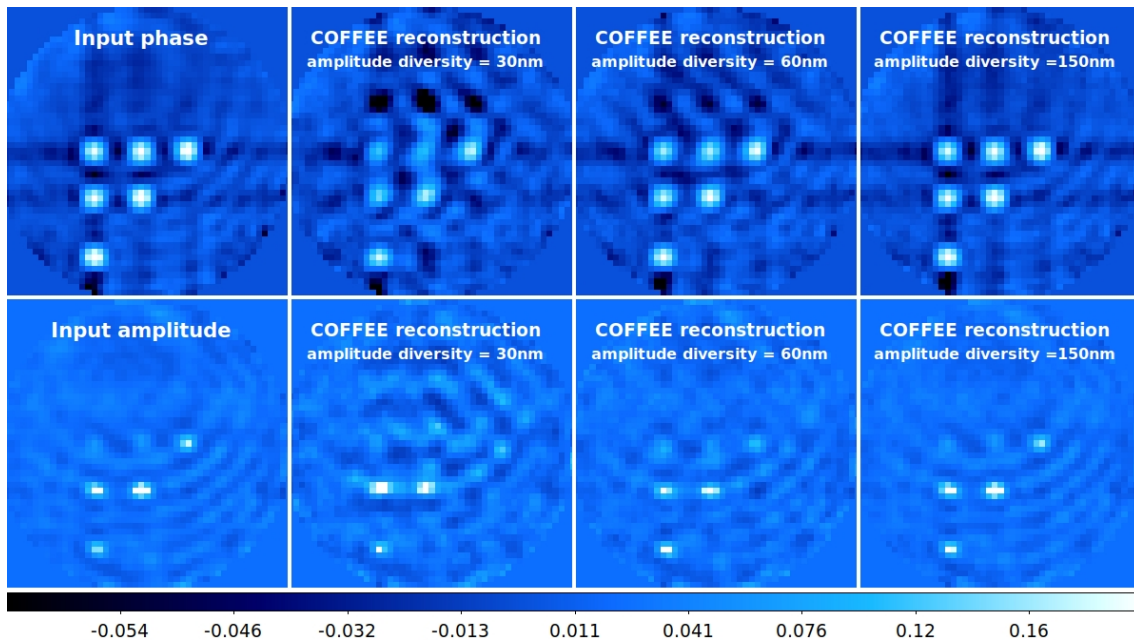


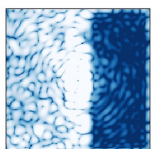
FIGURE 5.18 – Simulations numériques. Figures du haut : aberrations de phase estimées en plan pupille. Figures du bas : aberrations d’amplitude estimées en plan pupille. L’amplitude de poussée des actionneurs 305, 495 et 659 utilisée pour la reconstruction COFFEE est indiquée sur chaque image. L’échelle de couleur est en radians.

5.3.2.3 Boucle fermée COFFEE+EFC

En considérant les cartes de phase et d’amplitude précédentes en forme de F , on associe désormais les reconstructions COFFEE aux matrices EFC pour simuler une boucle fermée. Ainsi, pour chaque itération, on procède selon les étapes suivantes :

- Simulation numérique des images coronographiques par le code IDL avec, en entrée, deux cartes d’aberrations de phase et d’amplitude.
- Estimation des aberrations de phase et d’amplitude en plan pupille par le code COFFEE sous IDL.
- Propagation des aberrations de la surface d’onde en plan pupille jusqu’au plan focal par le code ASTERIX.
- Multiplication de ce champ par une matrice d’interaction EFC développée par le code ASTERIX pour générer une carte d’aberrations de phase corrigée. Cette nouvelle carte de phase nourrit le code IDL afin de démarrer une nouvelle itération COFFEE+EFC.

On montre figure 5.19 les images coronographiques obtenues après chaque itérations COFFEE+EFC. L’estimation COFFEE se fait avec des diversités d’amplitude 150nm. La correction dans les 4 premières images est effectuée dans un FDH de taille $24 \times 24\lambda/D$. Dans les 5 itérations suivantes, on minimise l’intensité des *speckles* dans un HDH de $10 \times 24\lambda/D$. Enfin dans les trois dernières itérations, la correction est effectuée dans un plus petit HDH de taille $7 \times 16\lambda/D$. Si la correction FDH ne permet pas l’aplanissement parfait de la phase en plan pupille (de nombreux résidus de phase persistent en plan focal à la 4ème itération), la correction HDH paraît prometteuse. En effet, les courbes de contraste à $1-\sigma$ affichées Figure 5.20 montrent des performances variant entre 10^{-9} et 10^{-10} , similaires à l’algorithme PW+EFC en simulations numériques pour un nombre d’itérations équivalent.



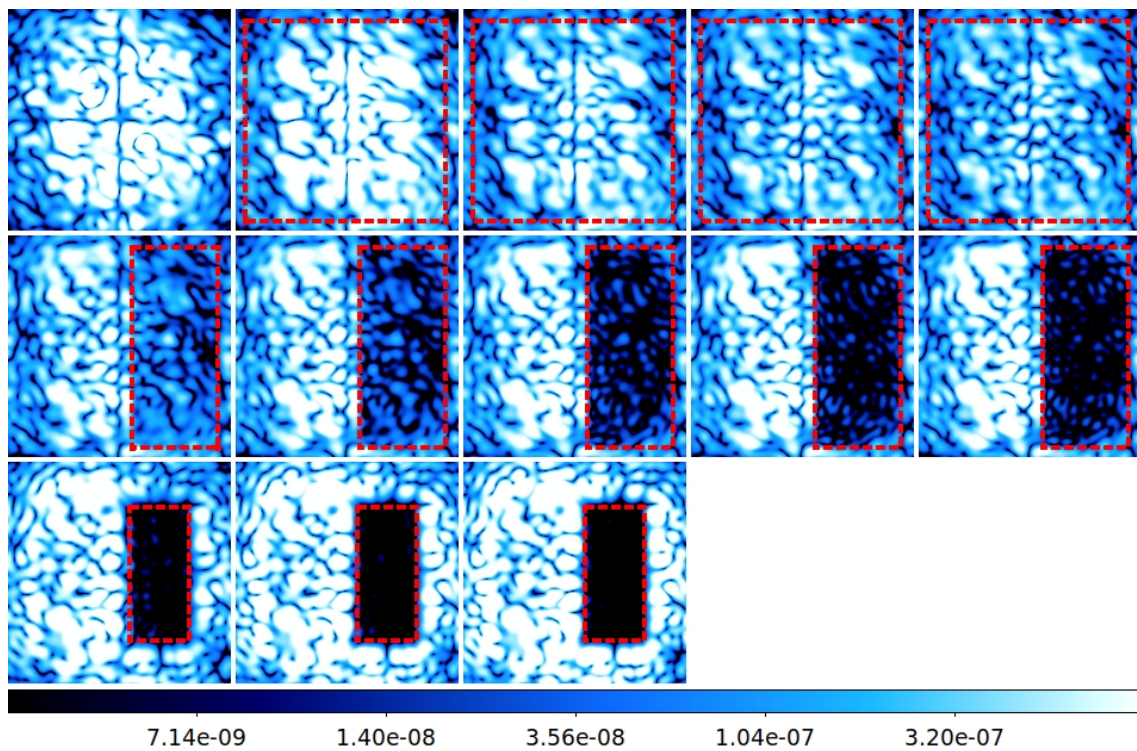


FIGURE 5.19 – Simulations numériques : Images coronagraphiques enregistrées après chaque itération COFFEE+EFC. Le DH dans lequel est calculée la correction EFC est indiqué par un rectangle rouge pointillé.

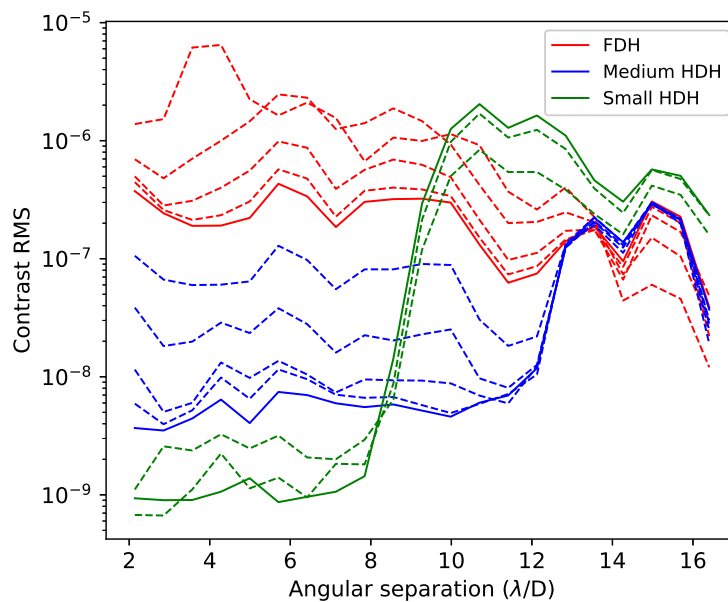


FIGURE 5.20 – Simulations numériques : Contraste RMS calculé après chaque itération COFFEE+EFC.

5.3.3 Tests sur le THD2

5.3.3.1 Estimation des aberrations et optimisation

L'estimation des aberrations de phase et d'amplitude par l'algorithme COFFEE de l'ONERA a déjà été effectuée sur le THD2 par [Herscovici-Schiller et al. \(2018b\)](#). Alors que les diversités utilisées étaient des defocus, on choisit ici la poussée des deux actionneurs 466 et 498 à une amplitude de 68nm (soit deux fois plus grande que dans le cas PW) en plus de l'image coronographique sans diversité. Trois images sont alors nécessaires pour chaque reconstruction plan pupille. On note que l'estimation de la phase en aval du coronographe n'est pas estimée ici car considérée nulle. Dans un premier temps, par analogie à l'étalonnage initial de l'algorithme PW+EFC sur le THD2 décrit en figure 5.13, on introduit une aberration de phase correspondant à la poussée de 6 actionneurs avec le DM-3. On cherche alors à reconstruire l'aberration introduite à l'aide de COFFEE. Afin d'éviter de larges sources de bruit, seuls les pixels en plan focal situés à l'intérieur de la zone accessible au miroir déformable sont utilisés pour la minimisation du critère. Cela équivaut à fixer une valeur σ infinie au dénominateur du terme d'attache aux données de l'équation 4.25 pour les pixels à l'extérieur de la zone accessible au DM. La figure 5.21 représente les deux cartes d'aberrations de phase et d'amplitude à l'entrée du THD2 reconstruites par l'algorithme COFFEE. Le critère d'attache aux données (ou maximum de vraisemblance) de l'équation 4.25 représente 36.2% de la fonction de coût $J_{COFFEE}(\alpha, \beta)$ finale tandis que les différents termes de régularisation ont un poids égal à 63.8%. Ces proportions sont celles attendues *a priori* pour un fonctionnement usuel de COFFEE. Cette reconstruction peut être comparée aux reconstructions PW et SCC de la figure 9 de la publication A&A insérée section 5.2.3.1. On remarque premièrement une erreur de reconstruction par COFFEE au niveau des actionneurs poussés pour créer les images de diversité. Cela démontre une erreur d'étalonnage entre la poussée ψ_m insérée dans le modèle COFFEE et la vraie poussée des actionneurs sur le banc. De plus, si le F est bien estimé comme aberration de phase avec un niveau d'une trentaine de nanomètres comme attendu, une croix apparaît systématiquement dans la reconstruction de l'amplitude et pourrait être une conséquence des modes filtrés numériquement quand on simule le coronographe FQPM. Le code COFFEE admet aussi une régularisation de cet effet mais le contrôle de cette valeur est délicat.

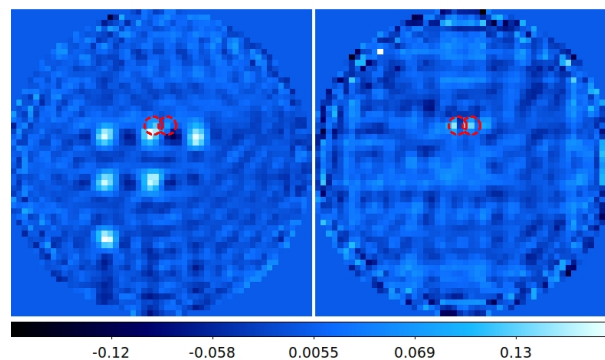
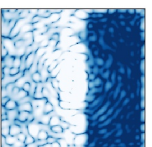


FIGURE 5.21 – Résultats THD2 : Estimation des aberrations de phase (gauche) et d'amplitude (droite) en radians de la poussée de 6 actionneurs par l'algorithme COFFEE. La position des deux actionneurs utilisés comme diversité de l'algorithme COFFEE sont entourés en rouge pointillé.

Les reconstructions en plan pupille ne sont pas aussi bonnes qu'attendues. Cependant,



même si elles nous fournissent une idée sur la précision de COFFEE, l'important est l'estimation du champ électrique en plan focal, afin de l'associer aux matrices d'interaction EFC. On a donc décidé de pousser certains modes de Fourier avec le DM-3 dont la transformée de Fourier est parfaitement reconnaissable en plan focal (somme de deux *speckles* opposés). On réitère alors une reconstruction plan pupille COFFEE dont le résultat est propagé jusqu'au détecteur par le modèle numérique de l'instrument sous IDL. Les parties réelles et imaginaires sont alors comparées à l'estimation PW (à gauche de la figure 5.22). On remarque premièrement que les *speckles* reconstruits se trouvent aux mêmes positions dans les estimées PW et COFFEE. En revanche, COFFEE a des difficultés à estimer précisément la phase des *speckles* éloignés de l'axe optique entourés par des cercles de couleurs. Il semble y avoir dégénérescence entre parties réelles et imaginaires des tavelures estimées, comme si les images étaient multipliées par une légère pente de phase (soit une légère translation dans la pupille). On a alors translaté de manière subpixelique la position présumée des actionneurs dans le modèle COFFEE, de sorte à minimiser l'erreur entre les reconstructions PW et COFFEE. La nouvelle reconstruction plan focal est présentée à droite de la figure 5.22. On remarque une nette amélioration concernant les *speckles* magenta, rouge et jaune mais des différences importantes demeurent pour les *speckles* entourés de bleu et de vert.

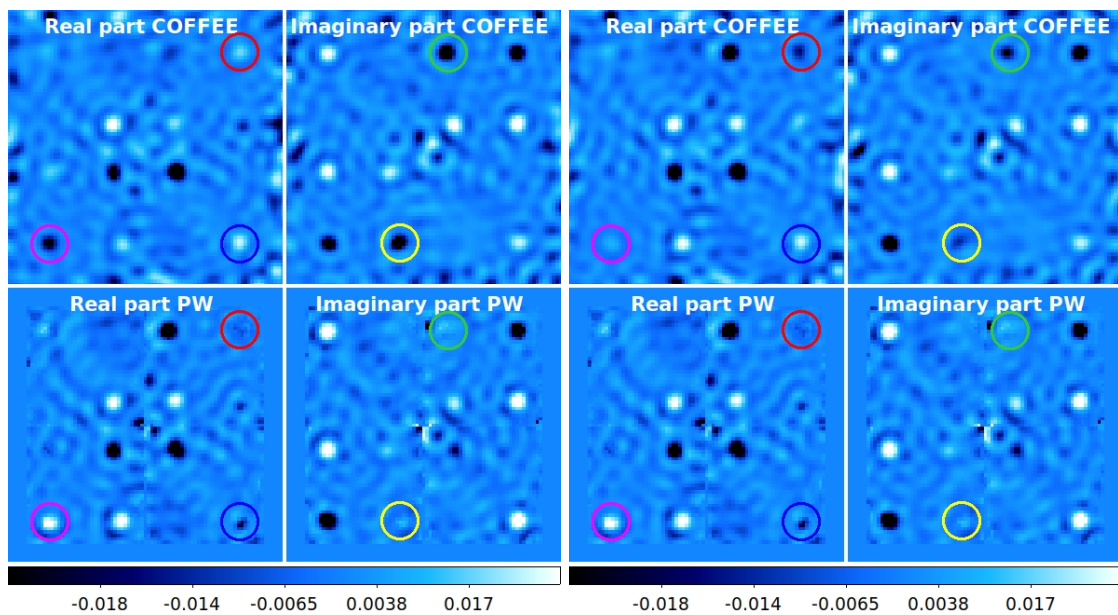


FIGURE 5.22 – Résultats THD2 : comparaison des estimations plan focal COFFEE et PW avant (gauche) et après (droite) translation subpixelique du modèle de miroir déformable dans l'algorithme COFFEE.

5.3.3.2 Performances en boucle fermée

Nous avons tout de même cherché à fermer la boucle COFFEE+EFC en prenant en compte toutes ces améliorations du code (bruit numérique du FQPM et centrage de la pupille numérique). D'abord, on corrige les fréquences spatiales appliquées précédemment avec le DM-3 dans un FDH puisque COFFEE a été étalonné avec précaution pour ces aberrations. Trois itérations dont les résultats sont présentés figure 5.23 sont nécessaires à la disparition complète des tavelures liées à ces fréquences spatiales.

On applique ensuite une correction sur les 6 actionneurs en forme de F considérés au

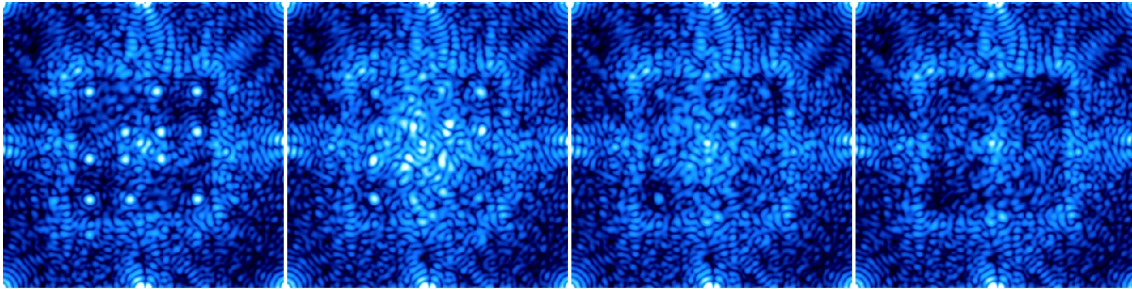


FIGURE 5.23 – Résultats THD2 : L'image de gauche est l'image coronagraphique initiale composée notamment de 12 *speckles* brillants. Ces *speckles* sont injectés volontairement dans l'image par l'introduction de 6 modes de Fourier sur le DM-3. Les autres images sont celles enregistrées après chaque itération de l'algorithme COFFEE+EFC en FDH.

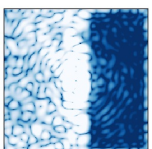
début de la section 5.3.3.1. La figure 5.24 représente les différentes itérations effectuées sur le THD2. La correction est d'abord calculée en FDH (dont la zone de $24 \times 24\lambda/D$ est représentée en traits rouges pointillés) pour tenter de corriger cette phase initiale. Après trois itérations, seule une partie de cette phase a été corrigée, de la même manière que dans la figure 5.19. On se place ensuite en HDH pour vérifier la correction des aberrations d'amplitude. Cependant, après 4 itérations, on remarque que l'on ne réussit que très partiellement à converger. Le processus de correction doit s'arrêter à cause de l'apparition de *speckles* de plus en plus brillants au bord du DH. Ces *speckles* entraîneraient une divergence de la boucle en cas d'itérations supplémentaires.

Les performances en contraste de l'algorithme COFFEE+EFC, tel qu'il a été implémenté, sont présentées figure 5.25. Le contraste est calculé dans la zone représentée en jaune pointillé dans le figure 5.24. La correction HDH est limitée en contraste à quelques 10^{-7} . COFFEE est donc ici un à deux ordres de grandeurs moins performant que PW lorsque associé à l'EFC. Une correction calculée à partir du miroir mis à plat - sans introduction initiale du F - converge aussi vers un niveau supérieur à 10^{-7} . Nous prévoyons d'effectuer un test similaire avec l'utilisation d'autres diversités telles que le defocus dans un futur proche.

5.3.4 Conclusion provisoire sur l'analyseur COFFEE

Plusieurs conclusions provisoires peuvent-être tirées de cette étude. Premièrement, l'étalonnage de COFFEE sur le THD2 est plus délicat que pour PW. À cause des non-linéarités, une attention encore plus particulière doit être portée au modèle numérique de propagation du champ électrique dans l'instrument. Il est alors possible que COFFEE soit trop sensible aux erreurs de modèle pour le très haut contraste. Il pourrait cependant être utile aux futurs instruments fraîchement lancés pour accélérer la création d'un DH, notamment lorsque l'hypothèse linéaire de l'équation 3.24 n'est pas vérifiée. Ce type d'étude devrait être prochainement menée sur le banc THD2 dans le contexte du *Roman Space Telescope*.

Deuxièmement, les diversités comme mouvements d'actionneurs individuels ne sont probablement pas optimales dans le cas COFFEE avec le code actuel. En effet, la modulation



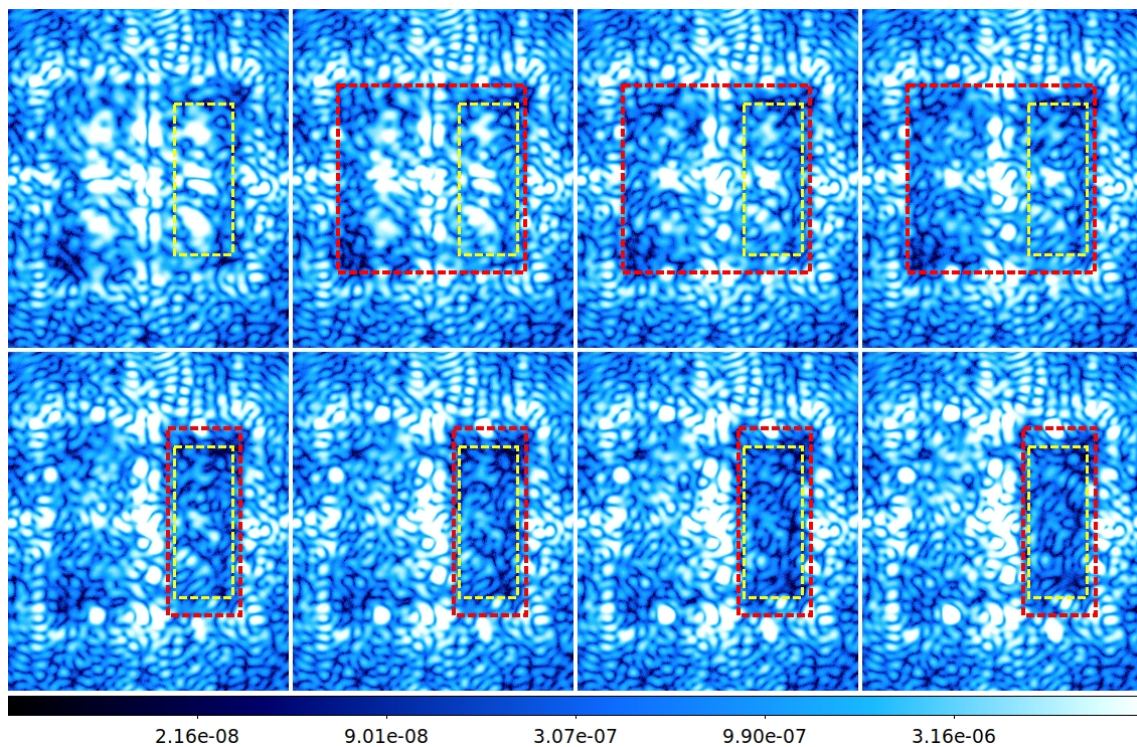


FIGURE 5.24 – Résultats THD2 : Minimisation des *speckles* en plan focal par l'algorithme COFFEE+EFC. La phase initiale appliquée correspond à celle décrite à gauche de la figure 5.13. Les zones de corrections sont entourées en rouge pointillés tandis que la zone où est calculé le contraste pour toutes les itérations est délimitée par le rectangle jaune pointillé.

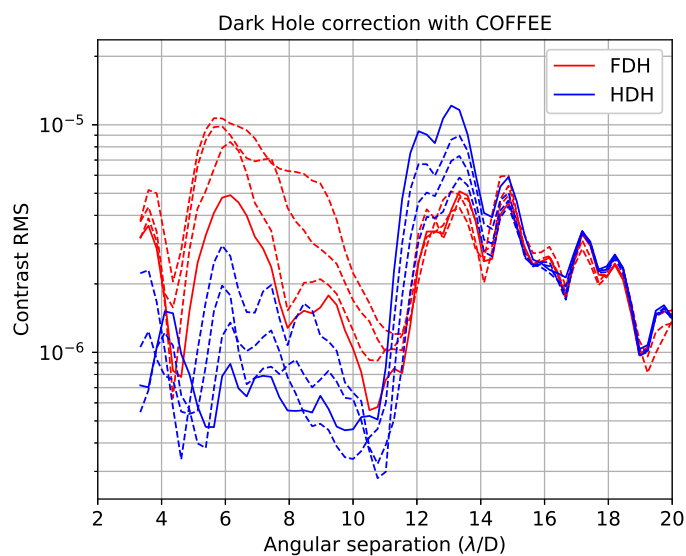


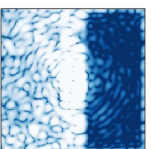
FIGURE 5.25 – Résultats THD2 : Contraste RMS calculé dans les images coronagraphiques après chaque itération COFFEE+EFC sur le THD2.

des *speckles* dans les régions éloignées de l'axe optique est ici trop faible. Dans le cas de l'estimateur PW, la soustraction des images deux à deux permet d'augmenter le rapport

signal sur bruit dans ces régions. C'est un atout par rapport à COFFEE.

Troisièmement, dans son état actuel, COFFEE semble avoir des difficultés à estimer correctement les aberrations d'amplitude en plan pupille, notamment avec un coronographe FQPM. Un travail de simulation est nécessaire pour s'assurer que le gradient analytique utilisé par COFFEE pour minimiser sa fonction de coût est bien compatible avec un FQPM. En effet, des méthodes de simulations numériques particulières sont appliquées pour minimiser le bruit numérique lié à ce coronographe. Ce bruit numérique, d'un contraste de quelques 10^{-7} pourrait être lié à la limite des performances obtenues figure 5.25.

Pour finir, la méthode de correction EFC n'est pas naturellement compatible avec COFFEE. Dans le cas PW, une faible erreur de modèle entraîne une erreur d'estimée en plan focal qui, si elle est suffisamment petite, est en partie compensée par la même erreur de modèle linéaire lors de la correction EFC (Pogorelyuk et al. 2020). Une erreur de propagation non linéaire proposée par COFFEE ne peut en revanche pas être compensée par des erreurs linéaires dans les matrices d'interaction EFC. Le NLDH, sensé être la prochaine étape de ce travail sera plus naturellement associé avec COFFEE.



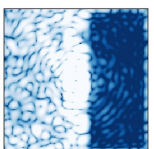
Chapitre 6

Compensation des aberrations quasi-statiques sur l'instrument SPHERE

6.1 Contexte de l'étude

Présenté brièvement à la section 2.2.1.1, SPHERE est un instrument haut contraste qui a déjà permis la détection de trois exoplanètes confirmées et de plusieurs dizaines de disques circumstellaires. Cependant, son efficacité en terme de contraste reste modérée par différents facteurs décrits dans [Cantalloube et al. \(2019\)](#). L'instrument est notamment limité par les NCPAs dont les *speckles* bornent le contraste brut à quelques 10^{-4} . Pour minimiser ces NCPAs, deux analyseurs de surface d'onde en plan focal ont été testés sur SPHERE. L'algorithme COFFEE (voir section 4.1.2.2) a été testé par [Paul et al. \(2014\)](#) sur source interne tandis que l'analyseur ZELDA (voir section 4.1.3.1) a été développé à la fois sur source interne ([N'Diaye et al. 2016b](#)) et sur ciel ([Vigan et al. 2019](#)). Cependant, ces travaux se focalisaient principalement sur une correction de phase en plan pupille. Les résultats obtenus ont donc été limités par les actionneurs défectueux du DM équipant SPHERE, par les aberrations différentielles introduites par le masque ZELDA, par les aberrations d'amplitude et par la diffraction résiduelle du coronographe APLC dont l'apodiseur n'est pas optimisé pour le très haut contraste. Pour ce dernier point, l'instrument SPHERE+ (voir section 2.2.1.1) propose une modification de l'apodiseur puisque de récents progrès ont été réalisés concernant leurs optimisations ([N'Diaye et al. 2012a, 2015](#)). Cette proposition suppose une modification des composants optiques de l'instrument et ne résout ni le problème des aberrations d'amplitude, ni le problème des NCPAs. Fort de l'expérience décrite dans le chapitre précédent, nous proposons l'implémentation d'un algorithme de correction de type *dark hole* qui ne nécessite aucune modification du chemin optique de l'instrument : PW+EFC. Par la suite, on ne considérera que le sous-système d'imagerie IRDIS.

Une méthode identique a déjà été testée sur SPHERE lors de la mise en service de l'instrument ([Ruffio & Kasper 2014; Fusco et al. 2015](#)). Cependant, les matrices d'interaction utilisées pour PW et EFC étaient des matrices empiriques calculées à partir d'images enregistrées sur le détecteur en poussant successivement chaque actionneur. Cet étalonnage nécessitait trop de temps (plusieurs heures) pour que la méthode soit utilisée par les observateurs, sans garantie de stabilité. Notre proposition consiste à remplacer la matrice empirique par une matrice synthétique comme nous le faisons sur le banc THD2.



De plus, contrairement à ces travaux, on choisit comme diversité la poussée d'actionneurs individuels.

6.2 Compensation des aberrations sur la source interne

6.2.1 Implémentation de l'algorithme de *dark hole*

La démonstration des performances de l'algorithme sur ciel suppose toujours un étalonnage préalable sur source interne. Si les premiers essais ont été réalisés sur place, profitant d'observations réalisées pour le SPHERE GTO, les tests ont été en grande partie effectués à distance avec l'aide des astronomes présents au Chili. Il était alors nécessaire de leur faciliter au maximum la tâche en optimisant la procédure pour la rendre semi-automatique. En effet, les images nécessaires à l'étalonnage de l'instrument, les diversités appliquées sur le miroir déformable, le calcul du champ électrique en plan focal et la correction EFC à appliquer sont des tâches extrêmement répétitives puisque mises en œuvre à chaque itération PW+EFC. Pour les automatiser, je me suis servi de l'expérience acquise par l'équipe ZELDA pour communiquer efficacement avec l'instrument via l'exécution d'un script *shell*. Ce script enregistre les images voulues avec l'instrument et lance un code en langage PYTHON pour étalonner les aberrations. De son côté, l'astronome présent sur place doit contrôler plusieurs paramètres tels que le temps d'exposition, le choix de la zone de correction parmi celles proposées et vérifier que l'algorithme converge après chaque itération. Le mode d'emploi de la première version de ce code est présenté en annexe B. Une fois la robustesse de l'algorithme démontrée, nous pourrions envisager l'amélioration de l'interface de contrôle pour l'opérateur.

Nous nous sommes rendu-compte que la stabilité des images coronographiques sur le détecteur était une composante critique pour la réussite de l'algorithme. En effet, toute erreur entre le modèle numérique de l'instrument nécessaire à PW+EFC et la réalité - qui concerne notamment le centre de l'image coronographique - limite la convergence de l'algorithme. Pendant l'opération, nous avons remarqué que la PSF coronographique dérivait de quelques pixels sur le détecteur à cause des variations thermiques qui affectent SPHERE, surtout à la tombée de la nuit. Le modèle de propagation utilisé ne correspondait alors plus aux images coronographiques. Contrairement au banc THD2, le détecteur scientifique n'est pas équipé de moteurs pour effectuer un recentrage vis à vis du coronographe. Un processus de recentrage subpixelique en post-traitement par corrélation sur l'ensemble de l'image coronographique et translation a alors été ajouté à la procédure d'étalonnage à chaque itération afin d'améliorer la stabilité du modèle vis à vis de la réalité.

6.2.2 Choix des diversités et du nombre de degrés de liberté

Dans cette section, j'utilise des simulations numériques pour choisir le nombre de diversités ainsi que le nombre de degrés de liberté considéré pour le DM. Le coronographe utilisé est un APLC (APO1-ALC2) optimisé à une longueur d'onde d'observation de 1667nm. On se place donc dans un cas monochromatique à 1667 nm. Cette grande longueur d'onde - le double de la longueur d'onde utilisée sur le THD pour les tests présentés dans le chapitre 5 - permet d'utiliser des diversités d'amplitude 296nm. Les diversités restent des poussées d'actionneurs individuels voisins. Dans toute la suite, les simulations de la surface d'onde se font en considérant des aberrations statiques dont le niveau est de 11nm rms pour la phase et un équivalent de 7nm rms d'aberrations d'amplitude. Les niveaux d'aberrations par rapport à l'instrument sont sous-estimés d'un facteur deux à trois en amplitude. Le

gain de la boucle d'asservissement est ici défini à 0.5.

On simule différentes corrections PW+EFC en modifiant plusieurs paramètres. Quatre DHs de tailles et de positions différentes sont actuellement implémentés dans le script que j'ai écrit pour SPHERE. Puisque le DH3 est le symétrique du DH1 dans l'image, on ne le prend pas en compte dans cette étude et on ne considère que les trois DHs suivants :

- DH0 dont les bords sont limités à $[188,625] \times [-625,625]$ mas,
- DH1 dont les bords sont limités à $[125,625] \times [-625,625]$ mas,
- DH2 dont les bords sont limités à $[-625,625] \times [-625,625]$ mas,

l'axe optique étant l'origine du repère. Le DH1 est donc un HDH à la fois plus grand que le DH0, mais aussi plus près de l'axe optique. Le DH2 correspond à un FDH.

À l'image du THD2, il est difficile de définir le nombre de degrés de liberté accordé au miroir déformable *a priori* pour la correction. Pour chaque DH, on choisit alors plusieurs régularisations que l'on représente dans le tableau 6.1. À ce jour, seule une SVD tronquée

Nb de modes/Taille DH	DH0	DH1	DH2
SVD0	550	500	600
SVD1	740	600	800
SVD2	830	700	900

TABLE 6.1 – Définition du nombre de degrés de libertés du DM pour chaque DH considéré pour la correction PW+EFC sur SPHERE. La régularisation est de type troncation.

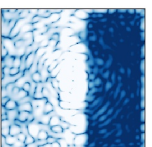
a été utilisée car la régularisation Tikhonov a été implémentée sur ASTERIX après les expériences menées sur SPHERE. Une telle régularisation et une forme circulaire pour le DH seront utilisées lors des prochains tests. Évidemment, l'augmentation du nombre de degrés de liberté du DM pour la correction EFC entraîne une meilleure correction théorique mais elle est soumise à une plus grande instabilité due aux différents bruits et erreurs dans le modèle numérique utilisé pour SPHERE (voir section 5.2.3.2). Le nombre de modes est défini de telle sorte que :

- SVD0 permette une correction stable mais offrant un contraste modéré,
- SVD1 permette une correction moins stable qui devrait améliorer significativement le contraste dans le DH,
- SVD2 permette une correction plus agressive (très poussée en simulations) mais qui pourrait être instable en réalité.

Dans les faits, il serait utile de tester tous ces paramètres durant l'expérience sur l'instrument pour conserver celui offrant le DH le plus contrasté et la correction la plus stable, c'est à dire qui converge à chaque utilisation.

Les premiers tests sur SPHERE utilisaient quatre diversités différentes pour estimer le champ électrique en plan focal. Cependant, pour les raisons développées dans la section 4.1.2.3, il est nécessaire d'en limiter le nombre. On simule alors une compensation des NCPAs sur source interne par l'algorithme PW+EFC en considérant quatre, trois puis deux diversités appliquées pour la reconstruction du champ électrique.

On représente figure 6.1 le contraste calculé dans chaque DH après chaque itération et pour un nombre de degrés de liberté donné. Après 9 itérations où l'on ne simule aucune source de bruit, on remarque que le nombre de diversités n'a d'impact ni sur le contraste



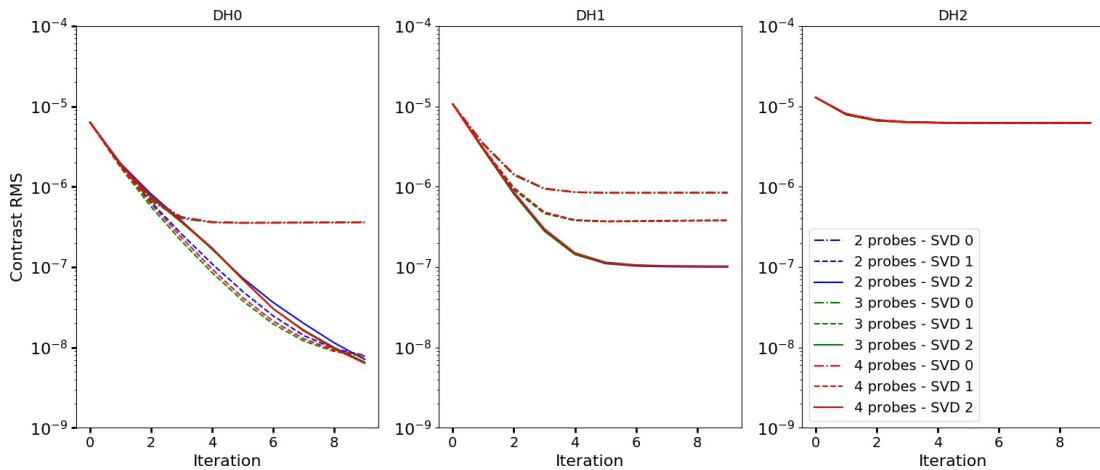


FIGURE 6.1 – Simulations numériques : contraste RMS en fonction de l'itération en boucle fermée PW+EFC sur la source interne de SPHERE pour plusieurs DH et un nombre de degrés de liberté croissant accordé au DM. On considère la poussés de deux (courbes bleues), trois (courbes vertes) et quatre (courbes rouges) actionneurs pour l'implémentation de l'algorithme PW.

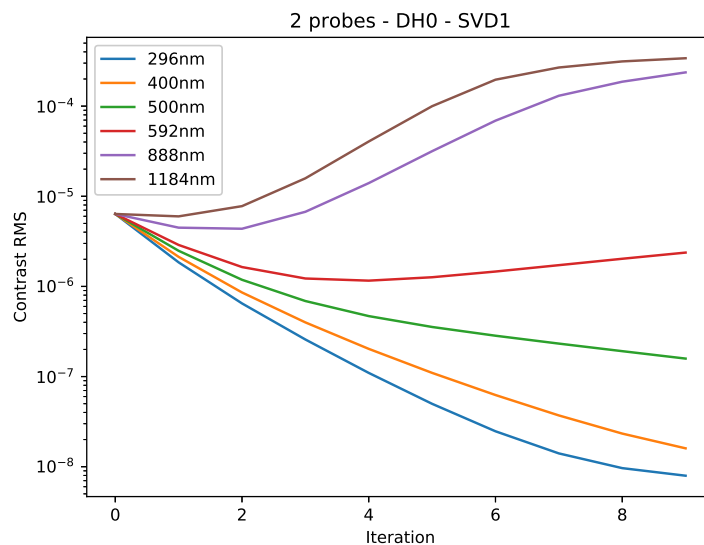


FIGURE 6.2 – Simulations numériques : contraste RMS en fonction de l'itération en boucle fermée PW+EFC sur la source interne de SPHERE pour plusieurs amplitudes de poussée d'actionneurs PW. Les diversités sont ici les mouvements de deux actionneurs individuels.

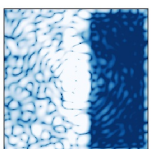
final dans le DH ni sur la vitesse de convergence. Je choisis donc d'utiliser deux diversités différentes pour les tests sur SPHERE. Comme attendu, on remarque généralement une meilleure convergence de l'algorithme lors de l'augmentation du nombre de modes de correction pour les DH0 et DH1. On remarque cependant que la SVD1 permet une correction plus rapide que la SVD2 dans le cas du DH0. Cela signifie que les modes associés aux faibles valeurs singulières, moins robustes au bruit, impliquent une boucle d'asservissement

moins stable. Une régularisation de type Tikhonov pourrait atténuer ce phénomène. Bien sûr, les aberrations d'amplitude limitent le contraste final atteint dans le DH2 quel que soit le nombre de degrés de liberté. Il est aussi intéressant de comparer les cas DH0-SVD0 et DH1-SVD1. Malgré un nombre de modes pour la correction plus important pour DH0 (600 au lieu de 550), le contraste final dans le DH1 est meilleur que celui obtenu pour DH0. Cela est dû à la forme du DH1. Il est plus grand et plus proche de l'axe optique, ce qui augmente l'instabilité de la boucle d'asservissement et rend critique l'augmentation du nombre de degrés de liberté. Néanmoins, un contraste brut compris entre 10^{-6} et 10^{-7} à 125mas fournirait déjà des performances dix fois meilleures qu'aujourd'hui.

Sur ciel, à cause du manque de photons, la question du rapport signal sur bruit (bruit de photon, bruit de détecteur) dans les images de diversités se posera. Plus les actionneurs individuels seront poussés et meilleur sera le rapport signal sur bruit pour l'estimation PW. Cependant, plus ils seront poussés et moins l'hypothèse de linéarité sera vérifiée. Ainsi, on cherche à définir le meilleur compromis entre poussée maximale des actionneurs et contraste final atteint dans le DH après minimisation des *speckles*. J'étudie alors les performances d'une correction DH0-SVD1 pour différentes poussées d'actionneurs en nm. Le résultat de la simulation est présenté figure 6.2. Comme attendu, on remarque sur cette figure que le contraste est dégradé lorsque l'on augmente l'amplitude des diversités PW car l'hypothèse de linéarité n'est plus parfaitement vérifiée. Par la suite, on se limitera à des amplitudes de poussées de 400 nm puisqu'elles assurent un contraste inférieur à 10^{-7} après quelques itérations. Nous estimons aujourd'hui que de telles performances en contraste sont suffisantes dans le contexte de SPHERE, tout en préservant un meilleur signal sur bruit que dans le cas des poussées de 296 nm.

6.2.3 Résultat d'une correction de NCPAs sur source interne

La suite de cette section présente le travail et les résultats obtenus sur la source d'éta-lonnage de SPHERE qui ont été publiés dans la revue *Astronomy & Astrophysics* (Potier et al. 2020b). On y décrit le choix de la position des deux diversités utilisées pour l'analyse PW, les corrections en FDH et HDH sur l'instrument aboutissant aux meilleures performances en contraste jamais obtenues sur la source interne de SPHERE, ainsi qu'une prédiction numérique de l'efficacité de l'algorithme sur ciel pour deux systèmes d'optique adaptative différents.



Increasing the raw contrast of VLT/SPHERE with the dark hole technique

I. Simulations and validation on the internal source

A. Potier¹, R. Galicher¹, P. Baudoz¹, E. Huby¹, J. Milli^{2,3}, Z. Wahhaj³, A. Boccaletti¹, A. Vigan⁴,
M. N'Diaye⁵, and J.-F. Sauvage^{4,6}

¹ LESIA, Observatoire de Paris, Université PSL, CNRS, Sorbonne Université, Université de Paris, 5 place Jules Janssen, 92195 Meudon, France
e-mail: axel.potier@obspm.fr

² Univ. Grenoble Alpes, CNRS, IPAG, 38000 Grenoble, France

³ European Southern Observatory, Alonso de Cordova 3107, Vitacura, Santiago, Chile

⁴ Aix Marseille Univ, CNRS, CNES, LAM, Marseille, France

⁵ Université Côte d'Azur, Observatoire de la Côte d'Azur, CNRS, Laboratoire Lagrange, Nice, France

⁶ ONERA, The French Aerospace Lab, BP72, 29 Avenue de la Division Leclerc, 92322 Châtillon Cedex, France

Received 24 March 2020 / Accepted 27 April 2020

ABSTRACT

Context. Since 1995 and the first discovery of an exoplanet orbiting a main-sequence star, 4000 exoplanets have been discovered using several techniques. However, only a few of these exoplanets were detected through direct imaging. Indeed, the imaging of circumstellar environments requires high-contrast imaging facilities and accurate control of wavefront aberrations. Ground-based planet imagers such as VLT/SPHERE or Gemini/GPI have already demonstrated great performance. However, their limit of detection is hampered by suboptimal correction of aberrations unseen by adaptive optics (AO).

Aims. Instead of focusing on the phase minimization of the pupil plane as in standard AO, we aim to directly minimize the stellar residual light in the SPHERE science camera behind the coronagraph to improve the contrast as close as possible to the inner working angle.

Methods. We propose a dark hole (DH) strategy optimized for SPHERE. We used a numerical simulation to predict the global improvement of such a strategy on the overall performance of the instrument for different AO capabilities and particularly in the context of a SPHERE upgrade. Then, we tested our algorithm on the internal source with the AO in closed loop.

Results. We demonstrate that our DH strategy can correct for aberrations of phase and amplitude. Moreover, this approach has the ability to strongly reduce the diffraction pattern induced by the telescope pupil and the coronagraph, unlike methods operating at the pupil plane. Our strategy enables us to reach a contrast of $5e-7$ at 150 mas from the optical axis in a few minutes using the SPHERE internal source. This experiment establishes the grounds for implementing the algorithm on sky in the near future.

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

1. Introduction

High-contrast imaging (HCI) is a powerful technique to detect substellar companions down to the planetary mass regime and to perform the characterization of their atmospheres with spectroscopy. Ground-based instruments such as VLT/SPHERE (Beuzit et al. 2019) and Gemini/GPI (Macintosh et al. 2014) have led to tens of scattered-light images of circumstellar disks (e.g., Hung et al. 2015; Kalas et al. 2015; Perrot et al. 2016; Sissa et al. 2018), new discoveries of young and massive exoplanets (Macintosh et al. 2015; Chauvin et al. 2017a; Keppler et al. 2018), and have allowed for the constraint of physical properties of already known objects (e.g., Boccaletti et al. 2018; Bhowmik et al. 2019). However, imaging exoplanets from the ground faces several challenges because of the apparent proximity between these objects and their much brighter host stars. First, the instrument requires high angular resolution to resolve planetary system scales – a few astronomical unit (AU) to a few tens of AU – for nearby stars. Second, a current

coronagraph with a small inner working angle (IWA) associated with an extreme adaptive optics (AO) system is mandatory to reject the starlight so that its faint environment (exoplanets, disks) can be imaged.

Coronagraphs provide their best performance in the absence of aberrations. Unfortunately, even the most powerful AO systems do not compensate for all aberrations. For example, these systems do not correctly handle non-common-path aberrations (NCPAs; Fusco et al. 2006). These NCPAs result from the difference of the optical path after the beam splitter between the science path and the wavefront sensor path. The NCPA level is typically ~ 50 nm root mean square (rms) over the pupil in SPHERE (Vigan et al. 2019) and GPI instruments. These NCPAs cause stellar speckles that mimic exoplanet images in the coronagraphic science image. Several post-processing techniques, such as spectral differential imaging (SDI; Racine et al. 1999; Marois et al. 2000), polarimetric differential imaging (PDI; Kuhn et al. 2001) or angular differential imaging (ADI; Marois et al. 2006), have been designed to calibrate part of these

speckles and to improve the contrast typically by a factor of about 10. To go one step beyond the abilities of HCI and to detect fainter exoplanets closer to the star, the NCPAs should be corrected beforehand during the target acquisition. Since NCPAs are quasi-static, meaning they are slowly changing in time owing to thermal and mechanical variations along with turbulence inside the instrument, they have to be compensated regularly during the night at a frequency that depends on their lifetime. An efficient strategy to compensate for the NCPAs is to directly estimate the aberrations from the science detector using a focal plane wavefront sensor (FPWFS). A few sensors have already been implemented and validated on optical test beds fed by an artificial residual turbulence (Singh et al. 2019; Potier et al. 2019; Herscovici-Schiller et al. 2019). Some of these sensors were tested in the past to calibrate the quasi-static aberrations on calibration sources: the self-coherent camera (SCC; Galicher et al. 2019) and the electric field conjugation (EFC; Matthews et al. 2017) were tested at the Palomar Observatory, the coronagraphic phase diversity (COFFEE; Paul et al. 2014) and the Zernike sensor for extremely low-level differential aberration (ZELDA; N'Diaye et al. 2016a) were studied on SPHERE, while the speckle nulling technique was implemented at Palomar and Keck (Bottom et al. 2016). However, only the speckle nulling technique with SCEXAO/Subaru (Martinache et al. 2014) and ZELDA with SPHERE (Vigan et al. 2019) were tested directly using on-sky measurements. These methods have shown moderate improvements in terms of raw contrast because of various limitations.

In this paper, we propose to estimate the performance of dark hole (DH) techniques, which focus on minimizing the stellar intensity in a chosen region of the science detector (Malbet et al. 1995), applied on a current HCI instrument such as SPHERE. In Sect. 2, we describe the SPHERE instrument and the different sources of contrast limitations. Then, we present in Sect. 3 our DH control strategy using a pair-wise (PW) wavefront sensor and an EFC controller. We numerically simulate the performance we expect to reach with these techniques under several conditions. Finally, we depict the strategy used to apply PW+EFC on SPHERE and we demonstrate a full correction of the quasi-static aberrations with the SPHERE internal calibration unit in Sect. 4.

2. Current SPHERE instrument setup and limitations

Our strategy of FPWFS and correction relies on a good knowledge of the instrument (see Sect. 3). Thus, in this section we describe the hypotheses adopted for our model of the instrument. The SPHERE HCI is described in detail in Beuzit et al. (2019). In the following, we only consider the subsystems common path and infrastructure (CPI) and the Infrared Dual Imager and Spectrograph (IRDIS).

2.1. Model of SPHERE

2.1.1. Adaptive optics loop

The light coming from the target star and its environment reaches the VLT pupil that is represented in the left image of Fig. 1 with its central obstruction and spiders. Inside the instrument, the visible light is separated from the infrared light to feed a high order extreme AO (SAXO; Fusco et al. 2006). The wavefront sensing of the AO is performed with a 1240 subpupil Shack-Hartman (SH) and an EMCCD detector with a low read-out noise ($0.1 e^-$ per pixel). The positions of each spot of the SH

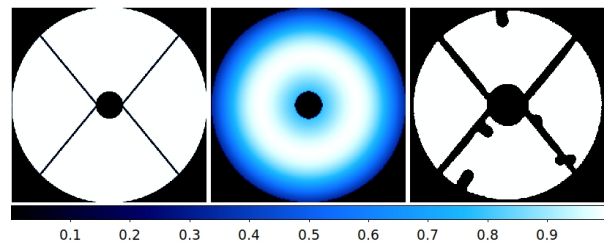


Fig. 1. Transmission maps of the entrance VLT pupil (*left*), the apodiser (*center*), and the Lyot stop (*right*) used in the APO1-ALC2 configuration.

are measured thanks to a weighted center of gravity algorithm and these are used to estimate the local wavefront. In order to remove aliasing effects on the reconstructed wavefront, a filtering squared pinhole can be adjusted as a function of the atmospheric conditions. In the tests described in this paper (Sect. 4), the filter is set to MEDIUM, which corresponds to a size of ~ 1.3 arcsec.

The wavefront perturbation is corrected thanks to a fast image tip-tilt mirror (ITTM) whose bandwidth is 800 Hz and a high order deformable mirror (HODM) made of 41×41 actuators, and working at 1380 Hz. 1377 actuators are located in the pupil but at least six of these are faulty.

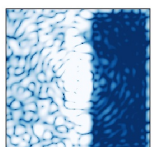
2.1.2. Infrared light path

The infrared light goes through the instrument to a stellar coronagraph. We consider only one configuration of the apodized pupil lyot coronagraph (APLC; Carillet et al. 2011) working in the H band because it is the most frequently used mode of SPHERE during the large survey (Chauvin et al. 2017b). The coronagraph is composed of a pupil apodizer followed by a focal plane mask (FPM) and a Lyot stop. The apodizer, named APO1, minimizes the starlight diffracted in the final IRDIS image when associated with the FPM and the Lyot stop. The transmission of APO1 is represented in Fig. 1 (center). The FPM is an opaque disk of 185 mas diameter (named ALC2). Finally, the Lyot stop is a binary mask that is set in a pupil plane and represented in Fig. 1 (right). The shape of the Lyot stop was designed to undersize the telescope pupil to 96% at the outer edge, while the central obscuration and telescope spiders are made larger than in the full pupil (respectively 20% and 2.5%). On top of it, six patches that are about 5% of the radius of the pupil are intended to block the light diffracted by the six defective actuators in the deformable mirror (see Sect. 2.1.1). The overall transmission of the APLC for an off-axis source is 58% in this particular configuration (APO1-ALC2).

2.2. Limitations in contrast

The current SPHERE performance is described in Cantalloube et al. (2019). The performance is mainly limited by the capability of the AO system to correct for the wind-driven halo (Cantalloube et al. 2018), low-order residuals, low-wind effect (Sauvage et al. 2015; Milli et al. 2018), NCPAs (N'Diaye et al. 2016a). The first three limitations require improving the AO system or observing during excellent weather conditions. The current instrument can, to some extent, compensate for the NCPAs.

We represent in Fig. 2 two raw IRDIS images taken with the internal source calibration and with a bright source on sky under



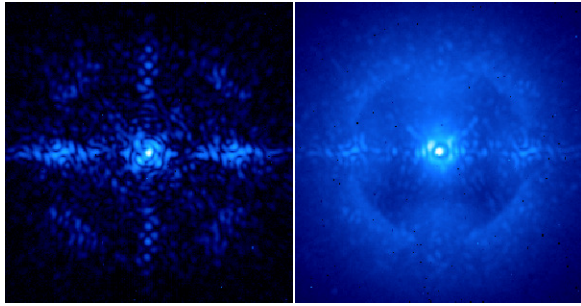


Fig. 2. IRDIS images in the H3 bandwidth ($\lambda = 1667$ nm, $\Delta\lambda = 54$ nm) recorded with the internal calibration unit (*left*) and on sky on a bright star under $0.65''$ seeing conditions (*right*).

good seeing conditions (about 0.65 arcsec). Both images were recorded while the AO was in closed-loop with no compensation of the NCPA. On the left image with no turbulence, residual speckles are present inside the corrected region. The size of each speckle is typically one resolution element and limits the raw contrast to 10^{-4} at 200 mas from the optical axis. These speckles define an ultimate floor for the detection of point sources in the raw image when the seeing conditions are good (see in Fig. 2, right). The ZELDA wavefront sensor has proved to be efficient to compensate for most of the NCPAs (Vigan et al. 2018). However, the improvement on the contrast is limited by the residual diffracted light of the coronagraph at the image center, amplitude aberrations, and some phase residuals (Vigan et al. 2019).

Currently, these speckles can partially be filtered out by post-processing techniques such as ADI. However, differential imaging requires the stability of the aberrations within an observing sequence. Thus, any quasi-static speckles varying at a fraction of the observing time are not optimally removed. As for SDI, the performance is limited by the chromaticity of aberrations. By design, the ADI efficiency degrades rapidly at close angular separations. For these reasons, the gain in contrast of both ADI and SDI is at maximum 10, resulting in detection limit in the range of 10^{-5} – 10^{-6} inside the control radius of SAXO (Beuzit et al. 2019). In addition, both techniques cause self-subtraction, which biases the photometry and astrometry of point sources (Galicher & Marois 2011); this bias is even worse for extended objects such as disks (Milli et al. 2012). For all these reasons, it is necessary to minimize the speckle level in the science images during the observations, and not only a posteriori as done nowadays.

2.3. Description of IRDIS electric field

This section presents the mathematical model that explains the coronagraphic intensity as a function of the configuration and aberrations of the instrument. We call C the linear operator, which transforms the complex electric field E in the entrance pupil to the electric field in the IRDIS detector plane. We can assume Fourier propagation and write C as

$$\begin{aligned} C(E) &= \mathcal{F} \left[\mathcal{F}^{-1} [\text{FPM} \times \mathcal{F}[E]] \times L \right] \\ &= [\text{FPM} \times \mathcal{F}[E]] * \mathcal{F}[L], \end{aligned} \quad (1)$$

where $*$ is the convolution symbol, \mathcal{F} and \mathcal{F}^{-1} denotes the direct and inverse Fourier transform operators respectively, FPM represents the occulting FPM, and L is the Lyot stop (Fig. 1, right).

We consider only static aberrations. The electric field in the entrance pupil is

$$E = A e^{\alpha+i\beta} e^{i\phi}, \quad (2)$$

where α and β are the log-amplitude and phase aberrations in the instrument pupil plane. The quantity ϕ is the phase induced by the HODM+TT and A is the unaberrated electric field in the pupil plane such as

$$A = \begin{cases} P \times \text{APO} & \text{when observing on sky} \\ \text{APO} & \text{when using the internal source,} \end{cases} \quad (3)$$

where P represents the geometry of the VLT pupil with the central obscuration and the spiders and APO denotes the apodizer transmission. If we assume small upstream aberrations and small deformations of the DM, we can write the Taylor expansion of Eq. (2) to describe the electric field E_{IRDIS} in the IRDIS science detector plane as follows:

$$\begin{aligned} E_{\text{IRDIS}} &= C[E] \\ &= C[A] + C[A(\alpha + i\beta)] + iC[A\phi], \\ &= E_D + E_S + E_{\text{DM}} \end{aligned} \quad (4)$$

where E_D is the diffracted field in the IRDIS detector plane in the absence of any aberration. A perfect coronagraph would null E_D , but the APLC used on SPHERE leaves a residual diffracted light that could limit the contrast especially at short angular separations. The quantities E_S and E_{DM} are the focal plane electric field corresponding to the diffraction of the small upstream initial aberrations (both in phase β and amplitude α) and the small deformation of the DM (creating a phase ϕ) through the coronagraph, respectively. In the presence of static aberrations, part of the stellar light goes through the system and reaches the science detector inducing stellar speckles. The quantity E_S is linked to the stellar speckles and E_{DM} is used to minimize E_S . Wavefront sensors only trying to estimate NCP phase aberrations can only minimize β . It is thus crucial to measure the complete electric field E_{IRDIS} and then apply a control strategy to minimize E_{IRDIS} by compensating E_D and E_S with E_{DM} using the HODM. This is the goal of DH techniques.

3. Wavefront control to generate a dark hole with SPHERE

Creating a DH at the focal plane involves two independent steps. First, the electric field is estimated with a FPWFS. Then, the HODM is used to minimize the intensity inside the DH. In the following we describe how these two steps are implemented using PW probing for measuring the electric field and then the EFC for computing the commands to apply on the HODM.

3.1. Pair-wise probing

The incident electric field on the IRDIS camera cannot be estimated well by the WFS of the AO system because it does not measure amplitude aberrations and NCPAs, which includes defects of the coronagraph. That is why we need to estimate the aberrations directly from the science focal plane. However the science detector only records the square modulus of the electric field. Temporally modulating the speckle field is a solution to measuring the complex focal plane electric field. Such a technique has already been tested on SPHERE. For instance, COFFEE was performed by Paul et al. (2014) but it

was only estimating phase aberrations upstream and downstream the coronagraph FPM. Another algorithm called PW probing was also tested. This algorithm demonstrated an accurate estimation of the electric field in a small area of the focal plane (Ruffio & Kasper 2014; Fusco et al. 2015). We propose a PW solution to increase the area in which the electric field is estimated well. First described by Give'On et al. (2007a), PW requires the introduction of known aberrations called probes thanks to the HODM. Still assuming small upstream aberrations and small probes ψ_m introduced by the deformable mirror, the intensity on IRDIS detector can be written as

$$I_m = |E_D + E_S + iC[A\psi_m]|^2. \quad (5)$$

Recording a pair of images I_m^+ and I_m^- for which the probes are $+\psi_m$ and $-\psi_m$, respectively, we can compute the difference between the two images as follows:

$$I_m^+ - I_m^- = 4(\Re(E_S + E_D)\Re(iC[A\psi_m]) + \Im(E_S + E_D)\Im(iC[A\psi_m])), \quad (6)$$

where \Re and \Im represent the real and imaginary parts of a complex field. Noticing that Eq. (6) can be written in the matrix notation

$$I_m^+ - I_m^- = 4 \begin{bmatrix} \Re(iC[A\psi_m]) & \Im(iC[A\psi_m]) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Re(E_S + E_D) \\ \Im(E_S + E_D) \end{bmatrix}, \quad (7)$$

we can generalize this principle for k different probes to break the degeneracy between the real and imaginary part of $E_S + E_D$. Then, we write, for each pixel with coordinates (x, y) in the science image,

$$D_{(x,y)} = 4M_{(x,y)}F_{(x,y)}. \quad (8)$$

The difference matrix D represents the subtraction of the two images acquired for each pair of probes as follows:

$$D = \begin{bmatrix} I_1^+ - I_1^- \\ \vdots \\ I_k^+ - I_k^- \end{bmatrix}. \quad (9)$$

The model matrix M is composed of the numerically simulated electric fields created on IRDIS detector by applying each probe on the HODM as follows:

$$M = \begin{bmatrix} \Re(iC[A\psi_1]) & \Im(iC[A\psi_1]) \\ \vdots & \vdots \\ \Re(iC[A\psi_k]) & \Im(iC[A\psi_k]) \end{bmatrix}. \quad (10)$$

The propagation of the aberration through the instrument and the APLC is simulated according to Soummer et al. (2007). This accounts for the positions and influence functions of all the actuators with respect to the entrance pupil. Finally, the electric field matrix F is composed of the electric field, created by the upstream aberrations and the diffraction pattern of the instrument, as follows:

$$F = \begin{bmatrix} \Re(E_S + E_D) \\ \Im(E_S + E_D) \end{bmatrix}. \quad (11)$$

We aim to retrieve $E_S + E_D$ by inverting Eq. (8) for each desired pixel (x, y) in the field of view. However, we have to ensure the matrix M is invertible, which means its determinant is non-zero.

Therefore, PW needs at least two probes ψ_m and ψ_n so that they create a different electric field at the particular location (x, y) , that is,

$$\Re(iC[A\psi_m])\Im(iC[A\psi_n]) - \Re(iC[A\psi_n])\Im(iC[A\psi_m]) \neq 0. \quad (12)$$

We can then inverse Eq. (8) for all the pixels (x, y) , where Eq. (12) is verified to estimate the real and imaginary part of the electric field $E_S + E_D$, that is,

$$\tilde{F}_{(x,y)} = \frac{1}{4}M_{(x,y)}^\dagger D_{(x,y)}, \quad (13)$$

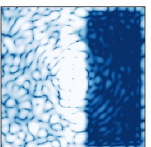
where \tilde{F} represents the estimation of F and \dagger is the pseudo inverse, calculated with the singular value decomposition (SVD) method, as the matrix is not squared when using more than two probes.

The choice of the probe shapes and locations is important when implementing PW. Indeed, the foreseen strategy is to point a target star, use PW and EFC to minimize the speckle intensity and eventually record images for astrophysical purpose. To minimize the time spent for stellar speckle minimization, we aim to use the smallest number of probes while making sure Eq. (12) still holds for all the pixels in the DH where we seek to minimize the speckle intensity. We demonstrate in Potier et al. (2020) that pushing and pulling two neighbor actuators allows us to estimate properly the electric field in almost the entire field of view. We therefore decided to use two actuator pokes as probes, aligned in the vertical direction and located on the HODM just below the Lyot stop obstruction shadow. To determine the accuracy of PW when using these two bumps, we show in Fig. 3 the inverse of the minimum eigenvalue of M for each IRDIS pixel. As seen in Potier et al. (2020), this map displays the regions in which M is invertible. In Fig. 3, the whiter the pixel, the more accurate the estimation of the electric field. This demonstrates that the two selected probes allow for a good estimation of the electric field in the entire HODM influence area (set by the number of actuators), except for a horizontal bar at the image center and on the edges of the HODM influence zone. We chose the zones in which we minimize the speckle field: a full DH (FDH) that is $31\lambda/D \times 31\lambda/D$ and a half DH (HDH) that is $13\lambda/D \times 31\lambda/D$, whose edge is located at $2.85\lambda/D$ from the optical axis. In these regions, the inverses of the M singular values do not seem to diverge – except from the central horizontal bar in the FDH. If an observer wants to remove the horizontal bar to minimize the speckle field in a HDH in the right (or left) part of the coronagraphic image, the probes would also be two pokes of neighbor actuators, but aligned in the horizontal direction and located on the right or left part of the central obstruction.

3.2. Electric field conjugation

In this section, we present how to suppress speckles once the focal plane electric field is estimated by PW. In former tests for the compensation of NCPAs on SPHERE with COFFEE (Paul et al. 2014) and ZELDA (Vigan et al. 2018, 2019), the focal plane images were used to estimate only the phase aberrations reconstructed in the pupil plane. These aberrations were corrected by applying the opposite estimated optical path difference (OPD) on the HODM to flatten the wavefront. This strategy does not allow us to correct for the amplitude aberrations e^α , which is no longer negligible at these levels of contrast (Vigan et al. 2016), and also cannot suppress the intensity of the diffracted residual diffraction pattern of the coronagraph $|E_D|^2$.

Since PW estimates the electric field in the IRDIS detector plane, we used a strategy proposed more than two decades ago



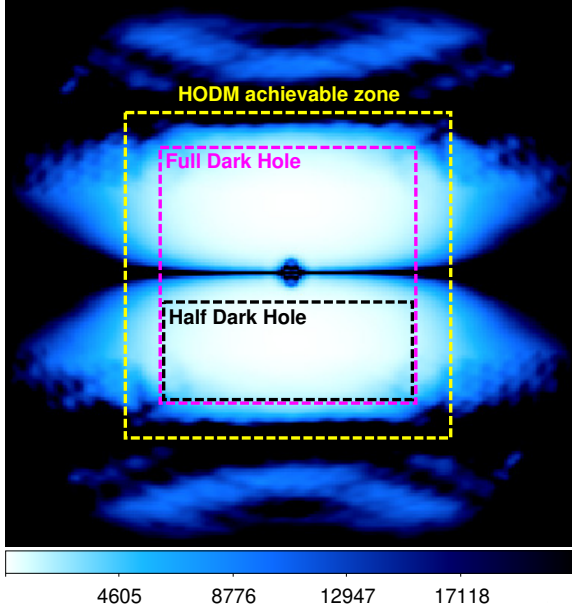


Fig. 3. Map of the inverse of the minimum eigenvalue for the matrix M around the optical axis. The quantity M is computed by simulating the effect of pushing two neighbor actuators aligned in the vertical direction. The HODM achievable zone, FDH, and HDH regions are also highlighted in yellow, pink, and black dashed lines, respectively.

for space-based applications, which consists in generating a DH in a chosen region of the science detector (Malbet et al. 1995). Using a single HODM in a pupil plane, we can either choose to minimize the speckle intensity induced by phase aberrations (β) in the full DM influence zone (full DH) or the intensity of all speckles induced by phase and amplitude aberrations, as well as the residual diffraction pattern $|E_D|^2$ in a half DH (HDH).

As formulated in Bordé & Traub (2006) and Give'On et al. (2007b), the EFC is intended to attenuate the speckle field intensity by minimizing the following metric:

$$d_{\text{EFC}}^2 = \|E_{\text{DM}} + (E_S + E_D)\|^2 \quad (14)$$

in all the pixels at once inside the defined DH. This least mean squares criteria can be minimized in the DH region by applying a phase ϕ on the HODM. We assume that the electric field created by the HODM in the focal plane E_{DM} is a linear combination of the individual actuators voltages as follows:

$$E_{\text{DM}} = G\bar{a}, \quad (15)$$

where \bar{a} is the vector composed of the 1377 voltages of the HODM and G is the linear transformation matrix between the voltage parameter and the focal plane electric field. The quantity G is computed numerically by simulating the electric field created in the chosen DH region when adding a voltage unit to each of the actuators in the pupil, except for the six faulty actuators. Equation (14) can be minimized by using different inverse problem strategies such as a truncated SVD algorithm to avoid the divergence due to the noisiest modes. We can therefore invert the G matrix to create the control matrix G^\dagger , which is multiplied by the electric field previously estimated with PW to determine the correct voltages \bar{a} to apply, as follows:

$$\bar{a} = -g[\Re(G) \frown \Im(G)]^\dagger [\Re(E_S + E_D) \frown \Im(E_S + E_D)], \quad (16)$$

where \frown means concatenate and g is the servo loop gain, which ensures the loop convergence. In the rest of this paper, g is set to 0.5 to make the correction process as fast as possible while keeping the correction stable with respect to noise.

We demonstrate in this section that the SPHERE raw contrast can be significantly improved using our DH strategy via PW and EFC techniques under simulated on-sky conditions. We simulated the expected coronagraphic images obtained with SPHERE under turbulent conditions when applying a PW+EFC solution optimized for the correction E_D and E_S in the HDH region, as described in Sect. 3.1.

The target is assumed to be a M0-type star with magnitudes $m_V = 8$ and $m_J = 6$, observed with the H3 filter ($\lambda_0 = 1.667 \mu\text{m}$ and $\Delta\lambda = 54 \text{ nm}$). The seeing is set to a value of 0.85 arcsec, with a wind speed of 3 m s^{-1} in three simulated atmospheric layers (located at 0, 1, and 10 km from the ground). The residual phase aberrations after correction by the AO system are simulated via a CAOS-based numerical tool (Carillet et al. 2008). This tool uses a power spectral density (PSD) model, including fitting, servo-lag, and aliasing errors. A thousand independent phase screens are randomly drawn from the modeled PSD. A long exposure image is obtained from averaging the frames. Considering the wind speed, the simulated phase screen seen by the VLT pupil becomes incoherent after 2.7 s. This sequence of a thousand images would therefore correspond to a maximum exposure time of 45 min. Two AO systems are simulated: the current SAXO system, based on a SH visible wavefront sensor with 40 sub-pupils across the pupil diameter, and an upgraded system referred to as SAXO+, based on a pyramid IR wavefront sensor to remove the errors due to aliasing and differential refraction (Boccaletti et al. 2020). In the SAXO case, spatial filtering of the SH WFS is taken into account by reducing the aliasing error coefficient by 50%. Both systems are running at 1.3 kHz.

The NCPAs are simulated using the phase screen measured by ZELDA and accounting for 70 nm rms. The amplitude aberrations are estimated to 8% rms by taking a pupil image with SPHERE on the calibration unit (Vigan et al. 2019).

The PW+EFC solution is computed to minimize the speckles in the HDH region. The probes used for PW are described in Sect. 3.1 and are injected with a maximum amplitude of 400 nm. The EFC optimization computes the correction based on 700 modes. Nine iterations of the PW+EFC process were computed in the absence of turbulence. The final coronagraphic images are simulated including the AO residual turbulent aberrations, the NCPAs and amplitude aberrations, and the PW+EFC optimized HODM phase. All images are normalized by the maximum of the non-coronagraphic point spread function (PSF).

3.3. Simulated on-sky performance

The final simulated images are shown in Fig. 4. The result is optimistic because the numerical simulation assumes an ideal averaging of the turbulent speckles while the NCPAs are perfectly static. The images are therefore NCPA dominated. The PW+EFC correction is applied in a HDH region of size $13\lambda/D \times 31\lambda/D$, starting at $2.85\lambda/D$ away from the central star. Improvement of the contrast appears clearly in the HDH for both simulated AO systems as stellar speckles are no longer detected in the images at the bottom row of the figure.

To quantitatively compare the images, the contrast level is computed. We define the contrast as the azimuthal standard deviation limited to the HDH region. The 1σ rms contrast curves obtained in the different cases are shown in Fig. 5. Even though SAXO+ provides a better correction below $20\lambda/D$ (the AO

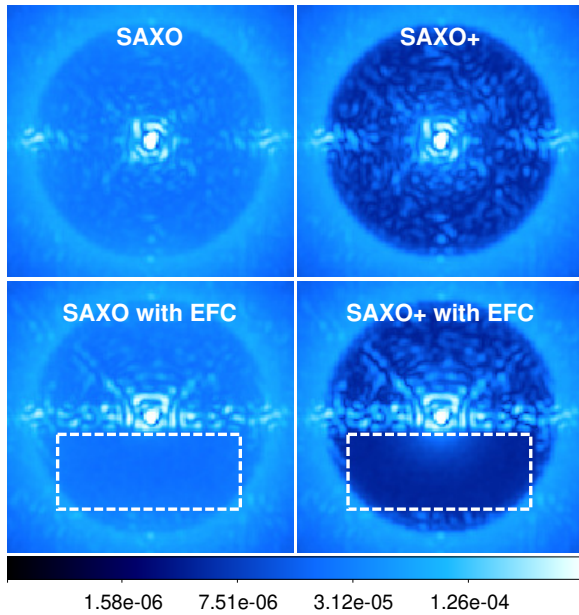


Fig. 4. Numerical simulations: final coronagraphic images accounting for AO residuals from the current AO system, SAXO (*left*) and for AO residuals with a faster AO system, SAXO+ (*right*). Images on the top row are obtained with the APLC alone, while images on the bottom row are obtained after minimization of the stellar speckle intensity using PW+EFC. The HDH region is delimited by the white dashed rectangular box.

cutoff of the 41×41 HODM), our simulations show that the gain with respect to SAXO in contrast is not significant when the NCPAs are not compensated.

We also simulated a perfect cancellation of all phase aberrations. This raw RMS contrast curve sets a contrast limit above 10^{-6} at angular distance shorter than $16 \lambda/D$ when speckles originating from the amplitude aberrations and the coronagraph residual diffraction pattern are not corrected.

In the case of SAXO, the PW+EFC phase solution leads to a contrast level below the limits set by the NCPAs (red dashed line) or by the amplitude aberrations. The contrast is still limited to a contrast level of 10^{-6} by the AO halo that leaves residual speckles in the HDH. For SAXO+, the residual speckles inside the HDH are fainter because the AO system works in a bandwidth close to the science wavelength and is not limited by the NCPAs anymore. The contrast is thus improved especially between $5 \lambda/D$ and $16 \lambda/D$. As conceived in Boccaletti et al. (2020) for the case of SPHERE+, SAXO+ should also run faster than the current system (2.5 kHz) with brighter stars or by using visible photons for low order modes. This would lead to even better contrast performance, especially at low spatial frequencies. However, a complete study of such a system is beyond the scope of this paper.

Compared to the current SAXO performance with no NCPA compensation, applying PW+EFC on SAXO+ should therefore provide a gain of at least one order of magnitude in contrast rms in the HDH region between $3 \lambda/D$ and $16 \lambda/D$. This improvement can only be reached when applying a strategy that estimates the electric field in the detector plane like PW and corrects in a DH, not only for the NCPAs but for the amplitude aberrations and diffraction residuals from the coronagraph (in this case, EFC). Thus, any improvement of the SPHERE extreme

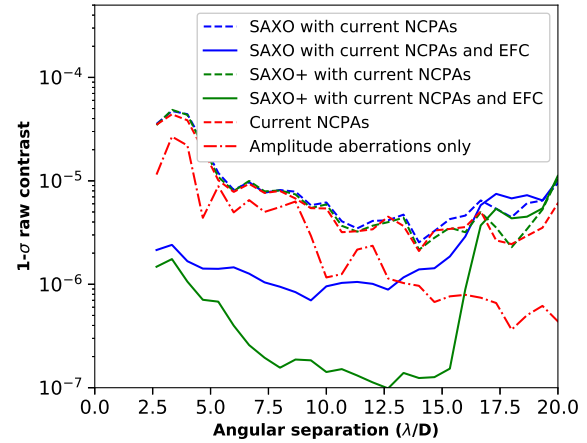


Fig. 5. Numerical simulations: 1σ contrast as a function of the angular separation. The contrast is computed in the HDH region in each simulated configuration: with the current SAXO residuals or an upgraded SAXO+ residuals (dashed lines), with and without the EFC phase optimization (solid lines).

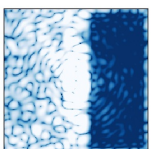
AO system should include a compensation of amplitude aberrations and a minimization of the coronagraph residuals. Both of these improvements can be achieved with PW+EFC by reducing the DH region to one-half of the image, as demonstrated. Compensation of the amplitude aberrations over the full DH can also be reached by adding another HODM located out of a pupil plane to correct for the amplitude aberrations based on the Talbot effect (Pueyo et al. 2009; Beaulieu et al. 2017; Baudoz et al. 2018). Improved optimization of the coronagraph can also minimize the light diffracted by the coronagraph (N'Diaye et al. 2016b).

4. Wavefront control on the SPHERE internal pupil

4.1. Strategy

As a proof of concept, we implemented first the PW+EFC technique on SPHERE using the internal source. The associated pupil is different than the VLT pupil, but instead is a simple circular aperture with no central obscuration nor spider supports. The tests were performed with the H3 filter ($\lambda = 1667$ nm, $\Delta\lambda = 54$ nm) and 0.83 s exposures. The PW different probes and the EFC computed correction are not directly applied as voltages on the HODM. Indeed, the SH wavefront sensor would measure an aberration that would be automatically flattened when working in AO closed loop. Instead, we modified the HODM shape by changing the reference slopes of the SH through a daily recorded interaction matrix, which transforms a 1377 voltage vector to a 2480 reference slopes vector (Vigan et al. 2019, Appendix).

The PW+EFC software we developed is available as an automated package to the support astronomer. The first initialization steps of the procedure include the acquisition of a background image, an off-axis PSF, and a coronagraphic image. The off-axis PSF is dimmed by a neutral density (ND) to avoid saturation. This image is used to normalize the coronagraphic images before multiplication by the model matrix M^T (Eq. (13)). The first coronagraphic image is taken with a cosine pattern applied on the HODM, creating two bright speckles on both sides of the image center. These spots are used to estimate the center of the



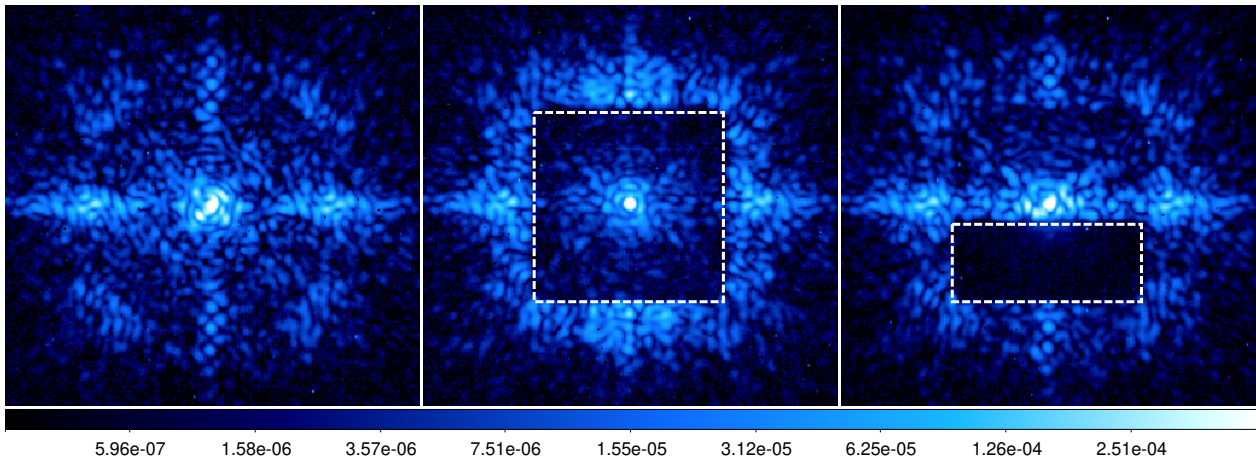


Fig. 6. Experimental data: coronagraphic images recorded with SPHERE calibration unit in the H3 band before any NCPA compensation, after 2 iterations of PW+EFC in a FDH (*center*), and after 6 iterations of PW+EFC in a HDH (*right*). The sizes of the FDH and HDH are, respectively, $31\lambda/D \times 31\lambda/D$ and $13\lambda/D \times 31\lambda/D$, $1\lambda/D$ being equal to ~ 43 mas. The HDH starts at $2.85\lambda/D$ from the optical axis to get as close as possible from the FPM bottom edge whose radius is 92.5 mas or about $2.15\lambda/D$. The aim is to ensure the stability in the PW+EFC closed loop. The edges of each DH are represented in white dashed lines. The images were normalized by the maximum of the off-axis PSF, recorded at the first iteration of the PW+EFC process.

H3 images on the IRDIS detector at a subpixel accuracy. This step is crucial to align model images to actual IRDIS images.

The subsequent steps are then repeated iteratively to compute the optimal correction: (1) acquisition of four coronagraphic images using PW probes; (2) computation of the matrix D of Eq. (9) for each pixel (x, y) in the chosen DH region; (3) estimation of the focal plane electric field with Eq. (13); (4) multiplication of the estimated field by G^\dagger , resulting in the array containing the updated reference slopes for the SH WFS; and (5) acquisition of the corrected coronagraphic image. Each iteration lasts less than two minutes on the internal source.

4.2. Dark hole creation

The algorithm was applied for different DH configurations. Here, we present two corrections: one in a FDH and one in a HDH.

4.2.1. Full dark hole

The coronagraphic image that follows the FDH correction is shown at the center of Fig. 6. For this particular experiment, 800 modes of the HODM were used after truncating the SVD in Eq. (16). The image can be compared with the image at the left in Fig. 6, which is the initial coronagraphic image before PW+EFC. In order to quantify the improvement, we plot in Fig. 7 the 1σ contrast curve before PW+EFC, at each PW+EFC iterations, and after the last iteration. The correction converges after three iterations. The FDH correction improved the contrast in all the spatial frequencies accessible with the HODM by a factor of two to ten, which is close to the results obtained by ZELDA in Vigan et al. (2019). However, bright speckles are still present near the optical axis in Fig. 6. There are several explanations for this result. First the algorithm is not efficient enough to correct for all the phase aberrations in the DH, especially in a central horizontal bar, as described in Sect. 3.1. Second, as explained in Sect. 2.3, the image quality is also limited by amplitude aberrations and by the diffraction pattern created by the APLC. We also numerically simulated the raw contrast obtained

with a perfect APLC, which is not affected by any aberration (see in Fig. 7, in red dashed lines). We conclude that if the SPHERE APLC has no defects, the performance of PW+EFC in FDH is limited by amplitude aberrations.

4.2.2. Half dark hole

An alternative way to reach deeper contrast is to sacrifice half the field of view and therefore correct in a HDH region (see in Sect. 3.2). We started the correction from the initial configuration of the HODM as for the FDH (image on the left in Fig. 6). In the right image in Fig. 6, we present the result after six iterations of PW+EFC optimization in a HDH when using 700 correction modes: the correction minimizes all the speckles in the HDH down to the detector noise. Moreover, we note that the symmetrical region on the other side of the central star (at the top of the image) also benefits from a partial correction due to the compensation of the phase alone. For such a correction, we were required to add a phase pattern of ~ 19 nm RMS on the HODM. The rms contrast curves calculated in the HDH region are plotted in Fig. 8. The deepest contrast is reached after six iterations. At iterations four and five, the contrast is presumably limited by the detector noise (nearly flat contrast floor). This can be overcome with longer integration for each step. Multiplying the exposure time by eight leads to a modest gain in contrast at the sixth iteration. There is room for improvement as long as the wavefront remains stable during acquisition. The HDH reaches a contrast that is significantly better than the theoretical raw contrast of the coronagraph, demonstrating the capability of PW+EFC to go below this limit. At the final step, we measured a contrast below 10^{-6} between 150 and 650 mas, which to our knowledge is the best contrast ever generated on the internal source of SPHERE. For demonstration purposes, a HDH was successfully created in the upper part of the image, reaching the same contrast level as that at the bottom of the image shown in Fig. 6. Preliminary experiments also showed the HDH correction was degraded by a factor 2 after two days. Further studies about DH stability are planned.

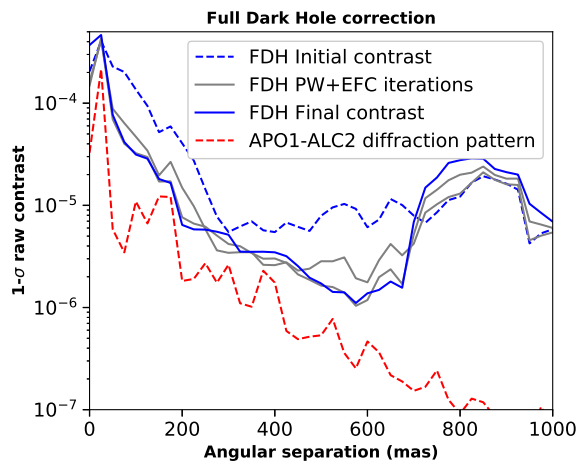


Fig. 7. Experimental data: contrast rms during the different iterations of PW+EFC implemented with the SPHERE calibration unit in a FDH of size $31\lambda/D \times 31\lambda/D$ (in gray). The curve before compensation is plotted with a blue dashed line; the contrast after the last iteration is represented by a blue continuous line. The theoretical limit set by the APLC diffraction pattern is plotted with a red dashed line.

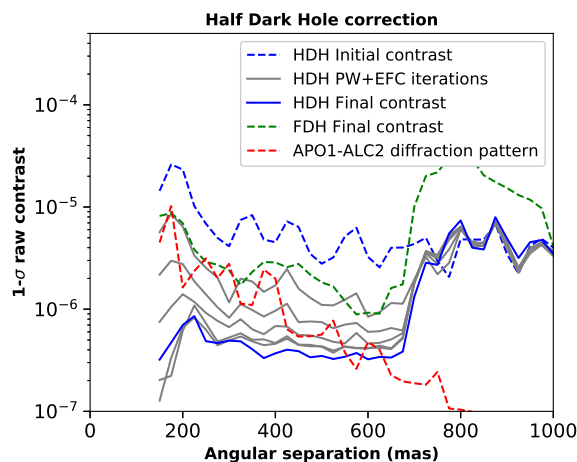


Fig. 8. Experimental data: contrast rms during the different iterations of PW+EFC implemented with the SPHERE calibration unit in a HDH of size $13\lambda/D \times 31\lambda/D$. In green dashed line is plotted the contrast after the FDH correction (in Sect. 4.2.1) calculated in the HDH region.

These results demonstrate that the amplitude aberrations and coronagraph residuals do matter at the 10^{-6} level and are critical for future HCI instruments. A compromise would be to sacrifice half of the field of view when using a single DM. With two DMs in the same system, we can consider the FDH correction for instance with the second DM out of the pupil plane, taking advantage of the Talbot effect. An alternative with a single DM would be to generate successively two HDH symmetrically located from the star to cover the entire field of view in two different observing sequences. This solution would need twice as long as the FDH correction with two DM.

5. Conclusions

In this paper, we described the contrast limitation due to NCPA and diffraction of the SPHERE APLC coronagraph, which can

be overcome with a minor upgrade of the SAXO software and correction strategy. We introduced the PW algorithm, which temporally modulates the speckle intensity in the coronagraphic image to estimate the electric field in the science detector. The PW algorithm only requires four coronagraphic images per iteration. Thanks to numerical simulations, we demonstrated that the PW, in conjunction with EFC control algorithm, is an efficient technique to create deep DH regions under turbulent conditions, by minimizing the speckle intensity due to phase and amplitude aberrations and by reducing the diffraction pattern. We also demonstrated the interest of upgrading the SPHERE AO system to improve the contrast level by a factor of about 10 with respect to what we can reach with the current AO system.

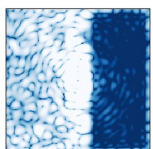
We also reported on experimental results obtained with the calibration unit of SPHERE. Our algorithm PW+EFC used to minimize the star intensity inside a full DH reaches the level set by amplitude aberrations and the diffraction pattern. The same algorithm used to minimize the star intensity in a HDH drastically improves the performance of SPHERE, reaching a contrast level below 10^{-6} between 150 mas and 650 mas from the optical axis.

The next step consists in the implementation of the PW+EFC technique on sky during an observation. Two strategies will be tested. First, the NCPA compensation is computed on the SPHERE calibration unit and the resulting correction directly applied on sky. We expect that the performance will not be optimal in that case because the telescope pupil and the internal source pupil differ significantly as well as the amplitude aberrations. The second option consists in computing the correction directly on the targeted star. In that case, long exposures will be needed to average out the atmospheric turbulence phase fluctuations, as explained in Singh et al. (2019) and Potier et al. (2019), and allow the sensing of the quasi-static aberrations. We also envision experimental tests with other coronagraphs available on SPHERE such as a four-quadrant-phase-mask (Rouan et al. 2000) to investigate the potential of the method with smaller IWA coronagraphs.

Acknowledgements. AP thank the Centre National d'Études Spatiales (CNES) and the DIM-ACAV+ program from the Île-de-France region for funding his PhD work. AV acknowledges funding from the European Research Council (ERC) under the European Union's Horizon 2020 research and innovation programme (Grant agreement number 757561). The authors join to thank the reviewer for the constructive remarks provided.

References

- Baudoz, P., Galicher, R., Potier, A., et al. 2018, in *Advances in Optical and Mechanical Technologies for Telescopes and Instrumentation III*, SPIE Conf. Ser., 10706, 1070620
- Beaulieu, M., Abe, L., Martinez, P., et al. 2017, *MNRAS*, 469, 218
- Beuzit, J.-L., Vigan, A., Mouillet, D., et al. 2019, *A&A*, 631, A155
- Bhowmik, T., Boccaletti, A., Thébaud, P., et al. 2019, *A&A*, 630, A85
- Boccaletti, A., Sezestre, E., Lagrange, A. M., et al. 2018, *A&A*, 614, A52
- Boccaletti, A., Chauvin, G., Mouillet, D., et al. 2020, ArXiv e-prints [arXiv:2003.05714]
- Bordé, P. J., & Traub, W. A. 2006, *ApJ*, 638, 488
- Bottom, M., Femenia, B., Huby, E., et al. 2016, *SPIE Conf. Ser.*, 9909, 990955
- Cantalloube, F., Por, E. H., Dohlen, K., et al. 2018, *A&A*, 620, L10
- Cantalloube, F., Dohlen, K., Milli, J., Brandner, W., & Vigan, A. 2019, *Messenger*, 176, 25
- Carbillet, M., Boccaletti, A., Thalmann, C., et al. 2008, in *The Software Package SPHERE: a CAOS-based numerical tool for end-to-end simulations of SPHERE/VLT*, SPIE Conf. Ser., 07015, 70156Z
- Carbillet, M., Bendjaya, P., Abe, L., et al. 2011, *Exp. Astron.*, 30, 39
- Chauvin, G., Desidera, S., Lagrange, A. M., et al. 2017a, in *SF2A-2017: Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics*, eds. C. Reylé, P. Di Matteo, F. Herpin, et al.



- Chauvin, G., Desidera, S., Lagrange, A.-M., et al. 2017b, *A&A*, **605**, L9
- Fusco, T., Rousset, G., Sauvage, J. F., et al. 2006, *Opt. Express*, **14**, 7515
- Fusco, T., Sauvage, J. F., Dohlen, K., et al. 2015, *Adaptive Optics for Extremely Large Telescopes IV (AO4ELT4)*, E91
- Galicher, R., & Marois, C. 2011, *Second International Conference on Adaptive Optics for Extremely Large Telescopes* Online at <http://ao4elt2.lesia.obspm.fr>, P25
- Galicher, R., Baudoz, P., Delorme, J.-R., et al. 2019, *A&A*, **631**, A143
- Give'On, A., Kern, B., Shaklan, S., Moody, D. C., & Pueyo, L. 2007a, in *SPIE Conf. Ser.*, **6691**
- Give'On, A., Belikov, R., Shaklan, S., & Kasdin, J. 2007b, *Opt. Exp.*, **15**, 12338
- Herscovici-Schiller, O., Sauvage, J.-F., Mugnier, L. M., Dohlen, K., & Vigan, A. 2019, *MNRAS*, **488**, 4307
- Hung, L.-W., Duchêne, G., Arriaga, P., et al. 2015, *ApJ*, **815**, L14
- Kalas, P. G., Rajan, A., Wang, J. J., et al. 2015, *ApJ*, **814**, 32
- Keppler, M., Benisty, M., Müller, A., et al. 2018, *A&A*, **617**, A44
- Kuhn, J. R., Potter, D., & Parise, B. 2001, *ApJ*, **553**, L189
- 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
- Malbet, F., Yu, J. W., & Shao, M. 1995, *PASP*, **107**, 386
- Marois, C., Doyon, R., Racine, R., & Nadeau, D. 2000, *PASP*, **112**, 91
- Marois, C., Lafrenière, D., Doyon, R., Macintosh, B., & Nadeau, D. 2006, *ApJ*, **641**, 556
- Martinache, F., Guyon, O., Jovanovic, N., et al. 2014, *PASP*, **126**, 565
- Matthews, C. T., Crepp, J. R., Vasisht, G., & Cady, E. 2017, *J. Astron. Telesc. Instrum. Syst.*, **3**, 045001
- Milli, J., Mouillet, D., Lagrange, A. M., et al. 2012, *A&A*, **545**, A111
- Milli, J., Kasper, M., Bourget, P., et al. 2018, in *SPIE Conf. Ser.*, Proc. SPIE, 10703, 107032A
- N'Diaye, M., Soummer, R., Pueyo, L., et al. 2016a, *ApJ*, **818**, 163
- N'Diaye, M., Vigan, A., Dohlen, K., et al. 2016b, *A&A*, **592**, A79
- Paul, B., Sauvage, J. F., Mugnier, L. M., et al. 2014, *A&A*, **572**, A32
- Perrot, C., Boccaletti, A., Pantin, E., et al. 2016, *A&A*, **590**, L7
- Potier, A., Baudoz, P., Galicher, R., Huby, E., & Singh, G. 2019, ArXiv e-prints [arXiv:1910.09064]
- Potier, A., Baudoz, P., Galicher, R., Singh, G., & Boccaletti, A. 2020, *A&A*, **635**, A192
- Pueyo, L., Kay, J., Kasdin, N. J., et al. 2009, *Appl. Opt.*, **48**, 6296
- Racine, R., Walker, G. A. H., Nadeau, D., Doyon, R., & Marois, C. 1999, *PASP*, **111**, 587
- Rouan, D., Riaud, P., Boccaletti, A., Clénet, Y., & Labeyrie, A. 2000, *PASP*, **112**, 1479
- Ruffio, J. B., & Kasper, M. 2014, (Toulouse III, France: Université Paul Sabatier) Master Thesis
- Sauvage, J. F., Fusco, T., Guesalaga, A., et al. 2015, *Adaptive Optics for Extremely Large Telescopes IV (AO4ELT4)*, E9
- Singh, G., Galicher, R., Baudoz, P., et al. 2019, *A&A*, **631**, A106
- Sissa, E., Olofsson, J., Vigan, A., et al. 2018, *A&A*, **613**, L6
- Soummer, R., Pueyo, L., Sivaramakrishnan, A., & Vanderbei, R. J., 2007, *Opt. Exp.*, **15**, 15935
- Vigan, A., N'Diaye, M., Dohlen, K., et al. 2016, *A&A*, **586**, A144
- Vigan, A., N'Diaye, M., Dohlen, K., et al. 2018, in *Adaptive Optics Systems VI*, SPIE Conf. Ser., 10703, 1070350
- Vigan, A., N'Diaye, M., Dohlen, K., et al. 2019, *A&A*, **629**, A11

6.2.4 Compléments à la publication

La publication précédente oublie certains résultats qui méritent pourtant d'être mentionnés. Ces études incomplètes feront l'objet d'une attention particulière lors de futurs tests PW+EFC sur SPHERE et seront présentées dans une future publication.

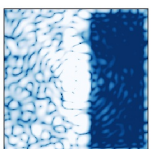
6.2.4.1 Stabilité de la correction

Afin de ne pas avoir à répéter un trop grand nombre de fois l'algorithme de calibration des NCPAs puisqu'il empiète sur le temps d'opération scientifique, il est important que l'instrument soit suffisamment stable pour préserver le contraste atteint dans le DH sur un temps suffisamment long. On présente ici des résultats préliminaires de cette stabilité. La figure 6.3 présente des corrections DH mesurées avec la source interne de SPHERE à deux dates différentes espacées de plusieurs mois (les 29 Juillet et 21 Novembre 2019). Elles montrent premièrement que l'algorithme PW+EFC est robuste et reproductible puisqu'il permet d'atteindre des DHs de contrastes équivalents. Je présente également les images enregistrées respectivement deux heures et deux jours après ces corrections. Le 29 Juillet, 2H après la correction, l'énergie lumineuse intégrée sur l'ensemble du DH a été multipliée d'un facteur 1.3. Le 23 Novembre, 2 jours après la correction du 21 Novembre, l'énergie intégrée dans le DH est multipliée par 1.8 mais reste à un niveau inférieur à l'énergie dans l'image avant correction des NCPAs. Nous étudierons plus en détail la stabilité de la correction sur SPHERE lors des prochains tests. Dans le cas où la correction ne serait pas suffisamment durable, une boucle d'asservissement supplémentaire reposant sur l'algorithme de *Linear Dark Field Control* (Miller et al. 2017; Pogorelyuk & Kasdin 2019) pourrait être implémentée pour préserver les performances en contraste dans le DH sur des durées plus longues.

Notre étude montre ici des *speckles* qui apparaissent localisés proche de l'axe optique dans l'image du haut, 2h après la correction du 29 Juillet. Ils sont principalement dus à une erreur de centrage Tip-Tilt lors de la remise en service de SPHERE pour enregistrer l'image deux heures après la correction. La stabilité du centrage du faisceau optique sur le coronographe est donc un facteur important pour maintenir un DH profond. Nous y reviendrons dans la section 6.3.1.

6.2.4.2 Chromaticité des aberrations

Le système d'image IRDIS a été conçu pour permettre un post-traitement en imagerie différentielle, notamment spectrale. Il permet par exemple l'observation simultanée de la cible d'intérêt dans les filtres H2 ($\lambda = 1593\text{nm}$, $\Delta\lambda = 52\text{nm}$) et H3 ($\lambda = 1667\text{nm}$, $\Delta\lambda = 54\text{nm}$). J'étudie l'image enregistrée en H2 après une correction faite à partir des images enregistrées dans le filtre H3. J'utilise la correction HDH présentée dans la section 6.2.3 et je la compare simplement à l'image obtenue simultanément à l'itération 6 dans le filtre H2. La comparaison est présentée figure 6.4. On remarque une amélioration du contraste d'un facteur 10 dans le filtre H2. Cela signifie que les aberrations sont très similaires en H2 et en H3 jusqu'à des niveaux de contraste inférieurs à 10^{-6} . Au delà, on remarque sur les courbes de contraste que la correction dans le filtre H3 reste meilleure que dans le filtre H2 où certains *speckles* n'ont pas été parfaitement minimisés. Ce résultat démontre que le contraste global de l'instrument ne peut plus être amélioré par la technique d'imagerie différentielle spectrale sur SPHERE en deçà de quelques $\sim 10^{-7}$. Encore une fois, cette étude est à approfondir en analysant ces images avec les techniques d'imagerie différentielle utilisées aujourd'hui sur SPHERE pour quantifier précisément les résidus stellaires chromatiques.



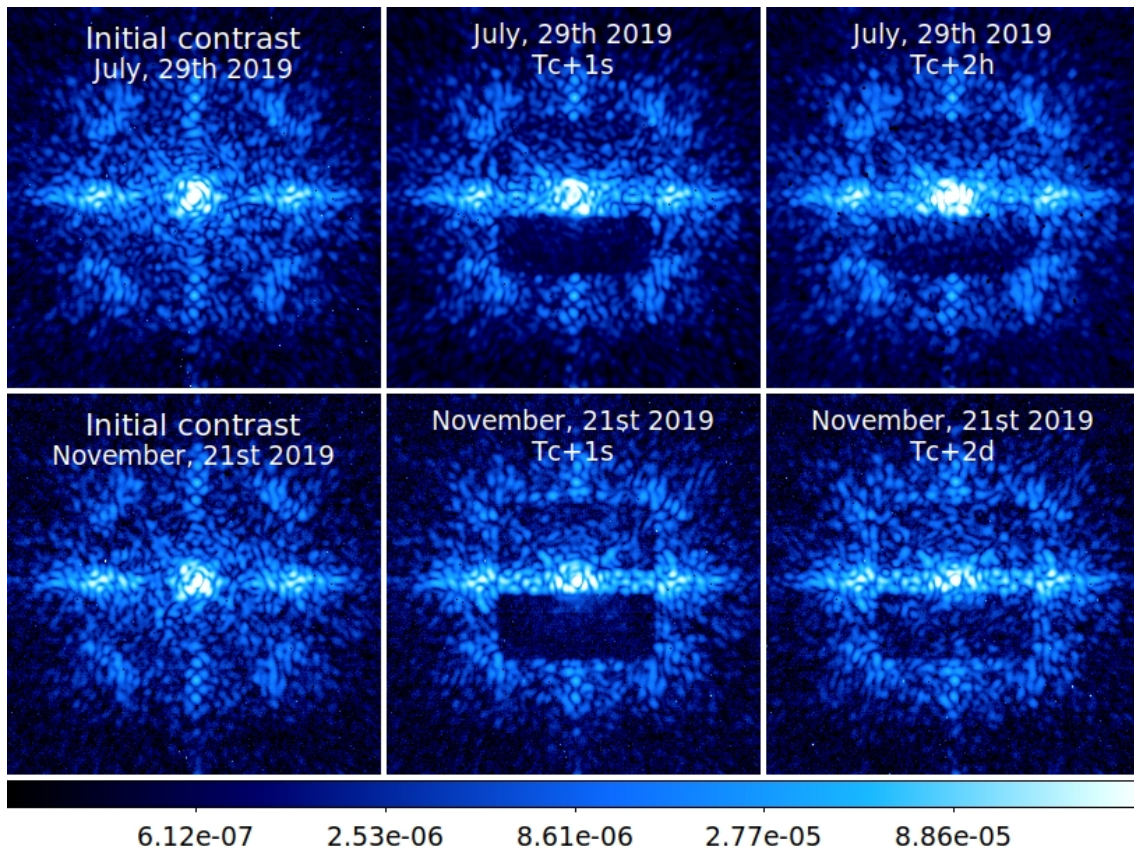


FIGURE 6.3 – Images coronagraphiques enregistrées avec la source interne de SPHERE avant (gauche) et juste après (centre) correction PW+EFC le 29 Juillet (haut) et le 21 Septembre (bas) 2019. Les images à droite montrent le résultat obtenu avec les mêmes pentes de référence du SH deux heures (haut) et deux jours (bas) après leurs calculs.

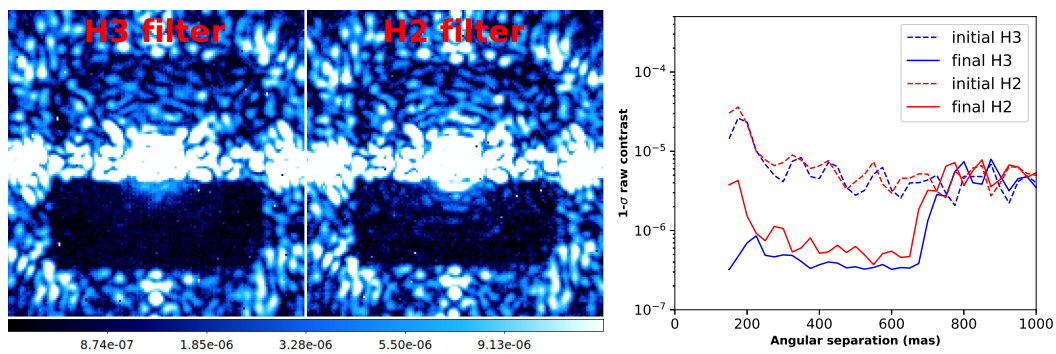


FIGURE 6.4 – Comparaison des images coronagraphiques dans les filtres H2 et H3 à l'itération 6 pour les deux filtres (à gauche) et des courbes de contraste associées (à droite) pour une correction PW+EFC optimisée pour H3.

6.2.4.3 Correction des NCPAs et linéarité de l'analyseur pyramide

Lors des tests présentés précédemment, les diversités et la compensation des aberrations sont appliquées sur le miroir déformable par la modification des pentes de référence

de l'analyseur Shack-Hartmann. La minimisation des *speckles* repose donc ici sur la linéarité de l'analyseur utilisé pour l'optique adaptative. Or, l'analyseur pyramide, envisagé pour les futurs instruments haute dynamique tels que SPHERE+ (voir section 2.2.1.1), ne permet pas aujourd'hui la correction d'aberrations statiques à cause de ses propriétés non linéaires (Deo et al. 2019; Chambouleyron et al. 2020). Si de nombreuses études proposent notamment l'utilisation d'algorithmes de *machine learning* (Guyon et al. 2018) ou encore des analyseurs supplémentaires (Esposito et al. 2020) pour étalonner en temps réel la réponse de la pyramide, cette limitation fondamentale n'est pas résolue et pourrait nécessiter plusieurs années de recherche. Pourtant, un simple miroir déformable situé en aval du système d'optique adaptative et dédié à la seule correction des aberrations statiques après analyse des aberrations par le détecteur scientifique pourrait régler cette problématique sans perte de photons. On pourrait alors envisager l'introduction d'un second miroir situé en dehors d'un plan pupille pour la correction des aberrations d'amplitude dans tout le champ du détecteur. L'ajout de ces miroirs isolés faciliterait la calibration des NCPAs et ne nécessiterait qu'un léger allongement du design optique des instruments haute dynamique.

6.3 Compensation des aberrations sur ciel

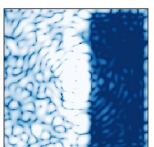
Les tests sur sources de calibration sont essentiels avant la mise en place d'une nouvelle procédure automatique sur ciel. Puisque cette phase d'optimisation s'est parfaitement déroulée dans notre cas, du temps technique sur ciel a alors été demandé à l'ESO pour tester la correction des NCPAs par l'algorithme PW+EFC dans des conditions turbulentes. Nous expliquons dans cette section les deux stratégies que nous envisageons de tester sur SPHERE.

6.3.1 Première stratégie : application des pentes de références calculées sur source interne

La première stratégie de compensation des NCPAs sur ciel est celle suivie par Fusco et al. (2015). Les NCPAs sont d'abord corrigées sur la source interne comme explicité précédemment. Les pentes de référence du Shack-Hartmann obtenues pour la correction sont alors enregistrées et réutilisées pour les opérations sur ciel. En cas de succès, cette stratégie pourrait être extrêmement efficace puisque le processus de calibration des aberrations n'empiète pas sur les opérations scientifiques. Les NCPAs pourraient alors être compensées pendant la journée avant la tombée de la nuit et au cours des observations, pendant que le télescope pointe la nouvelle étoile cible. Des DHs pourraient ainsi être définis et créés à l'avance dans plusieurs zones du détecteur afin de couvrir tout le champ de vue d'une cible d'intérêt, et appliqués facilement par l'astronome en charge de l'instrument si nécessaire.

6.3.1.1 Performances attendues et limitations

Cette stratégie n'est bien sûr pas optimale. En effet, la pupille d'entrée du télescope et la pupille de la source interne sont différentes, ce qui entraîne une différence de tâche de diffraction coronographique. La correction fournie par PW+EFC sera alors optimisée pour la tâche de diffraction de la source interne et non pour la tâche de diffraction ciel. Cependant, on montre figure 6.5 que cette stratégie pourrait rester avantageuse et améliorer le contraste final atteint dans une zone bien définie du champ d'observation correspondant au DH. On compare dans cette figure deux simulations numériques : la première représente une image pour laquelle il n'existe aucune aberration, soit la tâche de diffraction de l'instrument avec la pupille de l'UT3 du VLT équipé du coronographe APO1-ALC2. Pour



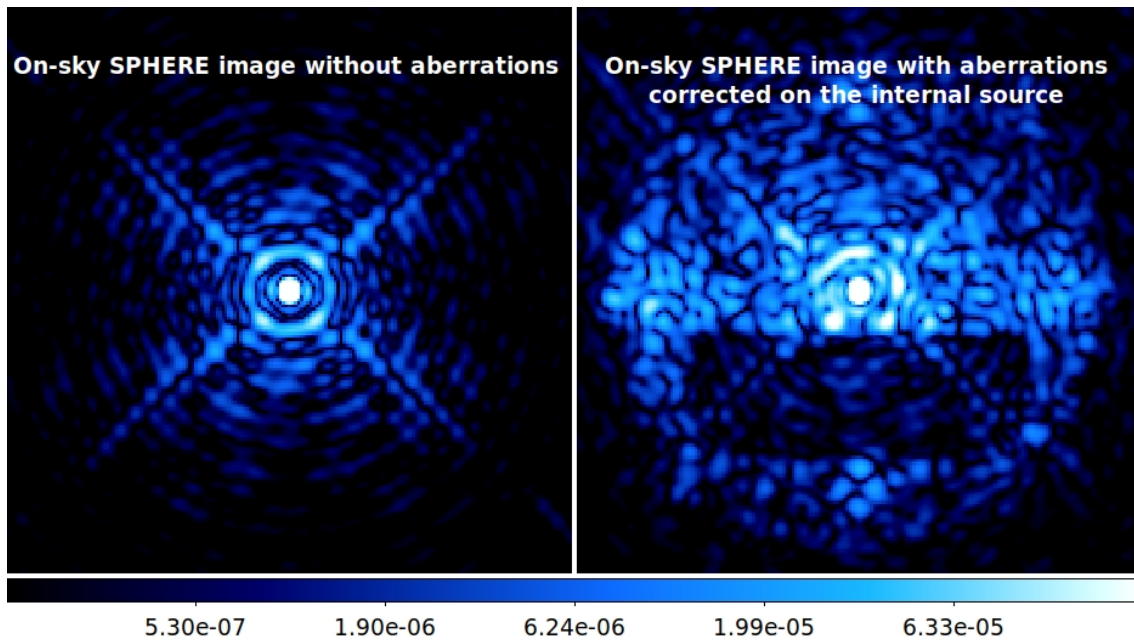


FIGURE 6.5 – Simulations numériques : À gauche, tâche de diffraction monochromatique de l'instrument SPHERE avec le coronographe APLC à 1667nm et la pupille VLT. À droite, image coronographique affectée par des aberrations statiques de phase et d'amplitude corrigées dans un DH sur la source interne de l'instrument. Le contraste dans la zone de correction reste meilleur à droite qu'à gauche.

la seconde image, le modèle de propagation utilisé est identique à celui de la première image. Cependant, l'instrument est ici soumis à des aberrations statiques de phase (11 nm rms) et d'amplitude (7 nm rms) qui ont été compensées dans un DH sur source interne. On remarque dans cette seconde image que le DH n'est pas parfaitement creusé puisque des résidus de diffraction non corrigés sur source interne apparaissent. Le contraste moyen dans le DH reste cependant inférieur à celui limité par la diffraction de l'instrument sans aberration dans cette même zone. On peut donc espérer que cette stratégie ait un intérêt. Cependant, on a fait ici l'hypothèse que les aberrations de phase et d'amplitude sont identiques sur source interne et sur ciel. Or, si l'on peut penser effectivement que toutes les aberrations de phases statiques dans le chemin optique sont corrigées par le système d'optique adaptative pour se limiter seulement aux NCPAs, ce n'est pas le cas pour les aberrations d'amplitudes qui vont affecter les miroirs du télescope. Puisque les miroirs du télescope ne font pas partie du chemin optique de la source de calibration, ces aberrations d'amplitude ne sont pas corrigées par l'algorithme PW+EFC appliqué sur la source interne. Des *speckles* liés à ces aberrations d'amplitude devraient alors limiter le contraste de l'image de droite dans la figure 6.5. Nous prévoyons des tests pour mesurer cet effet.

6.3.1.2 Tests préliminaires avec l'instrument SPHERE

La première stratégie a pu être testée rapidement sur SPHERE. En effet, nous avons eu l'opportunité d'observer la source HR8799 ($m_H = 5.3$) pendant quelques minutes au crépuscule. La figure 6.6 présente le résultat d'un temps d'exposition de 64s sans et avec correction des aberrations statiques sur source interne et les résultats en contraste correspondant. Malheureusement, lors de ce test effectué précipitamment, la PSF sur ciel n'a

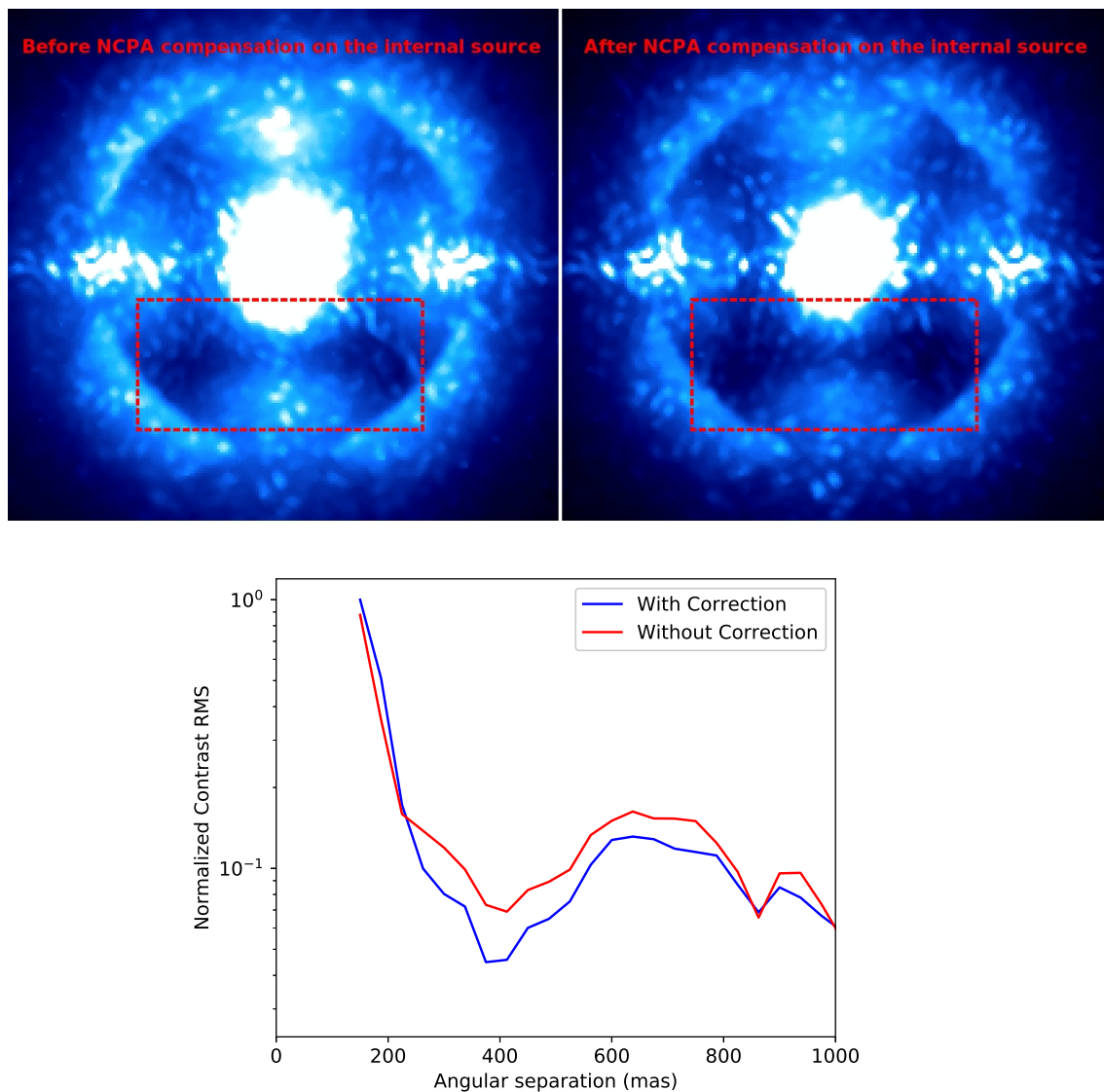
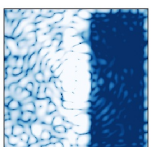


FIGURE 6.6 – Images de la source HR8799 enregistrées sur SPHERE avec 64s de temps d’exposition avant (gauche) et après (droite) calibration des NCPAs sur la source interne par l’algorithme PW+EFC. La zone de correction est entourée en rouge pointillé. À cause d’une négligence, la PSF n’a pas été enregistrée ici pour normaliser les images, les courbes de contraste correspondantes en bas sont alors normalisées par rapport au maximum des deux courbes.

pas été enregistrée pour normaliser les images en contraste.

Il est assez difficile de comparer ici l’apport de PW+EFC. En effet, les conditions de turbulence sont changeantes d’une acquisition à une autre et l’image sans la compensation des NCPAs sur la source interne voit son contraste globalement limité par un vent plus élevé au moment de son acquisition¹. Cependant, on peut remarquer la disparition de certains *speckles* dans la zone de correction (délimitée en rouge), notamment ceux extrêmement brillants dans le bas du champ. C’est donc un test préliminaire encourageant pour

1. Les valeurs de *seeing* pour ces deux expériences n’ont pas été enregistrées non plus. On remarque qualitativement que le centre de l’image de gauche est par exemple plus brillant que celui de l’image de droite



appliquer la première stratégie. En revanche, comme explicité dans la section 6.2.4.1, la correction PW+EFC appliquée est directement liée au centrage initial de la PSF sur le coronographe. Or, celui-ci est aujourd'hui effectué à l'œil par l'astronome sur SPHERE en modifiant les pentes de référence de la boucle de Tip-Tilt. Pour cette expérience, il est certain que le centrage sur le coronographe n'était pas le même au moment de l'enregistrement des images sur ciel et au moment de la correction PW+EFC sur source interne. Avec la limitation due aux aberrations d'amplitudes des miroirs du télescope, cet aspect nous paraît être la deuxième limitation fondamentale de la première stratégie.

6.3.2 Deuxième stratégie : Boucle d'asservissement en régime turbulent

La deuxième stratégie consiste à appliquer l'algorithme de calibration des NCPAs aux images ciels. Des *speckles* turbulents apparaissent alors en plus dans les images. Ces tavelures ne peuvent pas être minimisées par l'algorithme PW+EFC puisque celui-ci est trop lent par rapport au temps de vie des *speckles* turbulents. Dans la suite, je me concentre à extraire uniquement l'information sur les *speckles* statiques et quasi-statiques. Pour cela, j'utilise des images longues poses.

6.3.2.1 Propagation des aberrations turbulentes dans un instrument haut-contraste

Pour procéder à la deuxième stratégie de calibration des NCPAs sur SPHERE, il est nécessaire de prendre en considération la dynamique de la surface d'onde turbulente. On explique pourquoi les images turbulentes à longue exposition nous permettent d'extraire l'information sur les *speckles* statiques et quasi-statiques que l'on pourra alors corriger. On ne considère aucune variation des aberrations d'amplitude. Le champ électrique en plan pupille affecté par une surface d'onde turbulente s'écrit :

$$E_{pup} = Ae^{\alpha+i(\beta_0+\beta_1(t))}, \quad (6.1)$$

où β_0 et $\beta_1(t)$ sont la carte de phase statique et la carte de phase des aberrations résiduelles post-OA qui évoluent rapidement pendant l'opération scientifique. Ces cartes de phases ont des variances spatiales égales à σ_0^2 et σ_1^2 respectivement. D'après Cavarroc et al. (2006), le champ électrique E_L dans le plan de Lyot en aval d'un coronographe parfait en conditions turbulentes s'écrit :

$$E_L = Ae^\alpha \left(e^{i(\beta_0+\beta_1(t))} - e^{-(\sigma_0^2+\sigma_1^2)/2} \right). \quad (6.2)$$

Pour un temps d'exposition infini, β_0 reste statique alors que l'espérance mathématique de $e^{i\beta_1(t)}$ est également $e^{-\sigma_1^2/2}$ sous l'hypothèse d'un processus stationnaire et ergodique. L'espérance mathématique de E_L s'écrit alors :

$$E(E_L) = Ae^\alpha \left(e^{i\beta_0} - e^{-\sigma_0^2/2} \right) e^{-\sigma_1^2/2}. \quad (6.3)$$

D'après Singh et al. (2019), pour un temps d'exposition suffisamment élevé, l'écart à l'espérance mathématique sur la moyenne temporelle de E_L admet pour variance :

$$V(\langle E_L \rangle_N) = \frac{Ae^\alpha(1 - e^{-\sigma_1^2})}{N}. \quad (6.4)$$

Enfin, si l'on suppose que les aberrations quasi-statiques sont suffisamment petites et que le système d'optique adaptative est suffisamment efficace pour que les résidus des aberrations

soient négligeables par rapport à la longueur d'onde, les équations 6.3 et 6.4 se développent au premier ordre comme :

$$\begin{cases} E(E_L) & = Ae^\alpha i\beta_0 \\ V(\langle E_L \rangle_N) & = \frac{Ae^\alpha \sigma_1^2}{N} \end{cases} \quad (6.5)$$

Ainsi, plus le temps d'exposition est long, plus le rapport d'amplitude entre aberrations quasi-statiques et résidus de phase turbulente ϵ_N dont la variance décroît en $1/N$ sera grand :

$$\langle E_L \rangle_N = iAe^\alpha(\beta_0 + \epsilon_N), \quad (6.6)$$

Le terme ϵ_N est alors négligeable lorsque la contribution des résidus post-AO devient petit vis à vis des aberrations quasi-statiques, soit lorsque N est suffisamment élevé :

$$N \gg \frac{\sigma_1^2}{\sigma_0^2}. \quad (6.7)$$

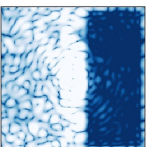
Ainsi, l'enregistrement d'images longues poses avec le détecteur scientifique doit permettre de faire émerger les *speckles* quasi-statiques pour corriger les NCPAs via un algorithme usuel d'estimation des aberrations en plan focal comme la SCC ou PW.

6.3.2.2 Correction des aberrations statiques en conditions turbulentes sur le THD2

Afin de tester la correction des NCPAs (voir section 3.4.1) dans les conditions d'observation des instruments au sol, le THD2 s'est vu récemment équipé d'une roue à turbulence simulant la phase résiduelle post optique adaptative de l'instrument SPHERE (Singh et al. 2019). La PSD est alors en $f^{-4/3}$ pour des fréquences spatiales de 0 à $20 \lambda/D$ et suit une loi de turbulence Kolmogorov en $f^{-11/3}$ au delà. Le niveau d'aberration est de 40 nm RMS dans la pupille. Utilisée dans le visible à 783.2nm, la roue simule une phase deux fois plus grande que celle mesurée sur l'instrument SPHERE dans la bande H. Son moteur est capable de tourner à 300 pas par seconde pour un tour complet en 12000 pas. Puisque la pupille d'entrée de l'instrument, de diamètre 8.23mm, est située à une distance de 40mm du centre de la roue, le système simule une vitesse de vent de 6.1m.s^{-1} sur un télescope de 8m.

Plusieurs tests de correction des aberrations statiques en régime turbulent ont été effectués sur le THD2. Singh et al. (2019) présentent les résultats obtenus par l'algorithme SCC et les comparent à des simulations numériques. On répète ici le protocole expérimental et on présente les résultats obtenus avec l'algorithme PW+EFC qui ont fait l'objet d'un *proceedings* dans le cadre de la conférence AO4ELT6 (voir annexe D).

Dans un premier temps, la roue à turbulence n'est pas placée dans le chemin optique du THD2 afin d'étalonner parfaitement les aberrations statiques dans un FDH en conditions spatiales comme explicité section 5.2.3.1. Dans un deuxième temps, la roue est introduite dans le chemin optique du THD2 au niveau du premier plan pupille, et son moteur est allumé. On enregistre alors des images de 18s de temps d'exposition avec la camera Neo et on calcule le contraste obtenu (en bleu sur la figure 6.8). Ces contrastes correspondent aux meilleures performances que l'on puisse atteindre avec cette expérience puisque les aberrations statiques y sont déjà absentes. On remarque que, contrairement au cas spatial, le contraste obtenu reste supérieur à 10^{-6} . En effet, la lame de la roue à turbulence est de dimension finie et il faudrait une lame de plus grande taille pour moyennner d'avantage l'intensité des *speckles* turbulents et atteindre des contrastes plus faibles. Cette expérience



correspond alors à une observation à temps de pose fini, qui ne permet pas de moyennner parfaitement l'intensité des *speckles* turbulents.

On applique ensuite une carte aléatoire d'aberrations de phase de 5nm RMS en f^{-1} avec le DM-3, soit un niveau semblable aux aberrations quasi-statiques présentes sur SPHERE aujourd'hui en infrarouge. On enregistre de nouveau une image de 18s d'exposition, présentée à gauche de la figure 6.7. Puisque le temps d'exposition a été choisi pour s'assurer que l'intensité des *speckles* turbulents soit inférieure à l'intensité des aberrations statiques dans l'image coronographique, cette image turbulente est dominée en son centre par les *speckles* statiques. Mon objectif est de diminuer l'intensité de ces *speckles* statiques. En dehors de la zone accessible par le DM de SPHERE, l'image est par contre dominée par les *speckles* turbulents non corrigés par le système d'OA. On applique la méthode PW+EFC optimisée pour le cas spatial (voir section 5.2.3.1), dans un cas turbulent et avec des temps d'exposition de 18s. On déplace ici les trois actionneurs 309, 495 et 659 de 34nm pour PW et on cherche à minimiser les *speckles* statiques dans un FDH de taille $25 \times 25 \lambda/D$ et dans un HDH s'étendant de -12 à $12 \lambda/D$ dans une direction et de 2 à $12 \lambda/D$ dans l'autre (l'origine étant l'axe optique). Les images correspondantes après convergence (sixième et cinquième itération respectivement) sont montrées au centre et à droite de la figure 6.7.

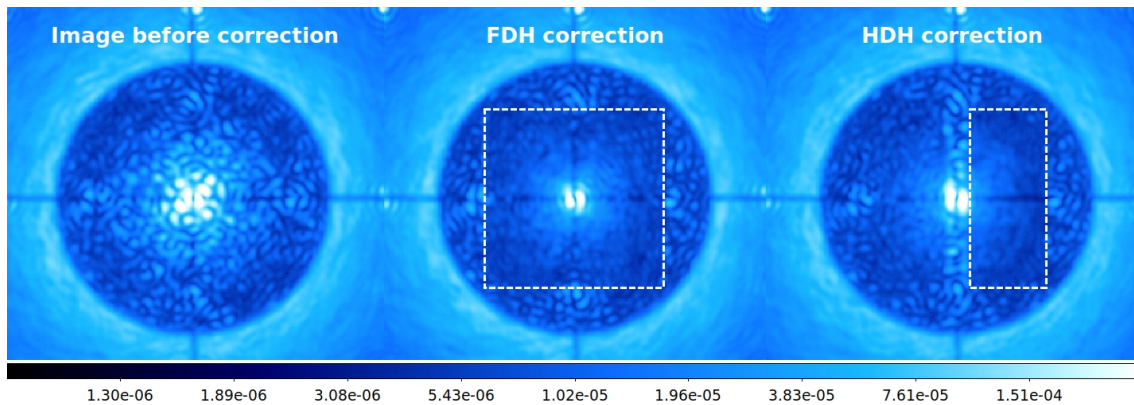
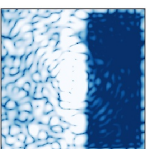


FIGURE 6.7 – Images avant (gauche) et après correction FDH (centre) et HDH (droite) d'aberrations statiques par l'algorithme PW+EFC en conditions turbulentes sur le banc THD2. Le périmètre du cercle sombre correspond à la limite de la zone de correction de l'optique adaptative de SPHERE, encodée dans la PSD de la roue à turbulence.

La correction FDH est terminée après 5 itérations PW+EFC. Les contrastes pour chacune de ces itérations sont représentées en haut de la figure 6.8. On montre alors que les aberrations de phase introduites sont parfaitement corrigées en seulement quelques itérations puisque le contraste final obtenu est identique au contraste calculé sans les aberrations de phase statiques.

De son côté, la correction HDH a nécessité 4 itérations pour lesquelles le contraste en plan focal est présenté en bas de la figure 6.8 en fonction de la séparation angulaire à l'axe optique. Les contrastes atteints sont alors inférieurs aux niveaux de contraste initiaux puisque la correction HDH a permis de corriger la faible quantité d'aberrations d'amplitude présente dans le système. Les tests ont été effectués avec la première version du code ASTERIX qui utilisait trois diversités mal choisies, un DH rectangulaire et une SVD tronquée. On s'attend à une correction encore plus rapide et performante avec la nouvelle version du code ASTERIX et les bons paramètres.

Cette expérience menée sur le THD2 a donc démontré qu'il était possible d'appliquer des méthodes de *Dark Hole* aux instruments sols affectés par la turbulence si ils sont suffisamment stables et équipés d'un excellent système d'optique adaptative, ce qui devrait être le cas pour SPHERE. Ce test est alors prometteur pour l'implémentation d'une stratégie de calibration des NCPAs sur SPHERE où la correction est directement effectuée lors de l'observation de la cible d'intérêt.



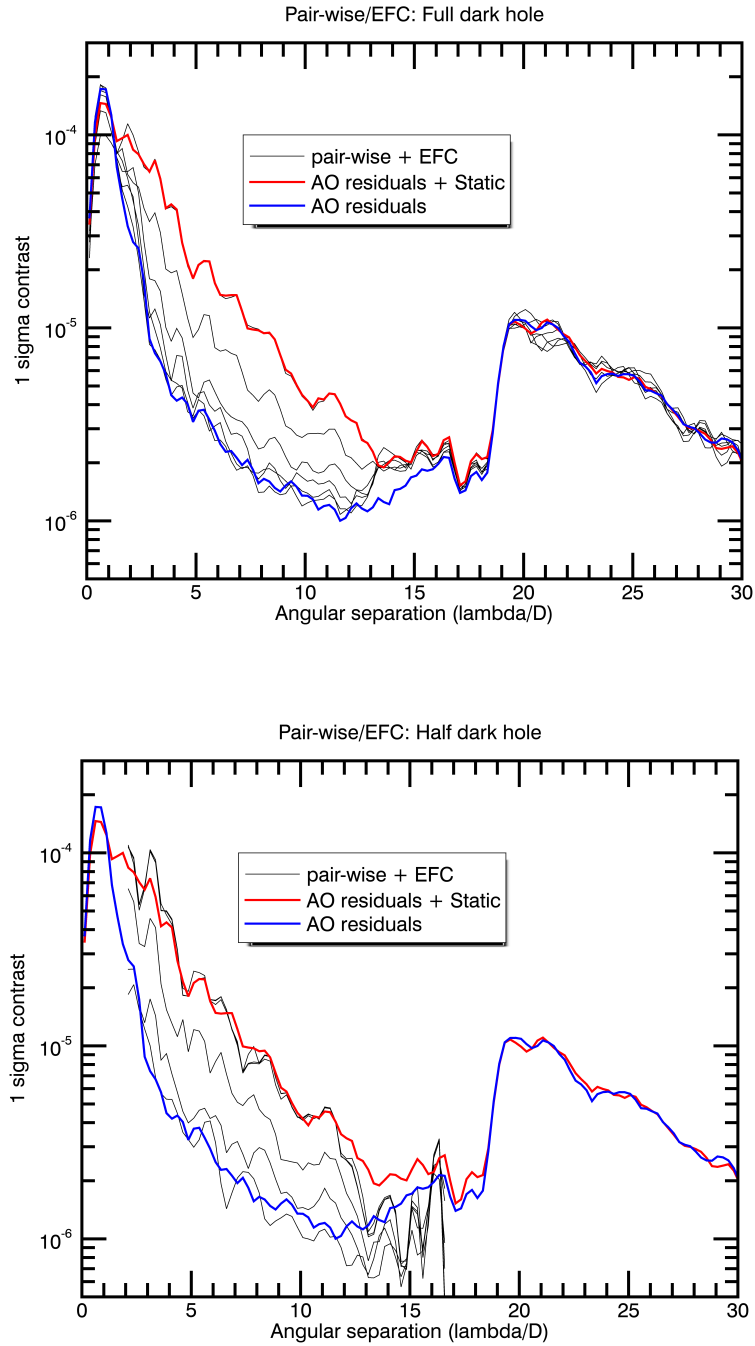


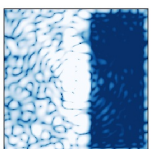
FIGURE 6.8 – Contrastes à $1\text{-}\sigma$, avant (rouge) et après (gris) les différentes itérations PW+EFC effectuées sur le banc THD2 en conditions turbulentes. On minimise l'intensité des *speckles* dans un FDH en haut et dans un HDH en bas. La courbe bleue correspond à une correction parfaite des aberrations de phases calculée préalablement en conditions non turbulentes.

Conclusions et Perspectives

La réussite d'un instrument haute-dynamique tient en l'association de nombreux systèmes optiques interdépendants. Elle nécessite de grands télescopes afin d'obtenir la résolution angulaire requise pour séparer l'image de l'étoile et celle de la planète. Un coronographe, héritage des outils développés par Bernard Lyot pour observer le Soleil, est ensuite introduit dans le chemin optique pour atténuer la lumière stellaire. Cependant, les défauts optiques en amont de ces dispositifs sont sources de résidus stellaires dans le plan du détecteur scientifique. Puisque ces résidus noient le signal planétaire que l'on cherche à détecter, un contrôle minutieux des aberrations est alors indispensable. Les défauts doivent d'abord être estimés avec des techniques d'analyse de surface d'onde rapides et précises. Puis, ils sont corrigés à l'aide d'un système de miroirs déformables et d'algorithmes stables. En bout de chaîne, l'enregistrement des images scientifiques est suivi d'une étape de post-traitement dont la réussite dépend de la stabilité temporelle du design optique.

Cette thèse de doctorat s'est attachée à l'analyse et au contrôle de surface d'onde en plan focal. Par le passé, les différents algorithmes dédiés à la mesure et à la correction des aberrations optiques ont été développés indépendamment par plusieurs instituts américains et européens. Durant ces trois années passées à l'Observatoire de Paris/LESIA, j'ai cherché à les rassembler sur un même banc de test pour étudier leurs performances respectives dans un environnement identique. Avant de les appliquer, une étude numérique approfondie était indispensable. J'ai alors développé le code informatique ASTERIX, en langage PYTHON, dont l'objectif est la comparaison de ces algorithmes en simulation. Il modélise la configuration du banc de test Très Haute Dynamique 2 (THD2) développé au LESIA de telle sorte que les résultats obtenus sur l'expérience soient comparables aux simulations numériques. ASTERIX a tout d'abord permis d'optimiser les analyseurs qui s'appuient sur une modulation temporelle du champ des *speckles* comme *Pair-Wise probing* (PW) ou COFFEE. En effet, il a permis de déterminer le jeu de diversité à utiliser pour convenablement moduler l'intensité des tavelures dans l'ensemble de la zone d'influence du miroir déformable. Ces travaux sont indispensables pour minimiser le nombre de diversités à appliquer et ainsi réduire le temps de mesure pendant les opérations scientifiques. J'ai aussi utilisé ASTERIX pour étudier les algorithmes de correction *Electric Field Conjugation* (EFC), *Energy Minimization* et *Stroke Minimization* et comprendre les effets de régularisation sur les performances atteintes en contraste lors de l'utilisation d'un unique miroir déformable situé en plan pupille. Enfin, ASTERIX a permis de quantifier l'effet d'une erreur de modèle sur la qualité de la correction.

En plus des simulations numériques, une option dans ASTERIX permet de créer les matrices d'interaction nécessaires à l'application instantanée de PW et de l'EFC sur le THD2. Les algorithmes PW, COFFEE - développé par l'ONERA - et la *Self-Coherent Camera* (SCC) - déjà étudiée en détail au LESIA - ont alors pu être comparés en associa-



tion avec une correction EFC sur le THD2 en conditions stabilisées. Deux de ces analyseurs - SCC et PW -, ont alors démontré des performances en contraste atteignant $5 \cdot 10^{-9}$ en demi *dark hole* pour des longueurs d'ondes monochromatiques. En revanche, l'algorithme COFFEE ne paraît pas être adapté aux applications très haute dynamique en l'état. Il nécessite en effet des diversités poussées à l'excès - et donc incompatibles avec certains miroirs déformables - et peut-être difficile à maîtriser à cause de nombreuses régularisations à définir à la main.

Les futurs travaux instrumentaux entrepris au LESIA auront pour objectif le développement d'un algorithme permettant d'accélérer la procédure de minimisation des aberrations optiques sur le *Roman Space Telescope*. Cet instrument est le premier à intégrer un dispositif actif de correction des aberrations dédié à l'imagerie des exoplanètes depuis l'espace. Il sera aussi équipé d'un analyseur reposant sur une modulation temporelle de l'intensité des *speckles*. En partenariat avec l'ONERA, l'équipe haute dynamique du LESIA prévoit donc d'approfondir l'optimisation des algorithmes dans le cadre d'une potentielle collaboration avec le laboratoire *Jet Propulsion Laboratory* (JPL). Pour cela, plusieurs tests et développements sont envisagés. Premièrement, la réponse de l'algorithme PW et de la correction EFC est actuellement étudiée dans des conditions où les images coronographiques sont limitées par le bruit de photon. Deuxièmement, dans une suite logique du travail effectué durant cette thèse, l'EFC sera mis au point afin d'établir une correction avec les trois miroirs déformables présents sur le banc THD2. Cette association de miroirs déformables permettra une correction dans tout le champ du détecteur, optimisée pour une large bande spectrale. Ensuite, les optiques du THD2 seront remplacées par les composants équipant le *Roman Space Telescope* pour se situer dans des conditions proches des expériences réalisées sur le banc de test HCIT de JPL. De cette manière, les algorithmes développés pourront être facilement reproduits sur le HCIT et être potentiellement sélectionnés pour intégrer le *Roman Space Telescope*. Enfin, des techniques non linéaires de minimisation de l'intensité des *speckles* telles que le *Non Linear Dark Hole* seront développées et testées dans les conditions du *Roman* afin de diminuer le nombre d'itérations nécessaire pour atteindre un contraste donné. Le code ASTERIX, par son lien étroit avec le THD2 servira de base pour ces futurs travaux.

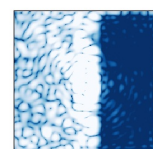
Bien que faisant face à des contraintes différentes, l'expérience acquise par les instruments sols nourrit directement le design des futurs instruments spatiaux. Réciproquement, les techniques spatiales sont parfois adaptées pour améliorer les performances des instruments sols. Ce postulat est vérifié par la problématique des aberrations non communes (NCPAs), aberrations statiques et quasi-statiques limitant actuellement les instruments à haute dynamique au foyer des grands télescopes terrestres. La compensation de ces aberrations est aujourd'hui envisagée sur tous les instruments haute dynamique existants (SPHERE, GPI, SCExAO, KPIC). Le travail effectué au LESIA montre que les méthodes développées en conditions spatiales pourraient permettre de répondre à cette problématique. Durant cette thèse, j'ai en effet testé les algorithmes PW+EFC en conditions turbulentes sur le banc THD2 et démontré une minimisation majeure de l'intensité des *speckles* statiques en moyennant temporellement les aberrations dynamiques. Ayant prouvé leur efficacité, j'ai appliqué ces techniques sur l'instrument SPHERE pour obtenir des performances brutes en contraste inférieures à 10^{-6} sur source interne en demi *dark hole*, soit les meilleures jamais atteintes sur un instrument sol en fonctionnement.

Cet algorithme pourrait être intégré dans un futur proche à l'amélioration de SPHERE

en SPHERE+, projet mené par un consortium de laboratoires européens. En plus de l'ajout d'un nouvel étage d'optique adaptative en série de SAXO pour minimiser l'intensité des *speckles* dynamiques au plus proche de l'étoile, ce nouvel instrument devrait présenter des nouveaux modes coronographiques ainsi qu'une procédure de minimisation des résidus statiques. Ces modifications importantes devraient permettre d'améliorer le contraste atteint d'environ un ordre de grandeur dans la zone de correction. Ces nouvelles performances assureront à SPHERE une augmentation de sa probabilité de détection d'exoplanètes plus proches de leurs étoiles. Ainsi, SPHERE+ pourrait être le premier instrument, hors interféromètre, à faire l'image d'une exoplanète déjà détectée par une méthode indirecte. L'association des méthodes directe et indirecte, en fournissant à la fois le spectre et la masse des exoplanètes détectées, formera un outil indispensable de tri entre les différents modèles de formation planétaire des géantes gazeuses. Pour atteindre cet objectif, nous poursuivrons les tests de correction des aberrations statiques sur l'instrument SPHERE avec une première fermeture de l'algorithme sur ciel prévue dès l'année 2021. Ces tests seront riches d'enseignement et permettront de définir une nouvelle stratégie globale de correction des *speckles* statiques avec SPHERE+ (correction active et post-traitement). Nous intégrerons ensuite ces algorithmes pour qu'ils soient couramment utilisés lors des opérations scientifiques.

La future génération des *Extremely Large Telescope* (ELT) accueillera aussi des instruments dédiés à l'imagerie d'exoplanètes. Par exemple, l'ELT/MICADO cherchera à détecter par imagerie des planètes géantes dans la zone habitable des étoiles. L'étape de minimisation de l'intensité des résidus stellaires proches de l'axe optique est donc indispensable pour tirer pleinement parti de la taille des ELTs. Cependant, les techniques de post-traitement habituellement utilisées (ADI, SDI) ne sont pas efficaces proches de l'axe optique. On gagnerait alors à leur substituer une correction *a priori* des aberrations à l'aide des algorithmes étudiés durant cette thèse.

Cependant, les instruments seuls seront toujours limités en contraste par les effets de la turbulence atmosphérique qui les empêcheront d'atteindre des contrastes inférieurs à 10^{-7} . La détection d'exoplanètes analogues à la Terre passera alors par l'utilisation de télescopes géants situés dans l'espace et dédiés principalement à l'étude de ces objets. La décision future de la NASA sur l'avenir des observatoires HabEX et LUVOIR pour un lancement à l'horizon 2035 constitue alors un événement capital dans la communauté. Elle orientera en effet les travaux de recherche en imagerie des exoplanètes pour la décennie à venir. Si LUVOIR est préféré, les chercheurs seront mis au défi d'atteindre un contraste inférieur à 10^{-10} , sur une large bande passante, et stabilisé sur plusieurs heures, avec un miroir primaire segmenté géant. Pour obtenir de telles performances, il faudra stabiliser une structure de plusieurs mètres lancée dans l'espace, avec une précision de quelques picomètres. Si ce niveau de performance paraît aujourd'hui très ambitieux, des nouveaux systèmes ingénieux de correction actives de la surface d'onde pourraient voir le jour afin de libérer les contraintes du cahier des charges. Je me concentrerai sur ces problématiques lors de mon futur postdoctorat à JPL. Si HabEX est choisi, les défis reposeront plutôt sur le développement instrumental des occulteurs externes et de leur maniabilité. Dans les deux cas, la thématique de contrôle de surface d'onde reste indispensable. Les technologies dédiées à ce contrôle, telles que les miroirs déformables et leurs électroniques, devront être améliorées. Cependant, quelle que soit la décision finale sur le choix du télescope, ces missions devraient aboutir à l'imagerie et la spectroscopie d'une dizaine d'exotères d'ici le milieu de la décennie 2030.



Annexes

Annexe A

Propriétés de la transformée de Fourier et correction en demi *Dark Hole*

La section 4.2.3.2 proposait de démontrer qu'une correction effectuée dans une moitié de champ de vue en plan focal permettait de corriger des aberrations de phase et d'amplitude à l'aide d'un unique miroir déformable situé en plan pupille. Dans cette section, nous le démontrons à l'aide des propriétés hermitiennes de la transformée de Fourier. La transformée de Fourier d'une fonction réelle a pour propriété :

$$\mathcal{F}[\Re(E)](-\vec{\theta}) = \mathcal{F}[\Re(E)]^*(\vec{\theta}). \quad (\text{A.1})$$

Inversement, la transformée de Fourier d'une fonction imaginaire pure a pour propriété :

$$\mathcal{F}[\Im(E)](-\vec{\theta}) = -\mathcal{F}[\Im(E)]^*(\vec{\theta}). \quad (\text{A.2})$$

Or, une aberration d'amplitude est une fonction réelle alors que la correction envisagée est effectuée en plan pupille par l'introduction d'une fonction imaginaire pure. On peut alors considérer que, dans la moitié de l'image, on introduise à l'aide du miroir déformable un déphasage $\mathcal{F}[\Im(E)](-\vec{\theta}) = -(a + ib)$ de tel sorte qu'il annule les *speckles* créés par les aberrations d'amplitude :

$$\mathcal{F}[\Re(E)](-\vec{\theta}) + \mathcal{F}[\Im(E)](-\vec{\theta}) = 0 \quad \text{pour } \theta > 0 \quad (\text{A.3})$$

Cependant, de l'autre côté du champ de vue, cela signifie que :

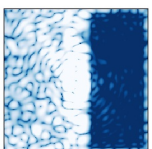
$$\mathcal{F}[\Re(E)]^*(\vec{\theta}) - \mathcal{F}[\Im(E)]^*(\vec{\theta}) = 2\mathcal{F}[\Re(E)]^*(\vec{\theta}) \neq 0 \quad \text{pour } \theta > 0 \quad (\text{A.4})$$

Ainsi, il est impossible d'introduire un imaginaire pur dont la transformée de Fourier pourra compenser la transformée de Fourier d'une aberration d'amplitude dans tout le champ de vue. En revanche, en se limitant à la moitié de l'image, une aberration d'amplitude peut être compensée par l'introduction d'une aberration de phase bien choisie.

Annexe B

Manuel d'utilisation de la technique de *Dark Hole* sur SPHERE

Le document suivant correspond à la version 1 du manuel d'utilisation fourni à l'astrophysicien en charge de l'instrument SPHERE afin d'y appliquer les techniques *Pair-wise probing* et *Electric Field Conjugation* pour la calibration des aberrations non communes.



HOW TO APPLY EFC ON SPHERE ?

Introduction

There are two main files to apply EFC on SPHERE : a shell file and a python file. The python file does not have to be modified. Indeed, the different EFC parameters must be changed in the .sh file.

Trees and files

In the shell file, you can find *DATA_PATH* and *WORK_PATH0* . Adjust *DATA_PATH* to match the folder where the raw SPHERE datas are recorded.

Adjust *WORK_PATH0* to match the folder where you want the matrices, the data and the slopes at different iterations to be saved. In this path, you will need :

- The shell file *MainEFCBash.sh* to compile in order to launch an EFC iteration.
- A python file *PythonSphereEFC.py* which is compiled directly in *MainEFCBash.sh* : do not modify it.
- A directory called '*SlopesAndImages*'.
- A directory called '*MatricesAndModel*'.

A preliminary step to perform once a day when EFC is applied is to :

- Save the DTTS ref slopes *IRAcq.DET1.REFSLP.fits* in the directory '*SlopesAndImages*'.
- Save the Visible WFS ref slopes *VisAcq.DET1.REFSLP.fits* in the directory '*SlopesAndImages*'.
- Save the interaction matrix '*CLMatrixOptimiser.HO_IM.fits*' in the directory '*MatricesAndModel*'. The other matrix situated in that directory should not be deleted !!

Preparing of the NCPA compensation on the SPHERE machine

Switch on the lamp and set the CPI, AO system and IRDIS in a position ready to take internal calibrations.

This can be done by loading SAXO_tec_daily calib from BIB and executing the first templates called *SPHERE_gen_cal_preset*, *SPHERE_gen_cal_vwfs_background*, *SPHERE_gen_cal_dtts_backgnd* and *SPHERE_gen_cal_voffset* (see Fig. 1)

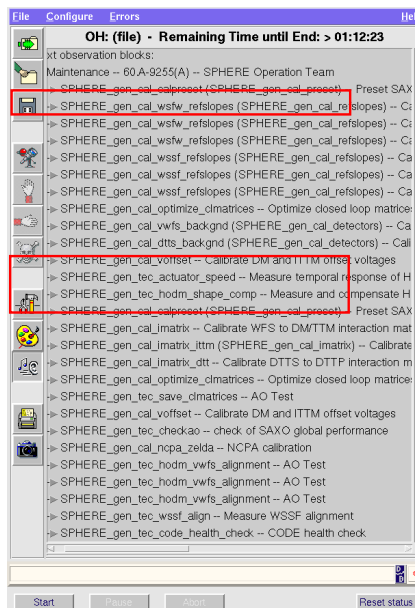


Figure 1. SAXO daily calibrations list of templates. The templates ensquared in red must be run.

The coronagraph configuration to apply EFC is APO1-ALC2:

- Insert the apodizer **APO1** (device called cpaw in the SPHERE ICS panel)
- Insert the Lyot Stop **ST_ALC2** (device called irlw located in the IRDIS ICS) and the Lyot mask (device **ALC2** in the filter wheel icw)

Check you have some flux on the WFS and close the loop by clicking on **CLOSE ALL** from the SPHERE SOS panel. Make sure the spatial filter is **MEDIUM** (SOS panel).

Check that in IRDIS you have the filter **B_ND-H** inserted in irfw1 and the filter **D_H23** is inserted in irfw2

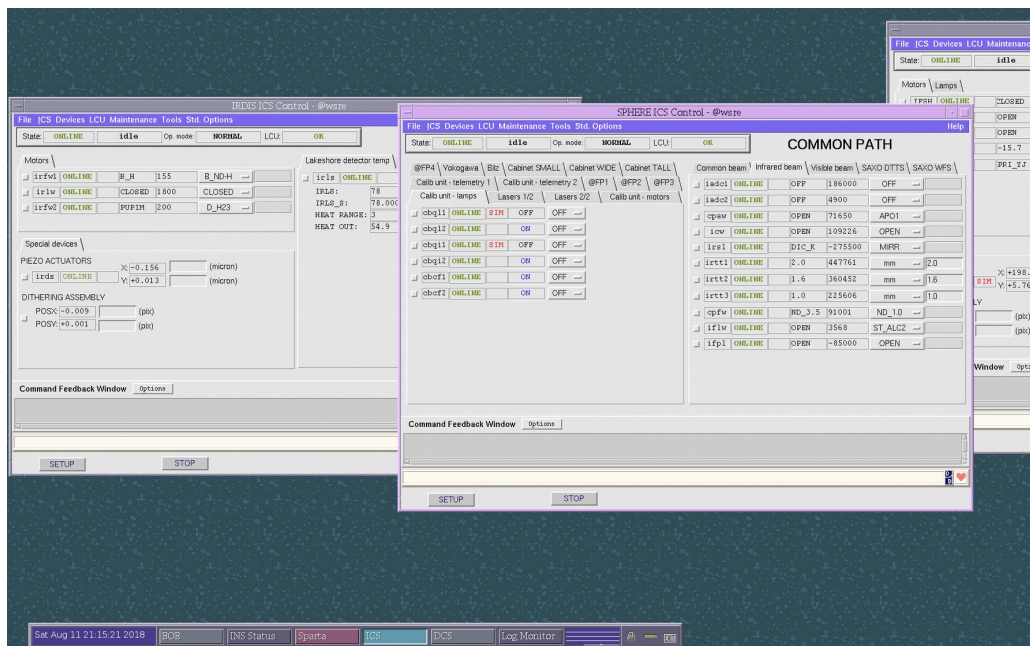


Figure 2. Check that the device cpaw is set to ND_3.5 under the infrared beam tab of the SPHERE ICS

Start the **IRDIS** detector from the SOS panel (Figure 3).

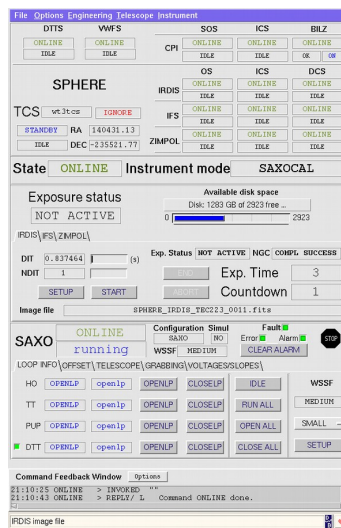
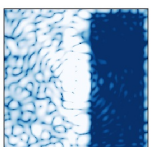


Figure 3. SPHERE SOS panel where the IRDIS detector can be started



Change the parameters in the file `MainEFCBash.sh`

Open the file `MainEFCBash.sh`.

Different parameters can be changed:

- **nbiter** represents the index of the iteration. When you start an EFC compensation, set `nbiter=1`. If no previous EFC slopes are recorded in the directory '`SlopesAndImages`', it will create the first slopes of the Experiment 0000. Then, after each correction, increment `nbiter`. After a few iterations in Experiment 0000, if you set back `nbiter=1`, then you start a new EFC experiment from scratch and you create Experiment0001 slopes and images.

- **DHsize** represents the size of the Dark Hole where the speckles will be minimized by EFC. 3 different dark holes are already defined in the system. Set:

- `DHsize = 0` for a half dark hole 188mas to 625mas x -625mas to 625mas
- `DHsize = 1` for a half dark hole 125mas to 625mas x -625mas to 625mas
- `DHsize = 2` for a full dark hole -625mas to 625mas x -625mas to 625mas

- **corr_mode** represents the strength of the minimization. Again, the properties of the corrections for each dark holes are already defined, and the astronomer can set:

- `corr_mode=0`: stable correction but moderate contrast
- `corr_mode=1`: less stable correction but better contrast
- `corr_mode=2`: more aggressive correction (may be unstable)

- **nbprobe** represents the number of probes used to modulate the speckle field intensity in order to estimate the aberrations. The less probes you use, the faster it takes for one iteration. You can define `nbprobe=2, 3` or `4`.

- **DIT** represents the exposure time for the coronagraphic images.

- **NDIT** represents the number of coronagraphic images to be acquired before averaging them.

- **DIT_PSF** represents the exposure time when acquiring an off-axis PSF at the beginning of each iteration. This acquisition is useful to normalize properly the coronagraphic images. Be sure `DIT_PSF` is set not to saturate on the IRDIS detector.

- **NDIT_PSF** represents the number of off-axis PSF images to be acquired before averaging them.

- **WHICH_ND** represents the neutral density to use to prevent the off-axis PSF image to saturate. It can be '`ND_3.5`' or '`ND_2.0`'.

- **ONSKY** has to set to tell the algorithm if the EFC experiment is done on-sky or on the calibration source. Set `ONSKY=0` for the internal source and `ONSKY=1` for an on-sky correction.

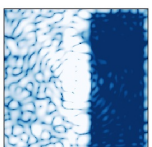
- **XOUP, YOUP, X1UP, Y1UP** represent respectively the guess position of the x and y position of the upper PSF echo and the x and y position of the bottom PSF echo, created to estimate the center of the image at each experiment. It should not be changed except if the optimization algorithm to find the positions of these PSF echos does not converge.

- **DATA_PATH**. Adjust `DATA_PATH` to match the folder where the raw SPHERE data are recorded.

- **WORK_PATH0**. Adjust `WORK_PATH0` to match the folder where you want the matrices, the data and the slopes at different iterations to be saved.

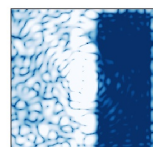
Launch the EFC correction

- Save [MainEFCBash.sh](#) after setting the good parameters.
- On the terminal, write 'chmod +x MainEFCBash.sh'
- On the terminal, write './MainEFCBash.sh'
- Follow the next instructions on the terminal.



Annexe C

Proceedings SPIE 2018



PROCEEDINGS OF SPIE

[SPIDigitalLibrary.org/conference-proceedings-of-spie](https://spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie)

Current limitation of the THD2 bench : the scatter issue.

A. Potier, P. Baudoz, R. Galicher, F. Patru, S. Thijs

A. Potier, P. Baudoz, R. Galicher, F. Patru, S. Thijs, "Current limitation of the THD2 bench : the scatter issue.," Proc. SPIE 10698, Space Telescopes and Instrumentation 2018: Optical, Infrared, and Millimeter Wave, 106986G (21 August 2018); doi: 10.1117/12.2313986

SPIE.

Event: SPIE Astronomical Telescopes + Instrumentation, 2018, Austin, Texas, United States

Current limitation of the THD2 bench : the scatter issue.

A. Potier^a, P. Baudoz^a, R. Galicher^a, F. Patru^a, S. Thijs^a

^a LESIA, Observatoire de Paris, Université PSL, CNRS, Univ. Paris Diderot, Sorbonne Université, Sorbonne Paris Cité, 5 place Jules Janssen, 92195 Meudon, France

ABSTRACT

Direct imaging is crucial to increase our knowledge on extrasolar planetary systems. It can detect long orbits planets that are inaccessible by other methods and it allows the spectroscopic characterization of exoplanet's atmospheres. During the past few years, several giant planets were detected by direct imaging methods. Yet, as exoplanets are 10^3 to 10^{10} fainter than their host star in visible and near-infrared wavelengths, direct imaging requires extremely high contrast imaging techniques, especially to detect low-mass and mature exoplanets. Coronagraphs are used to reject the diffracted light of an observed star and obtain images of its circumstellar environment. Nevertheless, coronagraphs are efficient only if the wavefront is flat because aberrated wavefronts induce speckles in the focal plane which mask exoplanet images. Thus, wavefront sensors associated to deformable mirrors are mandatory to correct speckles by reducing aberrations. To test coronagraph techniques and focal plane wavefront sensors at very high contrast level, we developed the THD2 bench in the optical wavelengths. On the THD2 bench, we routinely reach 10^{-8} raw contrast level inside the dark hole over broadbands but this level is not sufficient to detect low-mass exoplanets. At this level, it seems that many experimental factors can affect the contrast and understanding which one is limiting the final detection contrast will be useful to upgrade the THD2 bench and to develop the next generation of space-based instruments (LUVOIR, HabEx) aiming to reach 10^{-10} contrast level. We started a complete study of the instrumental limitations of the THD2 bench, focusing on scattering which could add intensity on the detector or polarization effects and residual laboratory turbulences. In this paper, we present the methods used to estimate the amount of scattered light that reaches the final detector on the THD2 bench.

Keywords: Exoplanets, High Contrast Imaging, Wavefront Sensor, Scattering

1. INTRODUCTION

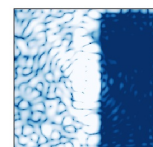
Direct imaging techniques are crucial to discover more exoplanets and to probe their atmospheres. Nevertheless, an exoplanet is 10^3 to 10^{10} fainter than its hosting star in visible and near-infrared wavelength at a fraction of arcsecond which explain why only a dozen of warm and massive exoplanets were detected by direct imaging. That technique requires large telescopes and the use of coronagraph to reject the diffracted light of an observed star and reveal the light from the exoplanet in the circumstellar environment. Yet, a coronagraph is efficient if the wavefront is perfectly flat because an aberrated wavefront induces speckles in the image which prevent to detect exoplanets. Even in space, small quasi-static aberrations need to be reduced thanks to a wavefront control loop device composed mainly with a wavefront sensor in the focal plane and deformable mirrors to make the wavefront flatter. In order to reach 10^{-10} contrast level on the next generation of space-based instruments aiming to detect earth-like exoplanets, we developed at LESIA, Observatoire de Paris a test bench for wavefront sensing in the focal plane where we manage to routinely reach 10^{-8} raw contrast level [1][2]. This bench, called THD2 (Très Haute Dynamique in french) works in visible light (550nm to 900nm). As shown in Figure 1, the laser source goes through 6 Off-Axis Parabolae (OAP) because the one named "Parabola" is settled twice on the optical path. The testbench is also composed with three deformable mirrors and one Tip-Tilt mirror [3][4]. Eventually, the final detector is a NEO sCMOS camera with $6.5\mu\text{m} \times 6.5\mu\text{m}$ pixel area and with a total dimension of $14.0\text{mm} \times 14.0\text{mm}$. That final detector samples the final image in order to get around 8 pixels per resolution element (λ/D).

In order to dig deeper in term of contrast in that final detector, we need to understand the different limitations of the THD2 and we found out three main effects which could limit the THD2 bench: scattering on reflectors, polarization effects or an instability effect due to temperature change. We will focus in this document on reflectors scatter limitation.

Further author information: Send correspondence to axel.potier@obspm.fr or pierre.baudoz@obspm.fr

Space Telescopes and Instrumentation 2018: Optical, Infrared, and Millimeter Wave, edited by Makenzie Lystrup, Howard A. MacEwen, Giovanni G. Fazio, Proc. of SPIE Vol. 10698, 106986G
© 2018 SPIE · CCC code: 0277-786X/18/\$18 · doi: 10.1117/12.2313986

Proc. of SPIE Vol. 10698 106986G-1



Indeed, the algorithms developed on the THD2 need coherent light coming from the source whereas reflectors scattering due to surfaces defect could carry incoherent light through the bench which is not minimized by the wavefront control loop. Those defects are caused by surfaces scratch, dust deposit on mirror surfaces and microroughness created during mirrors manufacturing or reflecting treatment of mirrors. In Section 2.2, we plot the amount of scattered light measured using the experiment setup explained in Section 2.1. We then describe a model in Section 3.1 that we use to calculate scattering level induced by microroughness for one reflector. Using microroughness measurements (section 3.2), we simulate the contrast limit sets by this defect in the final detector (section 3.3).

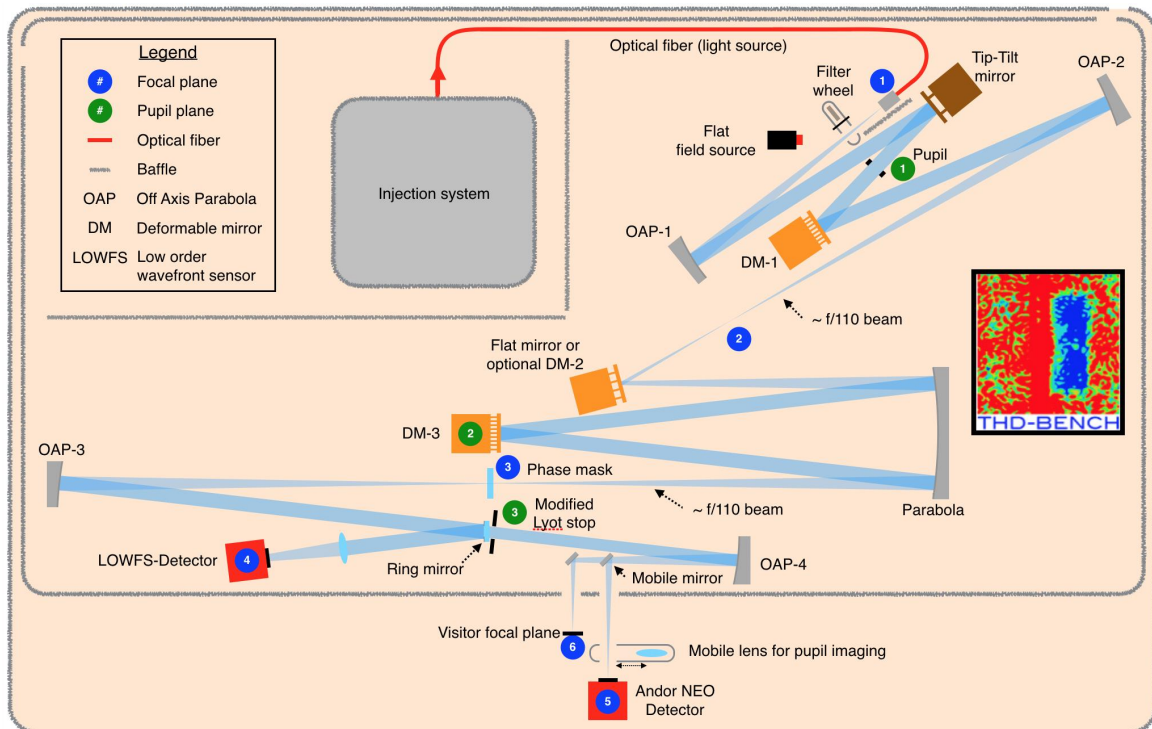


Figure 1: THD2 bench design.

2. SURFACE SCATTER MEASUREMENTS

2.1 Experimental setup

In order to estimate the level of scattered light by both microroughness and dust deposit on all surface reflectors of the THD2, we radiated an OAP similar to those used on the test bench with a bright and collimated laser source in order to estimate the scattered light for different angles and wavelengths. We used a Manta camera manufactured by AVT to get the scattered flux outside the specular beam, reflected by the OAP. The Manta camera and the OAP were fixed together so that the camera and its associate lens stay parallel to the AOP surface tangent. In that configuration, we could get the OAP's surface image on the detector; this image stays focused whatever the scattered measuring angle θ . The system {camera+OAP} can only rotate around the rotation axis P, settled on the OAP's center as shown in Figure 2, Left. This rotation allows to bring closer or to take away the specular beam from the camera, thus a decreasing or an increasing of the θ angle respectively.

The image in Figure 2, on the right shows the camera images taken for 12°, 20° and 35° incident angles which correspond to the same measuring angles θ . We can first observe that the radiated OAP area increases with θ due to the incident angle variation during the rotation around P axis. We assume that scatter is shift invariant: diffusion pattern is independant of the incident beam and there is no difference between backward and forward scattering (diffusion pattern

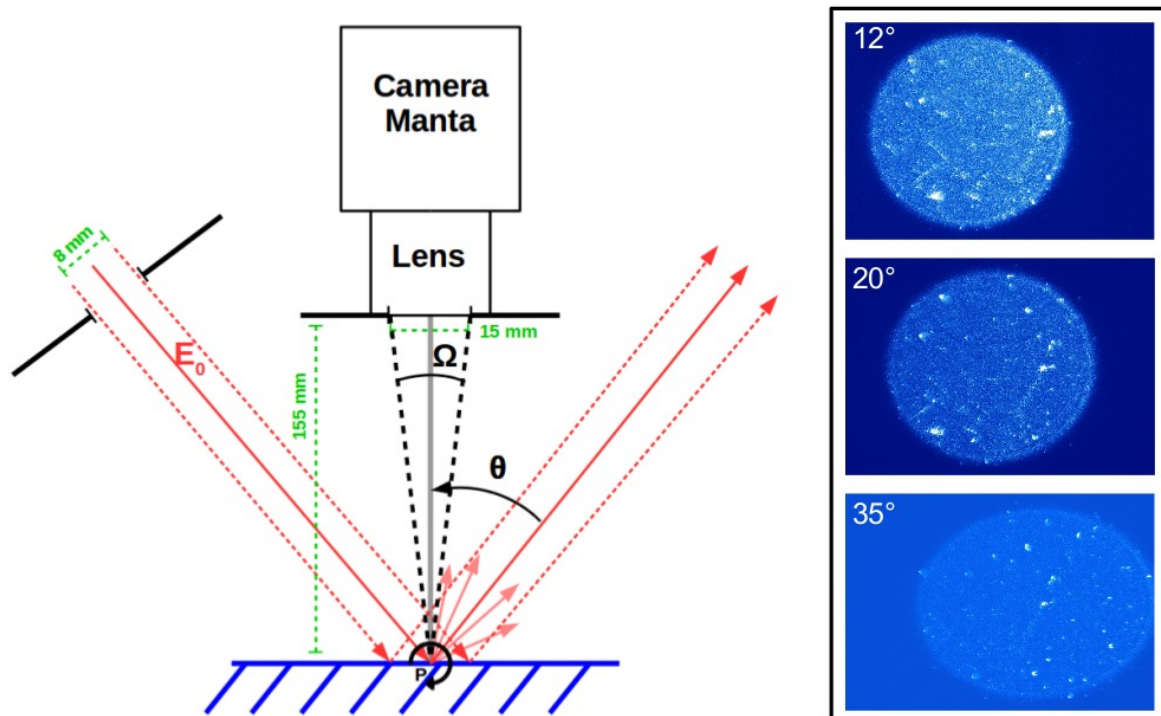


Figure 2: Left: Experiment scheme for measuring the amount of intensity scattered. The system Manta camera and mirror is fixed together and can only rotate around the rotating axis P, varying the scattered angle θ from the specular beam. Right: Images taken for a wavelength of 640nm at 12, 20 and 35 degrees from the specular beam showing the scatter shape spreading along one direction.

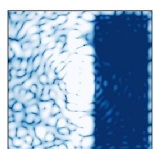
is independent from θ being positive or negative). Our experiment only allows to measure the backward scattering. Moreover, we assume the surface is isotropic and homogeneous: the reflectance and the microroughness and dust distributions are constant over the entire surface. The image in Figure 2, on the right shows the two causes of scattering: the elliptic spot whose shape corresponds to the projection of the incident beam on the surface mirror comes from microroughness whereas local intensity peaks are due to mirror surface contamination by dust deposit and scratch.

2.2 Defining and measuring the Bidirectional Reflectance Distribution Function (BRDF)

One experimental quantity is relevant to measure the level of scattered intensity for an optical component: it is the Bidirectional Reflectance Distribution Function [5] (BRDF), which measures the fraction of scattered radiation into a given projected solid angle and defined as, in steradians⁻¹:

$$BRDF(\theta) = \frac{L_s(\theta)}{E_o \cdot \Omega} \quad (1)$$

where $L_s(\theta)$ is the scattered intensity measured on the detector settled at a θ angle position from the scatter beam and covering a solid angle Ω . Here, we measure $L_s(\theta)$ summing the intensity of all the pixels occupied by the incident beam footprint (Figure 2, on the right). As we associate a 15mm diaphragm to the Manta camera and as the detector is placed at 155mm from the AOP surface, the solid angle to consider here is thus $\Omega = 0.0074$ sr. Eventually, E_o is the incident laser intensity impacting the OAP. We measured it initially, installing the detector directly in the specular beam. Thanks to all these different parameters, we are able to plot the BRDF curve for different θ angles (Figure 3). We thus notice that the scattering level decreases when the wavelength increases and the scattering level increases when we come closer to the specular beam. Yet, the purpose of this study is to measure the incoherent intensity due to scatter inside the specular beam, but the size of the camera prevents us to bring it closer to the specular beam and we cannot measure BRDF below



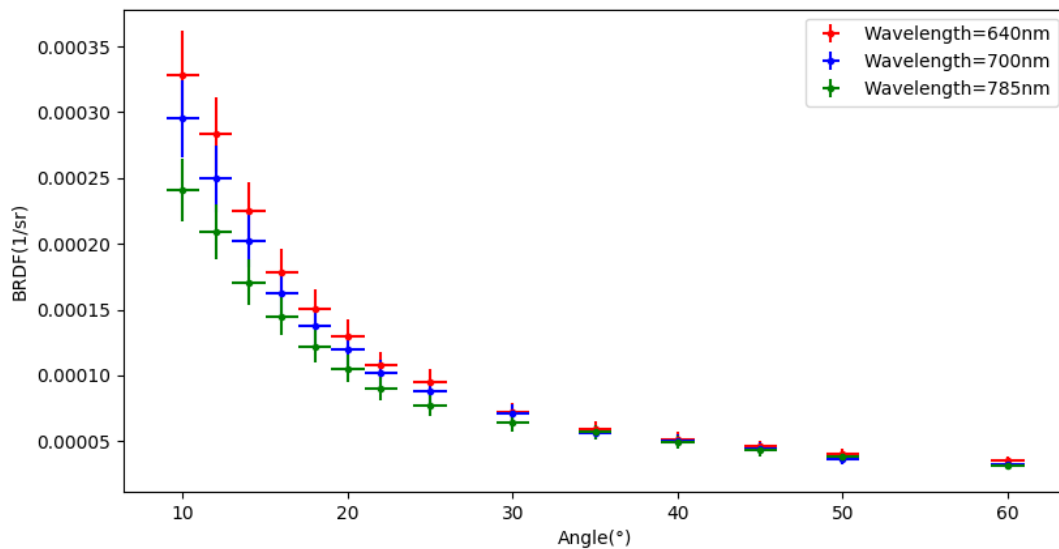


Figure 3: BRDF measured versus angle between the detector and the specular beam for three lasers with 640nm, 700nm and 785nm wavelength.

$\theta=10^\circ$. In order to estimate the parabola scattered intensity at narrow angles, some models propose a relationship between the BRDF and the OAP surface microroughness. Due to the instrument resolution limit (a pixel on the image in Figure 2 corresponds to a size of about $7.8\mu\text{m}$), the experimental device does not allow us to measure the actual size of the particles stuck on the OAP's surface and we do not consider scattering by dust in the following part. Nevertheless, we are aware that dust can scatter light in the final detector on the THD2 bench [6] and this effect will be a part of a futur study. We will only consider microroughness effects in Section 3.

3. BRDF AND MICROROUGHNESS

3.1 Model of scatter light

The behaviour of a light scattered by a rough surface can be defined thanks to two statistical parameters as shown in Figure 4 [7][8]. The relevant specifications are the surface microroughness length distribution that we consider gaussian with a standard deviation σ_s , and the autocovariance function ACV which is unfortunately not gaussian in most of cases. The value of the autocovariance function at origin is equal to the squared standard deviation σ_s^2 . Moreover, as the autocovariance Fourier transform is, by definition, equal to the Power Spectral Density (PSD), the area under the 2 Dimensional-PSD function is also equal to σ_s^2 . We suppose next that the autocovariance function and the 2D-PSD function are axisymmetric. Nevertheless, some spatial frequency do not have any optical effect. Indeed, spatial frequencies higher than $f_0 = \cos\theta/\lambda$ produce evanescent waves which do not impact the intensity scatter level impacting the final detector [7][8]. Thus, the relevant parameter σ_{rel} for optics has to be calculated thanks to the considered reflector's 2 Dimensional-PSD, and depends on the incident beam wavelength and on the incident angle:

$$\sigma_{rel}(\lambda, \theta) = \sqrt{2\pi \int_0^{\cos\theta/\lambda} \text{PSD}(f) f df} \quad (2)$$

In 1976, Harvey developed a formula to study the scatter phenomena by modeling microroughness as an optical path length difference for photons impacting the considered reflector [7][8][9]. The reflector pupil function is thereby:

$$p_R(x, y) = \sqrt{R(x, y)} \cdot \exp[i4\pi \frac{h(x, y)}{\lambda}] \quad (3)$$

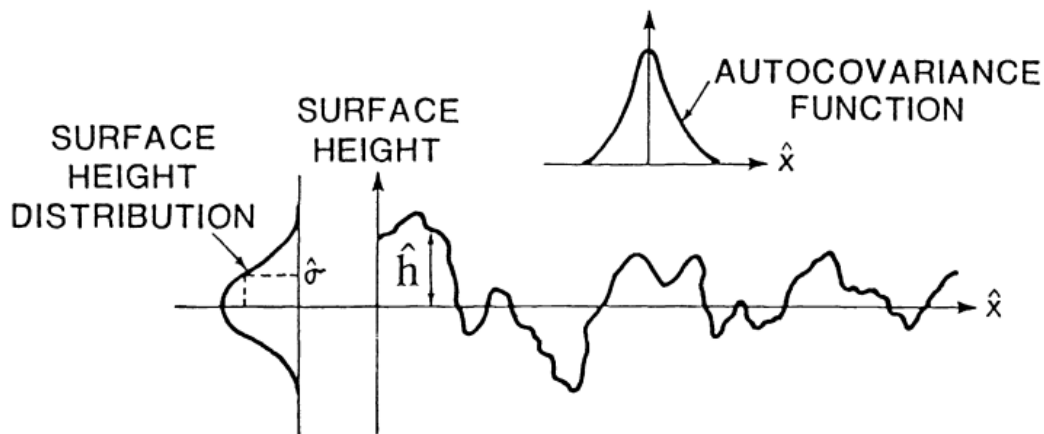


Figure 4: Surface height variations and relevant statistical parameters for a scatter study according to Harvey et al. [7][9]

where p_R is the reflector surface pupil function, $R(x, y)$ is its reflectivity and $h(x, y)$ represents the deviation of the surface height for the (x, y) position from the average surface height (Figure 4). By definition, the optical transfer function is the pupil normalized autocorrelation which brings about, in the case of our modified pupil function:

$$H_R(x, y) = \frac{\iint_{-\infty}^{+\infty} p_R(x', y') p_R^*(x' - x, y' - y) dx' dy'}{\iint_{-\infty}^{+\infty} |p_R(x', y')|^2 dx' dy'} \quad (4)$$

Eventually, following the proposed calculation in the Harvey-Schack theory [9], the optical transfer function for our rough surface depends on the surface standard deviation and on the two dimensional autocovariance function ACV:

$$H_R(x, y) = \exp \left[- \left(4\pi \frac{\sigma_{rel}}{\lambda} \right)^2 \left(1 - \frac{ACV}{\sigma_s^2} \right) \right] \quad (5)$$

The optical transfer function can be rewritten as the sum of a constant component A (which corresponds to the direct specular beam) and a gaussian component BQ(x,y) (which corresponds to the light scattered by the reflector):

$$H_R(x, y) = A + BQ(x, y) \quad (6)$$

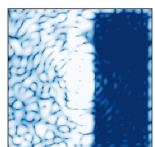
where:

$$\begin{aligned} A &= \exp \left[- \left(4\pi \frac{\sigma_{rel}}{\lambda} \right)^2 \right] \\ B &= 1 - \exp \left[- \left(4\pi \frac{\sigma_{rel}}{\lambda} \right)^2 \right] \\ Q(x, y) &= \frac{\exp \left[\left(4\pi \sigma_{rel} / \lambda \right)^2 ACV / \sigma_s^2 \right] - 1}{\exp \left[\left(4\pi \sigma_{rel} / \lambda \right)^2 \right] - 1} \end{aligned} \quad (7)$$

The point spread function is defined as the Fourier transform of the optical transfer function which is the sum of 2 components (specular and scattered light). The point spread function becomes therefore a "Dirac" beam surrounded by a halo of scattered light which corresponds to the BRDF (Figure 5). In this study, we are interested in the BRDF at narrow angles. Yet, the BRDF calculated this way has to fit the former measures in Section 2.2 at larger angles.

3.2 From a power spectral density to a BRDF estimation

We first measured the power spectral density of our OAPs using a two dimensional interferometric profiler (Wyko NT9000) with a lateral resolution of $0.67 \mu\text{m}^2$ and a depth precision of 0.1 nm. This gives us a PSD function between 0.001 and $1 \mu\text{m}^{-1}$ shown in Figure 6. Yet, we can observe a strong decrease of this curve for frequencies higher than $0.1 \mu\text{m}^{-1}$ coming from the profiler resolution limit. Due to our instrument limits, we only consider the PSD between 0.01 and 0.1



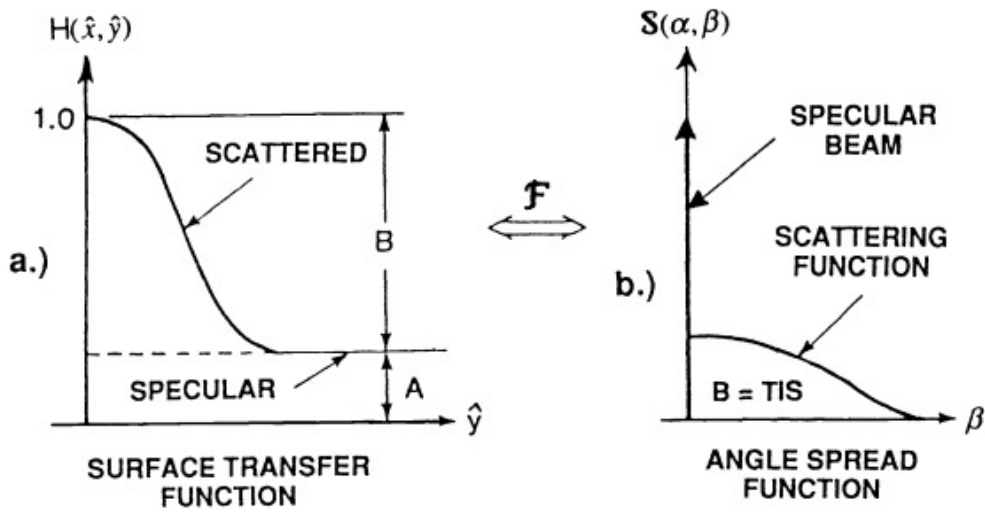


Figure 5: Optical transfer function and point spread function for a rough surface, according to Harvey et al. [7][9]

μm^{-1} to fit, with a least mean square regression, a function called 2D-*ABC*, which is empirically the best representative of the real optical surfaces [10][11][12]:

$$\text{PSD}(f)_{2D} = K \frac{AB}{(1 + (Bf)^2)^{(C+1)/2}} \quad \text{where} \quad K = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \frac{\Gamma((C+1)/2)}{\Gamma(C/2)} \quad (8)$$

That function allows to reach a maximum equal to $(K \times A \times B)$ for frequencies higher than $1/B$ in order to avoid an infinite PSD function at zero spatial frequency, which is physically impossible. The $C+1$ parameter corresponds to the PSD powerlaw falloff. We find $C = 0.43 \pm 0.16$ (which means a PSD decrease in $f^{-1.43}$), which allows to directly calculate $\sigma_{rel} = (1.4 \pm 0.3) \times 10^{-9}$, integrating this 2D-*ABC* function in equation 2, from 0 to $1/\lambda$ (doing a Taylor developement limited for narrow angles, $\cos(\theta) \simeq 1$). Moreover, the 2D-*ABC* function owns an analytical Fourier transformed which

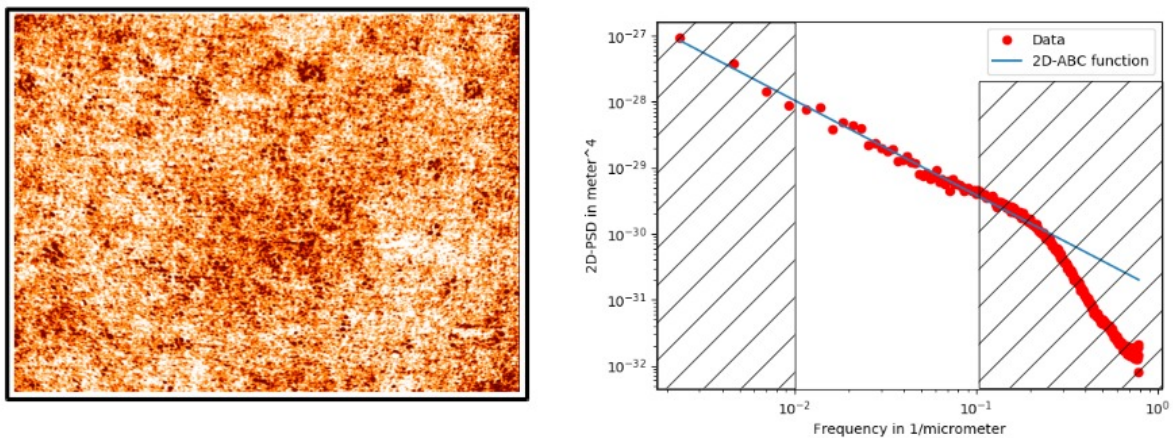


Figure 6: Left: OAP's Microroughness measuring by interferometric microscopy. Right: Measured PSD and fit with a 2D-*ABC* function.

allows to calculate the autocovariance function ACV [11]:

$$\text{ACV}(r) = \sqrt{2\pi} \frac{\mathcal{A}}{\mathcal{B}} \frac{2^{-c/2}}{\Gamma(c/2)} \left(\frac{2\pi r}{\mathcal{B}}\right)^{(c-1)/2} \mathcal{K}_{(c-1)/2} \left(\frac{2\pi r}{\mathcal{B}}\right) \quad (9)$$

where \mathcal{K} is the modified Bessel function of the second kind. Thus, we can insert the autocovariance function previously calculated in the equations 6 and 7 to find the BQ function. Eventually, we calculate the numerical Fourier transform of that two-dimensional BQ function and whose integral on the all hemisphere is normalized to be equal to the B parameter (which corresponds to the Total Integrated Scatter TIS and is equal to $\text{TIS}_{\text{microroughness}} = 5.2 \times 10^{-4}$ at 785nm). We thus get the scattered component of the point spread function which corresponds to the BRDF estimated from the OAP's microroughness measures (Figure 7). That Figure shows a consistency between the BRDF estimated in this Section and the BRDF experimentally measured in Section 2.2 at large angles. However, even if we find the same slope when we compare the estimated scatter and the measured scatter, we observe that we overestimate the estimated intensity scattered with a coefficient between 2 and 3 at large angles. Using this estimation, we apply it for all the reflectors of the THD2 bench in order to determine the total scatter level reaching our bench final detector.

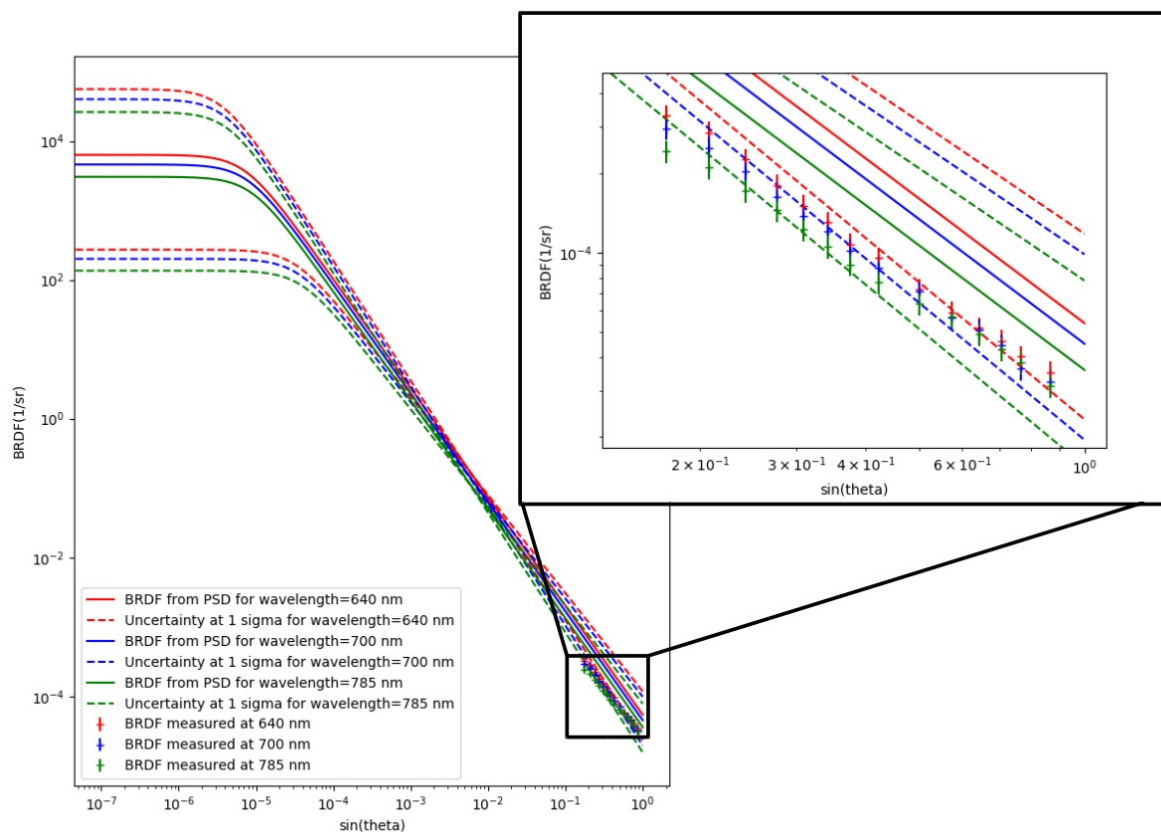
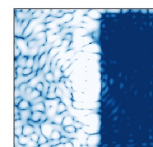


Figure 7: OAPs BRDF estimated from PSD (features) and directly measured (cross). The dashed lines correspond to the same BRDF estimation with a 1 sigma uncertainty on the \mathcal{C} parameter.

3.3 Determining the microroughness intensity scattered level on the THD2 bench

Here, we look for determining the total level of scatter due to the 10 optical reflectors on the THD2 bench and really impacting the final detector. Thus, we have to determine the scatter solid angle in order to integrate the BRDF previously estimated in Section 3.2 for a relevant solid angle. We consider that the incident beam footprint is an axisymmetrical



extended object, and we split it in N concentric circles with a thick $\Delta r = R/N$ where R is the radius of the incident beam impacting the reflector and the i^{th} circle from the center has an area of (for i going from 0 to $(N - 1)$):

$$\Sigma(i) = (2i + 1)\pi\Delta r^2 \quad (10)$$

We can therefore bring our study back to a sum of infinitesimal surfaces, each being located on the same radius, at a distance $(i + 1/2)\Delta r$ from the extended object center, and for which we can determine the optical path through the test-bench thanks to geometrical optics. The optical path is limited by the different apertures of the THD2 bench, described in Table 1 and represented in green Figure 8. Thus, we can determine for each infinitesimal surfaces a scatter solid angle Ω_i which corresponds to a cone with a $2 \times \theta_i$ top angle. Each of these surfaces holding an initial energy of:

$$I_{ini}(i) = \frac{(2i + 1)\pi\Delta r^2}{\pi R^2} E_0 \quad (11)$$

and considering a same BRDF function for all the THD2 bench reflectors (estimated Section 3.2), the intensity scattered hitting the detector and coming from that surface is therefore:

$$L_s(i) = \frac{(2i + 1)}{N^2} E_0 \cdot 2\pi \int_{\lambda/D}^{\theta_i} (BRDF(\theta) \cdot \sin(\theta) \cdot d\theta) \quad (12)$$

with $BRDF$ the function estimated in Section 3.2 and E_0 the incident beam intensity. The lower limit of this integration is λ/D where D is the size of the beam radiating the reflector because structure whose size is higher than D are not radiated and therefore do not scatter. On Figure 8, the optical paths plotted in red represent the limit light rays for the infinitesimal scattering surface of OAP-1 and located at 4.5 mm from the reflector centre. We notice that some parts of the detector are not enlightened by that scattering surface. Assuming the intensity scattered $L_s(i)$ for the i^{th} surface is uniformly distributed on all the enlightened pixels, the intensity scattered reaching the pixel (j,k) and coming from this surface is therefore:

$$I_{pix,i}(j, k) = \frac{1}{N_{pix}(i)} \cdot \frac{(2i + 1)}{N^2} E_0 \cdot 2\pi \int_{\lambda/D}^{\theta_i} (BRDF(\theta) \cdot \sin(\theta) \cdot d\theta) \mathcal{M}_i(j, k) \quad (13)$$

where $N_{pix}(i)$ is the number of pixels enlightened by the infinitesimal surface i and $\mathcal{M}_i(j, k)$ is a mask equal to 0 if the pixel (j,k) is impacted or 1 if it is not impacted by the scattered light.

Optical component	Distance from OAP-1 (mm)	Diameter (mm)	Beam diameter on reflectors (mm)	OAP focal length
OAP-1	0	30	16.5	900
Tip-Tilt	592	8.23	8.23	/
DM1	952	8.23	8.23	/
OAP-2	1599	30	8.23	902
DM2	2762	30	2.37	/
Parabola-1	3404	30	8.23	902
DM3	4297	8.23	8.23	/
Parabola-2	5191	30	8.23	893
OAP-3	6997	30	8.23	893
Lyot-Stop	7906	6.5	/	/
OAP-4	8407	30	6.5	500
Detector	8907	16	/	/

Table 1: THD2 bench parameters.

Concretely, we calculate for one optical component the total distribution of energy scattered for a set of points from the center of the optical axis to the end of the beam and we spread the resulting intensity with a rotation in all the directions around the image central point. To estimate the contrast level of the scattered light, that image is eventually

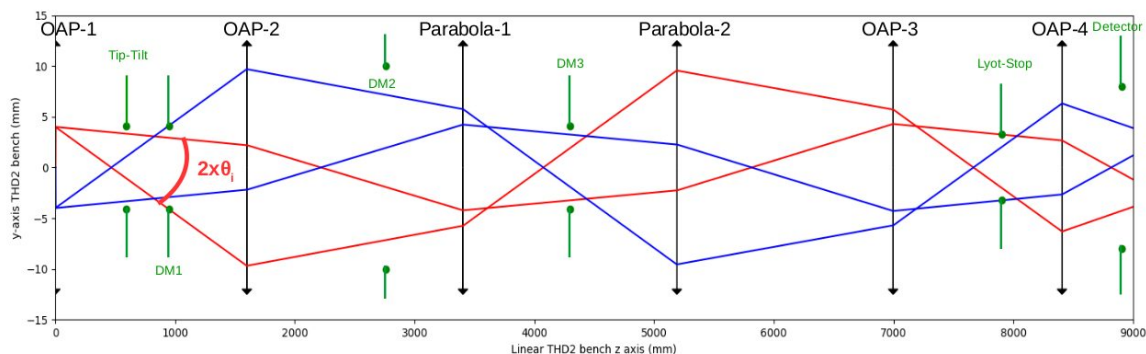


Figure 8: Extreme optical paths calculating by geometrical optics for 2 infinitesimal surfaces located on the OAP-1 (red and blue). Those plots enable to find the light dispersion of each surfaces in the final detector plane.

divided by the maximum of the Airy disk created by an incident beam of intensity E_0 and diffracted by the Lyot-stop (Figure 9). The curve in Figure 9 on the right shows the estimated limitation from scatter for each THD2 mirror except OAP-4 because it is located after the coronagraph ($E_0(\text{OAP-4})$ is really weak). We can observe that the most limiting mirror comes from the 2^{nd} deformable mirror location. This was expected because this mirror is really close to a focal plane (Figure 1). Yet, if we sum all those limitations, we find out that the total level is higher than what we get on the THD2 bench (few 10^{-8}).

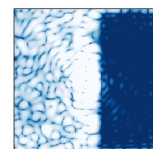
Some reasons can be given to explain this inconsistency. First of all, we saw in section 3.2 that the simulated BRDF does not fit properly with the measured BRDF at large angles and we need to divide it by a factor between 2 and 3 to match with reality. Moreover, the PSD enable to constrain properly the \mathcal{B} parameter which brings about an overestimation of the Total Integrated Scatter and the BRDF maximum could be reached for larger angles than what we simulated. Eventually, part of the scattered light may be coherent with the specular beam and could be minimized by the {wavefront sensor+ coronagraph} system we use on the THD2 bench[6]. Thus, we continue the study to understand ore in details the amount of scattered light in our experiment.

4. CONCLUSION

In this paper, we measured the level of scatter for an Off-Axis Parabola at large angles. We then used a model to estimate the scattered intensity due to microroughness at narrow angles using the power spectral density of the surface OAP and we found out a consistency between the two independant measures. We use those results, assuming the same scattering behaviour for all the reflectors on the THD2 bench to estimate how scattering impacts the final detector and found that the level of scattered light we estimate is one or two orders of magnitude brighter than the level we measure in the coronagraphic image. Therefore, there is one assumption that is not correct. The BRDF may be overestimated, or the scattered light does not propagate down to the detector as we assume. Nevertheless, this study is a first step to understand how the scattered light impacts the contrast that we can reach on the THD2 bench and the study is still in progress.

ACKNOWLEDGMENTS

The authors would like to thank the Centre National d'Etudes Spatiales (CNES), DIM-ACAV+ and the LABEX ESEP for their financial support. Founded in 1961, the CNES is the french government agency responsible for shaping and implementing France's space policy in Europe. DIM-ACAV+ is a Ile-de-France region funding and support research around Paris in the fields of astrophysics and the conditions for life appearance. ESEP (<http://www.esep.pro>) is the French acronym of Exploration Spatiale des Environnements Planétaires, or Space Exploration of Planetary Environments whose main strategic goal is to foster R&D projects for new space instrumentation.



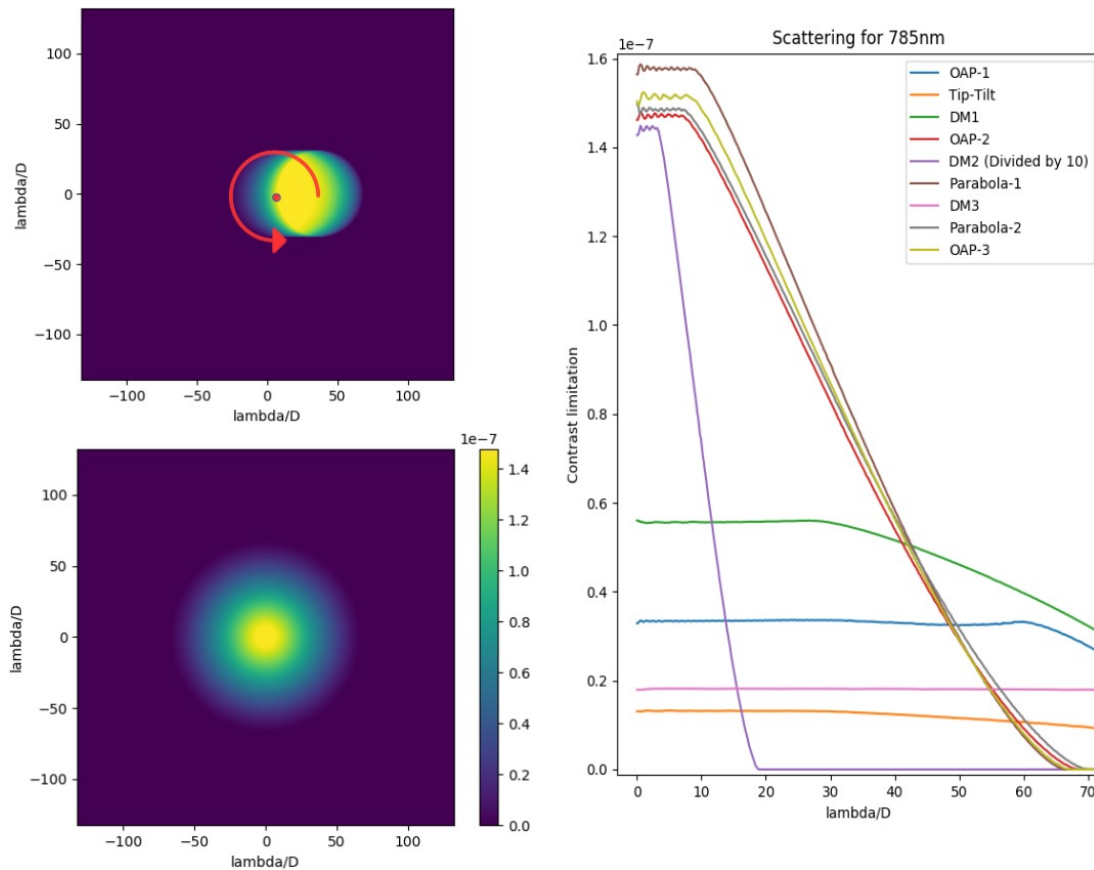
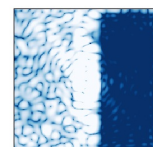


Figure 9: Left, up: total energy scattered for a set of points from the center of the optical axis to the end of the OAP-2 incident beam. The intensity on those pixels are then diluted by rotation around the center of the detector to get the OAP-2 scattering image on the THD2 final detector, normalized by the THD2 incident beam intensity (Figure Left, bottom). On the right, radial plot of those images for all the reflectors. The DM2 contrast limiting effect is divided by 10 for a better visualization on this graph.

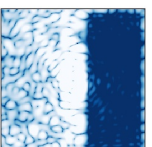
References

- [1] Delorme, J., Galicher, R., Baudoz, P., Rousset, G., and Mazoyer, J., "High-contrast imaging in wide spectral band with a self-coherent camera and achromatic coronagraphs," *Proc. SPIE* **9151** (2014).
- [2] Mazoyer, J., Baudoz, P., Galicher, R., and Rousset, G., "High contrast imaging in polychromatic light with the self-coherent camera," *Proc. SPIE* **9151** (2014).
- [3] Baudoz, P., Galicher, R., Patru, F., Dupuis, O., and Simone, T., "Status and performance of the THD2 bench in multi-deformable mirror configuration," *AO4ELT* (2018).
- [4] Galicher, R., Baudoz, P., Delorme, J., Mazoyer, J., and Rousset, G., "High contrast imaging on the THD bench: progress and upgrades," *Proc. SPIE* **9151** (2014).
- [5] Spyak, P. R. and Wolfe, W. L., "Scatter from particulate-contaminated mirrors. Part 1,2,3 and 4," *Proc. SPIE Optical Engineering* **31**, 1746–1784 (1992).
- [6] Balasubramanian, K., Shaklan, S., and Give'on, A., "Stellar coronagraph performance impact due to particulate contamination and scatter," *Proc. SPIE* **7440** (2009).
- [7] Harvey, J. E. and Anita Kotha, T., "Scattering effects from residual optical fabrication errors," *Proc. SPIE* **2576**, 155–174 (1995).
- [8] Harvey, J. E. and Vernold, C. L., "Transfer function characterization of scattering surfaces revisited," *Proc. SPIE* **3141**, 113–127 (1997).
- [9] Harvey, J. E., "Light-scattering characteristics of optical surfaces," *PhD Dissertation, Univ. of Arizona* (1976).
- [10] Harvey, J. E., Choi, N., and Krywonos, A., "Calculating BRDFs from Surface PSDs for Moderately Rough Optical Surfaces," *Proc. SPIE* **7426** (2009).
- [11] Krywonos, A., Harvey, J. E., and Choi, N., "Linear systems formulation of scattering theory for rough surfaces with arbitrary incident and scattering angles," *JOURNAL of the OPTICAL SOCIETY OF AMERICA* **28,6**, 1121–1138 (2011).
- [12] Pfisterer, R. N., "Approximated Scatter Models for Stray Light Analysis," *OPN Optics and Photonics News* , 16–17 (2011).



Annexe D

Proceedings AO4ELT6



Exoplanet direct imaging in ground-based conditions on THD2 bench.

A. Potier^a, P. Baudoz^a, R. Galicher^a, E. Huby^a, G. Singh^a

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

ABSTRACT

The next generation of ground-based instruments aims to break through the knowledge we have on exoplanets by imaging circumstellar environments always closer to the stars. However, direct imaging requires an AO system and high-contrast techniques like a coronagraph to reject the diffracted light of an observed star and an additional wavefront sensor to control quasi-static aberrations, including the non common path aberrations. To observe faint objects, a focal plane wavefront sensor with a sub-nanometric wavefront control capability is required.

In the past few years, we developed the THD2 bench which is a testbed for high-contrast imaging techniques, working in visible and near infrared wavelengths and currently reaching contrast levels lower than $1e-8$ under space-like simulated conditions. We recently added a turbulence wheel on the optical path which simulates the residuals given by a typical extreme adaptive optics system and we tested several ways to remove quasi-static speckles.

One way to estimate the aberrations is a method called pair-wise probing where we record few images with known-shapes we apply on the adaptive optics deformable mirror. Once estimated, we seek to minimize the focal-plane electric field by an algorithm called Electric Field Conjugation.

In this paper, we present the first results obtained on the THD2 bench using these two techniques together in turbulent conditions. We then compare the achieved performance with the one expected when all the quasi-static speckles are corrected.

Keywords: Exoplanets, High-Contrast Imaging, Wavefront Sensor

1. INTRODUCTION

Direct imaging of stellar environments is a powerful technique to discover new objects like circumstellar disks or for long-orbit exoplanets detection and characterization. However, the proximity between those objects and their stars added to the difference of luminosity require specific solutions. First, a telescope with a large primary mirror improves the detection probability of an exoplanet closer to the star. Currently, the difficulty to launch large mirrors to space makes essential the use of ground-based instrument. Secondly, a coronagraph is mandatory to reject the light of an observed star and to image fainter objects in its closest environment. Nevertheless, coronagraphs offer the best performance in the absence of any phase or amplitude aberrations. That is why the ground-based instruments dedicated to high-contrast imaging such as SPHERE/VLT (Beuzit et al.¹) and GPI/Gemini (Macintosh et al.²) are equipped with extreme AO facilities. Yet, the Non Common Path Aberrations (NCPAs) which are not corrected by the AO system are limiting the wavefront correction to residuals of about 50nm rms. These aberrations could be first calibrated on the internal source of the instrument. However, since the NCPAs are quasi-static and evolve slowly during the night, a regular calibration during on-sky observations would provide better contrast performance. If a few methods were tested so far by calibrating the NCPAs on the instrument internal source as the SCC (Galicher et al.³), the EFC (Matthews et al.⁴) or the speckle nulling (Bottom et al.⁵), only the speckle nulling technique demonstrated an on-sky correction with SCEXAO/Subaru (Martinache et al.⁶). As the former method shows moderate results, we decided to study the performance of the Electric Field Conjugation (EFC) in the context of turbulences.

Sect. 2 reminds the principle of the pair wise probing technique (PW) as a focal plane wavefront sensor associated with an EFC controller. We then describe in Sect. 3 how it was implemented on the THD2 testbed simulating ground-based conditions.

Further author information: Send correspondence to axel.potier@obspm.fr or pierre.baudoz@obspm.fr

2. WAVEFRONT SENSING AND CONTROL

In this section, we present the focal plane wavefront sensor and the wavefront controller we use in Sect. 3 to control the quasi-static aberrations.

2.1 Fourier numerical model of a high-contrast imaging instrument

2.1.1 Global model

Controlling the NCPAs first requires a focal plane wavefront sensor which either retrieves phase and amplitude aberrations in the pupil plane like ZELDA (Vigan et al.⁷) and COFFEE (Herscovici et al.⁸) or retrieves the real and imaginary part of the electric field in the focal plane like the Self Coherent Camera (Mazoyer et al.⁹) or PW. As the controller described in Sect. 2.3 and used in Sect. 3 aims to generate a dark hole by minimizing the focal plane electric field, we decided to implement the PW strategy. This method was first developed in Give'On et al.¹⁰. It defines E_f the electric field in the detector plane as a function of the aberrations upstream the coronagraph:

$$E_f = C \left[A e^{\alpha + i(\beta + \phi)} \right], \quad (1)$$

where α and β are the upstream amplitude and phase aberration and ϕ is the phase wavefront deformation induced by a deformable mirror (DM) located in the instrument pupil plane. C is the linear operator which represents the electric field propagation in a typical high-contrast instrument equipped with a phase mask coronagraph M and a Lyot stop situated in a following pupil plane

$$\begin{aligned} C(E) &= \mathcal{F} \left[\mathcal{F}^{-1} [M \times \mathcal{F}(E)] \times L \right] \\ &= [M \times \mathcal{F}(E)] * \mathcal{F}(L), \end{aligned} \quad (2)$$

where \mathcal{F} and \mathcal{F}^{-1} are the Fourier transform and the inverse Fourier transform respectively. When we use a perfect coronagraph with no upstream aberrations, the detector electric field vanishes. Yet, in the presence of aberrations, part of the stellar light goes through the Lyot stop to create bright speckles on the detector. If these aberrations are NCPA, we can assume to be in a low aberration regime. We also suppose small deformations of the DM with respect to the wavelength in the rest of this paper. Therefore, E_f in Eq. 1 can be separated into two parts

$$\begin{aligned} E_f &= C \left[A e^{\alpha + i\beta} \right] + iC \left[A\phi \right] \\ &= E_S + E_{DM}, \end{aligned} \quad (3)$$

where E_S and E_{DM} are the detector electric field induced by the upstream aberrations and the DM respectively.

2.1.2 Model under turbulence

In the former section, we did not make any assumptions on the dynamics of the upstream wavefront. However, aberrations on a ground-based instrument are a combination of static and quasi-static aberrations and aberrations produced by the atmospheric turbulence which are evolving quickly in time. In the case of an instrument equipped with extreme adaptive optics facilities, these strong fast varying aberrations are flattened by the AO system. However, a small part of turbulent aberrations called AO residuals remains. In that case, we can split β in Eq. 1 into two different terms to write the upstream pupil electric field E_{pup} as

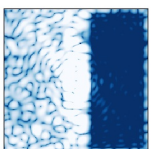
$$E_{pup} = A e^{\alpha + i(\beta_0 + \beta_1(t) + \phi)}, \quad (4)$$

where β_0 is the static phase aberration (constant in time) whereas β_1 represents the AO residuals evolving quickly during an observation. Assuming a certain time of integration, the field E_{pup} averages over N independent phase screens and E_{pup} becomes

$$\langle E_{pup} \rangle_N = E(E_{pup}) + V(\langle E_{pup} \rangle_N), \quad (5)$$

where $E(E_{pup})$ represents the mathematical expectation of E_{pup} . For an infinite exposure time, β_0 stays constant whereas the mathematical expectation of $e^{i\beta_1(t)}$ is $e^{-\sigma_1^2/2}$ where σ_1 is the time and spatial standard deviation of $\beta_1(t)$ assuming it is ergodic. Therefore, we can write

$$E(E_{pup}) = A e^{\alpha + i(\beta_0 + \phi)} e^{-\sigma_1^2/2}. \quad (6)$$



In Eq. 5, V represents the variance. For N independant upstream phase screens, we can write that

$$V(\langle E_{pup} \rangle_N) = \frac{V(E_{pup})}{N}. \quad (7)$$

According to Eq. 6 and 7, $V(\langle E_{pup} \rangle_N)$ becomes

$$\begin{aligned} V(\langle E_{pup} \rangle_N) &= \frac{1}{N} \left[E(|E_{pup}|^2) - (E(|E_{pup}|))^2 \right] \\ &= \frac{1}{N} \left[E \left((Ae^\alpha e^{i(\phi+\beta_0+\beta_1)})(Ae^\alpha e^{i(\phi+\beta_0+\beta_1)})^* \right) - (Ae^\alpha e^{i(\beta_0+\phi)} e^{-\sigma_1^2/2})(Ae^\alpha e^{i(\beta_0+\phi)} e^{-\sigma_1^2/2})^* \right] \\ &= \frac{1}{N} \left[Ae^\alpha - Ae^\alpha e^{-\sigma_1^2} \right] \\ &= \frac{Ae^\alpha(1 - e^{-\sigma_1^2})}{N}. \end{aligned} \quad (8)$$

Eventually, assuming small quasi static aberrations and small AO residuals with respect to the wavelength, we use Eq. 6 and Eq. 8 to simplify the Eq. 5 as

$$\langle E_{pup} \rangle_N = Ae^\alpha (1 + i(\beta_0 + \phi)) + \frac{Ae^\alpha \sigma_1^2}{N}. \quad (9)$$

The former equation means that acquiring long exposure images averages out the turbulent residual phase maps. The longer the exposure, the lower is the importance of phase residuals in the detector electric field E_f and Eq. 3 becomes

$$E_f = E_{S_0} + E_{DM} + \epsilon, \quad (10)$$

where E_{S_0} is the detector electric field induced by the quasi-static aberrations whereas ϵ represents the small contribution of the AO residuals to the detector electric field when acquiring long exposure images. The term ϵ becomes negligible if the AO contribution in Eq. 9 is small when compared to the contribution of the quasi-static. This is valid when the number of averaged phase screens is high enough:

$$N \gg \frac{\sigma_1^2}{\beta_0 + \phi}. \quad (11)$$

2.2 Pair-Wise probing

PW is a useful focal plane wavefront sensor. It is too slow to detect AO residuals but it could be used with long exposure images to measure the NCPAs (see in Sect. 2.1.2). PW is implemented by recording pairs of images when applying known-shapes ψ on the DM. Those applied patterns are the so-called probes which modulate the speckle intensity in the detector image to create an image I_m . According to Eq. 10 in the case of a long enough exposure, the turbulent contribution ϵ becomes negligible in the correction zone and I_m can be written as

$$I_m = |E_{S_0} + iC[A\psi_m]|^2. \quad (12)$$

Pushing and pulling a probe in this linear regime cancels out the quadratic terms of I_m to retrieve a linear combination of the real part \Re and the imaginary part \Im of the searched electric field E_S

$$I_m^+ - I_m^- = 4(\Re(E_{S_0})\Re(iC[A\psi_m]) + \Im(E_{S_0})\Im(iC[A\psi_m])). \quad (13)$$

In this case, a pair of probes is insufficient to separate the two terms of this complex field. However, the use of k different pair of probes allows to lift this degeneracy. By representing it in matrix algebra,

$$\begin{bmatrix} I_1^+ - I_1^- \\ \vdots \\ I_k^+ - I_k^- \end{bmatrix}_{(i,j)} = 4 \begin{bmatrix} \Re(iC[A\psi_1]) & \Im(iC[A\psi_1]) \\ \vdots & \vdots \\ \Re(iC[A\psi_k]) & \Im(iC[A\psi_k]) \end{bmatrix}_{(i,j)} \begin{bmatrix} \Re(E_{S_0}) \\ \Im(E_{S_0}) \end{bmatrix}_{(i,j)}, \quad (14)$$

we may retrieve the real and imaginary part of the detector plane electric field when inverting Eq. 14. The reader may note this inverse problem stays well-posed only if at least two probes m and n are modulating the speckle intensity differently on each pixel.

$$\Re(iC[A\psi_m])\Im(iC[A\psi_n]) - \Re(iC[A\psi_n])\Im(iC[A\psi_m]) \neq 0. \quad (15)$$

If the condition 15 is verified, we can write E_S on each pixel as a linear combination of the probe images difference:

$$\begin{bmatrix} \Re(E_{S_0}) \\ \Im(E_{S_0}) \end{bmatrix}_{(i,j)} = \frac{1}{4} \begin{bmatrix} \Re(iC[A\psi_1]) & \Im(iC[A\psi_1]) \\ \vdots & \vdots \\ \Re(iC[A\psi_k]) & \Im(iC[A\psi_k]) \end{bmatrix}_{(i,j)}^\dagger \begin{bmatrix} I_1^+ - I_1^- \\ \vdots \\ I_k^+ - I_k^- \end{bmatrix}_{(i,j)}. \quad (16)$$

2.3 Electric Field Conjugation

After estimating the static wavefront in the focal plane with PW, we aim to control the quasi-static aberrations E_{S_0} . We assume that the electric field induced by the DM in the science detector is a linear combination of the actuator movements:

$$E_{DM} = G\bar{a}, \quad (17)$$

where G is a linear transformation between the DM actuator voltages \bar{a} and the focal plane electric field. G is implemented numerically, by propagating the effect of each actuator movement on the focal plane through the C operator. We then look for the best commands to apply in order to minimize the speckle intensity in a region of the image called Dark Hole (DH). We decide to use the Electric Field Conjugation method which seek to minimize the distance

$$d_{EFC}^2 = \|E_{DM} + E_{S_0}\|^2. \quad (18)$$

This optimization is solved by calculating the inverse matrix of G with a Singular Value Decomposition (SVD). Therefore, the voltages to apply to the DM are the result of a matrix multiplication between the command matrix and the PW result electric field

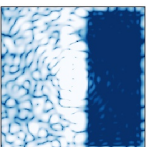
$$\bar{a} = -g[\Re(G) \frown \Im(G)]^\dagger [\Re(E_{S_0}) \frown \Im(E_{S_0})], \quad (19)$$

where \frown means concatenate and † means pseudo inverse.

3. EXPERIMENTAL SETUP

3.1 The THD2 testbed

The THD2 bench is a testbed located at LESIA and dedicated to high-contrast imaging. Although it was originally developed for space-based applications, we recently added a turbulence wheel to test NCPA compensation with a ground-based instrument. The testbed is detailed in Baudoz et al.¹¹ and its optical components are represented in Fig. 1. For the rest of this paper, it is used with a monochromatic light source of wavelength 783.25nm and an entrance pupil of diameter 8.23mm. The coronagraph is composed of a FQPM mask diffracting the simulated stellar light out of the Lyot stop of diameter 8.00mm. A 2-electron read-out noise sCMOS camera record the coronagraph images. Two servo loops are used in the following part. First, a low-order wavefront sensor located in the focal plane 4 (LOWFS, Singh et al.¹²) collects the light from the reflective Lyot-stop to control the Tip-Tilt mirror at 100Hz. It is used to keep the star Point Spread Function (PSF) centered on the FQPM cross. Then, the quasi-static aberrations are controlled through the EFC method by the 32x32 Boston-Micromachine (DM3) settled in a pupil plane. These aberrations are directly probed with PW in the sCMOS camera.



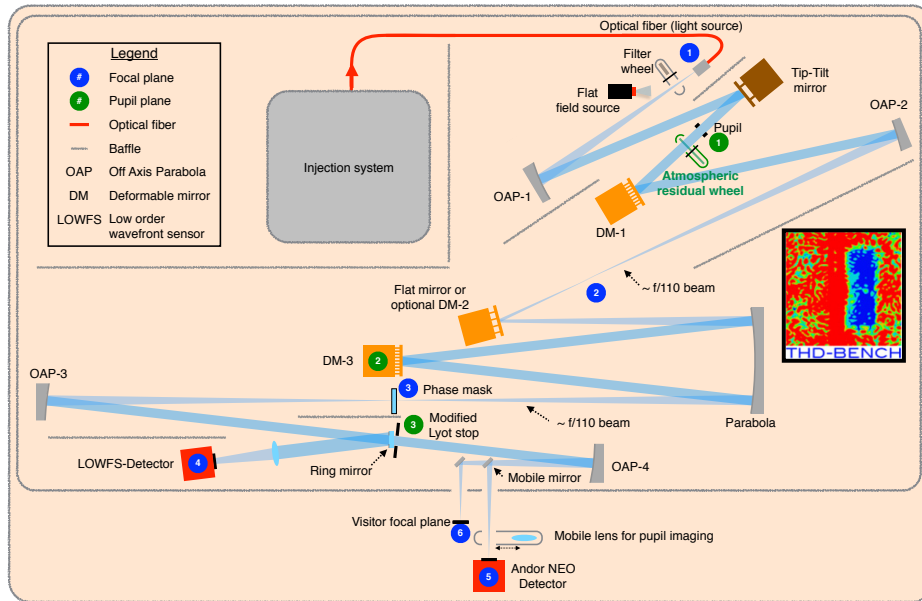


Figure 1. Optical configuration of the THD2 testbed.

3.2 The turbulence wheel

For this particular experiment, the testbed is used in a "ground configuration". In this case, a turbulent wheel is inserted in the instrument right after the entrance pupil. This rotating phase plate, described in Singh et al.¹², simulates the post-AO residuals of the SPHERE instrument in the infrared in optimistic conditions for the current SPHERE performance. The power spectral density (PSD) of the aberrations follows a power law as $f^{-4/3}$ below the DM correction cut-off (20 resolution element) and a power law as $f^{-11/3}$ above. The standard deviation of the aberration is about 40nm rms. At the position of the entrance pupil, we move the plate at a steady velocity of $6.3\text{mm}\cdot\text{s}^{-1}$ which corresponds to $6.1\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ when the pupil is scaled to an 8m telescope.

3.3 Results on THD2 testbed

In this section, we demonstrate that the combination of PW and EFC is able to correct for quasi-static aberrations when turbulent conditions also affect the coronagraphic images. In order to test the performances of this combined technique, we decided to use the 1-sigma contrast metric where we calculate the azimuthal standard deviation of the intensity in the coronagraphic image normalized by the maximum of the non-coronagraphic PSF.

We first remove the rotating phase plate from the optical path to calibrate the quasi-static aberrations with the usual PW+EFC close loop in a full dark hole (FDH) configuration. We then inserted the phase plate in the optical path and rotate it. Eventually, we recorded a set of long exposure images of 18s with the sCMOS camera to ensure that the turbulent wavefront averages. We plotted the 1-sigma contrast for the obtained image in blue in Fig. 3 to represent the best achievable contrast in the conditions of a perfect control for phase static aberrations (assuming the rotation of the wheel to fully average the phase which is not true since it has a finite size).

Then, we applied about 5nm of phase aberrations with the DM3. The PSD of these aberrations decrease as f^{-1} which corresponds to the typical NCPAs remaining in SPHERE after a previous compensation on the internal source. Again, we recorded a set of 18s image exposure while the phase plate was rotating to obtain the image in Fig. 2 (Left). The reader may notice the theoretical SPHERE AO cut-off on this image above 20 cycles per pupil. Inside the corrected region, bright speckles remains due to the quasi-static aberration just applied on the DM3. The corresponding contrast curve obtained is plotted in Fig. 3, in red.

We then look for correcting the quasi-static speckles while rotating the turbulence wheel to simulate an on-sky NCPA correction. First, we estimate the aberrations with PW as described in Sect. 2.2 recording 18s exposure

probe images. The probes used are 3 different bumps of actuators of 30nm peak to valley. Once estimated, we seek to control the static aberrations in a squared FDH of size $25\lambda/D \times 25\lambda/D$ with EFC using only DM3. After 5 iterations of PW+EFC, we recorded the image at the center in Fig. 2 where the reader notice the disappearance of the bright speckles in the dark hole region. Note that DM3 owns less actuators in the pupil than the SPHERE DM which induces a narrower accessible region of correction in the THD2 testbed. It leaves uncorrected speckles between the DM cut-off and the phase plate cut-off. In a science instrument, the AO DM and the DM used for NCPA correction are the same and this effect would disappear. The contrast for such a correction is plotted in grey on the top image in Fig. 3 for each iteration. It shows that the generated DH reaches the floor of a perfect correction (blue curve) meaning that the phase aberrations are corrected after 5 iterations. The correction of quasi-static aberrations is therefore performed in about 9 minutes in these conditions.

Eventually, we tested a half dark hole (HDH) correction to estimate PW+EFC ability to correct both phase and amplitude aberrations during observations. We started from the same static aberrations as for the FDH correction. We used the same probes for the focal plane electric field estimation with the same exposure time. However, the EFC correction is done in a HDH going from $-12\lambda/D$ to $12\lambda/D$ in one direction and from $2\lambda/D$ to $12\lambda/D$ in the other direction. We represent the image obtained after 3 iterations on the right in Fig. 2 and we plot each iteration contrast obtained in the HDH region in grey in the bottom plot of Fig. 3. This plot shows better performance in a HDH correction than for the FDH correction. Indeed, both phase and amplitude aberrations can be corrected in a HDH with only one DM located in a pupil plane whereas only phase aberrations are corrected in a FDH. This means that the speckles generated from amplitude aberrations remain in the FDH correction and limit the instrument performance.

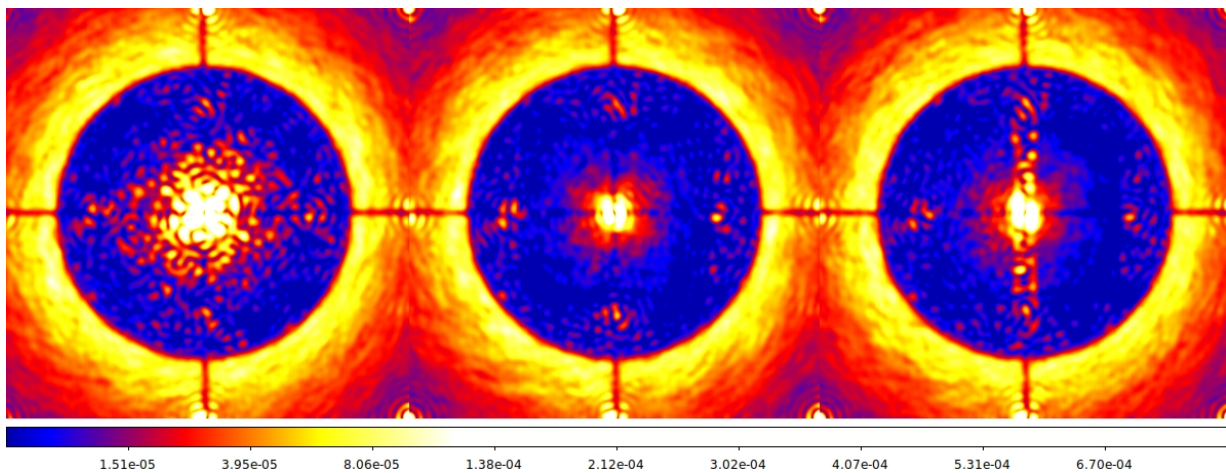
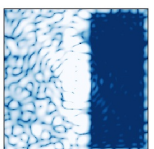


Figure 2. Coronagraphic images with 18s exposure time. Left: no quasi-static correction is applied. Center: Result of a 5 iterations correction in a $25\lambda/D \times 25\lambda/D$ FDH. Right: Result of a 3 iteration correction in a rectangular HDH of size $10\lambda/D \times 25\lambda/D$, located on the right of the star.

4. CONCLUSION

This paper presents a strategy to correct for NCPAs in a high-contrast imaging instrument on ground such as SPHERE or GPI. We described the PW+EFC method we used under a phase screen simulating residual turbulence. If the AO system is good enough to give residual aberrations lower than the wavelength, it shows that such NCPA correction techniques - first developed in space conditions - can also be used from ground by averaging the turbulence in long exposure images. We then presented laboratory results of such a test of NCPA correction. It demonstrates that we are able to actively correct for both phase and amplitude NCPAs during on-sky observations applying phase diversities. In the conditions we tested on the testbed (3 to 5 iterations and 18s per images), it requires only 10 minutes to generate a DH cleaned of speckles induced by the NCPAs. This work is promising for the future of ground-based high-contrast imaging instruments. Instruments in design SPHERE+ and GPI2 could easily use this active NCPA correction process without modifying their hardware.



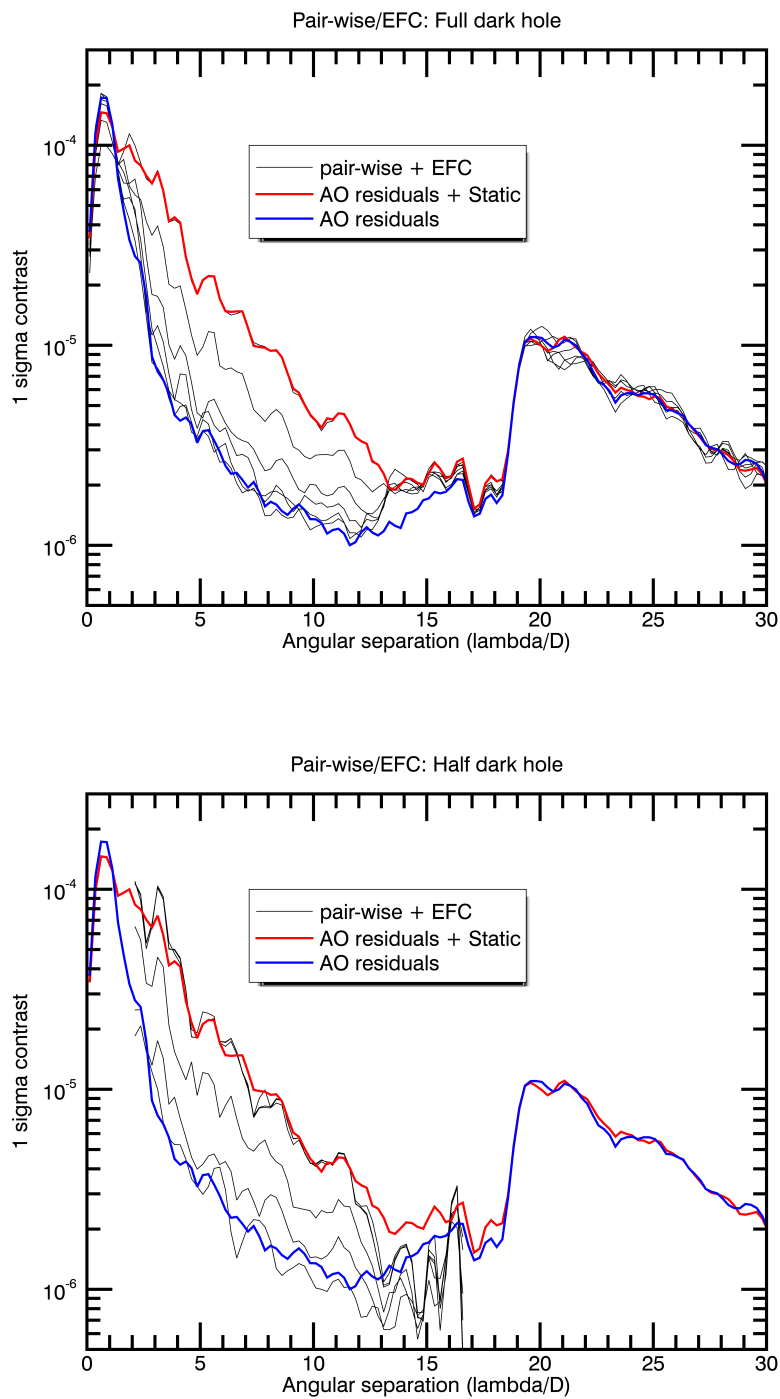


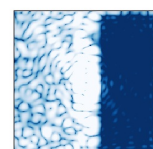
Figure 3. $1\text{-}\sigma$ contrast performance when applying PW+EFC in a squared FDH of size $25\lambda/D \times 25\lambda/D$ (top) and in a rectangular HDH of size $10\lambda/D \times 25\lambda/D$ (bottom).

ACKNOWLEDGMENTS

The authors would like to thank the Centre National d'Etudes Spatiales (CNES), DIM-ACAV+ and the Marie Skłodowska-Curie research fellowship programme for their financial support. Founded in 1961, the CNES is the french government agency responsible for shaping and implementing France space policy in Europe. DIM-ACAV+ is a Ile-de-France region funding and supporting research around Paris in the fields of astrophysics and the conditions for life appearance. Marie Skłodowska-Curie actions support researchers at all stages of their careers. It funds Garima Singh research under grant No. 798909. This work was also supported by the Action Spécifique Haute Résolution Angulaire (ASHRA) of CNRS/INSU co-funded by CNES.

REFERENCES

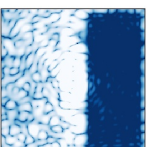
1. Beuzit, J.-L., Vigan, A., Mouillet, D., Dohlen, K., Gratton, R., Boccaletti, A., Sauvage, J.-F., Schmid, H. M., Langlois, M., Petit, C., Baruffolo, A., Feldt, M., Milli, J., Wahhaj, Z., Abe, L., Anselmi, U., Antichi, J., Barette, R., Baudrand, J., Baudoz, P., Bazzon, A., Bernardi, P., Blanchard, P., Brast, R., Bruno, P., Buey, T., Carillet, M., Carle, M., Cascone, E., Chapron, F., Chauvin, G., Charton, J., Claudi, R., Costille, A., De Caprio, V., 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., “SPHERE: the exoplanet imager for the Very Large Telescope,” *arXiv e-prints* (Feb. 2019).
2. 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., “First light of the Gemini Planet Imager,” *Proceedings of the National Academy of Science* **111**, 12661–12666 (Sept. 2014).
3. Galicher, R., Baudoz, P., Delorme, J.-R., Mawet, D., Bottom, M., Wallace, J. K., Serabyn, E., and Sheldon, C., “Minimization of non common path aberrations at the Palomar telescope using a self-coherent camera,” *arXiv e-prints*, arXiv:1909.09130 (Sep 2019).
4. Matthews, C. T., Crepp, J. R., Vasisht, G., and Cady, E., “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 (Oct. 2017).
5. Bottom, M., Femenia, B., Huby, E., Mawet, D., Dekany, R., Milburn, J., and Serabyn, E., “Speckle nulling wavefront control for Palomar and Keck,” in [*Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*], *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* **9909**, 990955 (Jul 2016).
6. Martinache, F., Guyon, O., Jovanovic, N., Clergeon, C., Singh, G., Kudo, T., Currie, T., Thalmann, C., McElwain, M., and Tamura, M., “On-Sky Speckle Nulling Demonstration at Small Angular Separation with SCExAO,” *Pub. Astron. Soc. Pacific* **126**, 565–572 (June 2014).
7. Vigan, A., N'Diaye, M., Dohlen, K., Milli, J., Wahhaj, Z., Sauvage, J.-F., Beuzit, J.-L., Pourcelot, R., Mouillet, D., and Zins, G., “On-sky compensation of non-common path aberrations with the ZELDA wavefront sensor in VLT/SPHERE,” in [*Adaptive Optics Systems VI*], *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* **10703**, 107035O (July 2018).



8. Herscovici-Schiller, O., Mugnier, L. M., Baudoz, P., Galicher, R., Sauvage, J.-F., and Paul, B., “Experimental validation of joint phase and amplitude wave-front sensing with coronagraphic phase diversity for high-contrast imaging,” *A&A* **614**, A142 (June 2018).
9. Mazoyer, J., Baudoz, P., Galicher, R., Mas, M., and Rousset, G., “Estimation and correction of wavefront aberrations using the self-coherent camera: laboratory results,” *A&A* **557**, A9 (Sept. 2013).
10. Give'on, A., Kern, B., Shaklan, S., Moody, D. C., and Pueyo, L., “Broadband wavefront correction algorithm for high-contrast imaging systems,” in [*Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*], *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* **6691**, 0 (Sept. 2007).
11. Baudoz, P., Galicher, R., Patru, F., Dupuis, O., and Thijs, S., “Status and performance of the THD2 bench in multi-deformable mirror configuration,” *arXiv e-prints* (Jan. 2018).
12. Singh, G., Galicher, R., Baudoz, P., Dupuis, O., Ortiz, M., Potier, A., Thijs, S., and Huby, E., “Active minimization of non-common path aberrations in long-exposure imaging of exoplanetary systems,” *arXiv e-prints*, arXiv:1910.00573 (Oct 2019).

Annexe E

Poster *In the spirit of Lyot 2019*



Comparing focal plane wavefront sensors on the THD2 bench:

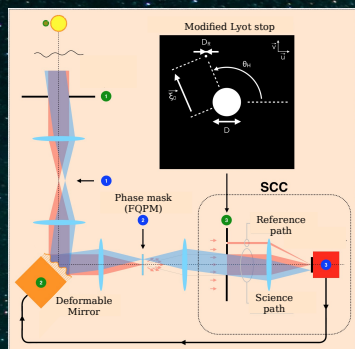
Self Coherent Camera, Pair-Wise probing and COFFEE
 A. Potier, P. Baudoz, R. Galicher, L. Mugnier, O. Herscovici-Schiller, J.-F. Sauvage



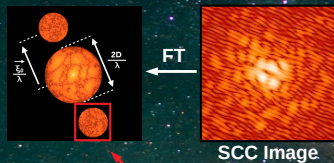
SPATIAL MODULATION OF THE SPECKLE INTENSITY

METHOD:

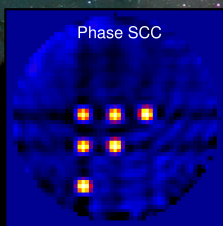
SELF-COHERENT CAMERA



Credits: J.R. Delorme

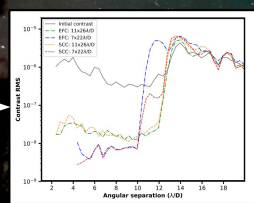
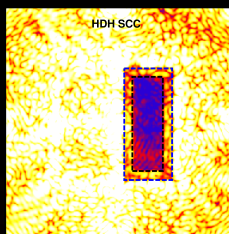


PHASE RECONSTRUCTION:



FOCAL PLANE CORRECTION WITH EFC:

Measured interaction matrix (no model).

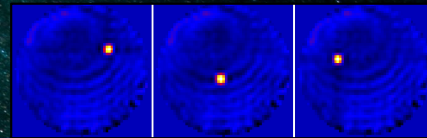


A. Potier et al (2019)

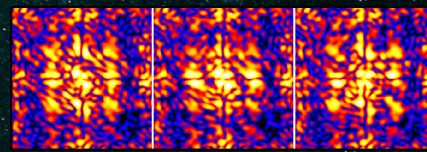
TEMPORAL MODULATION OF THE SPECKLE INTENSITY

METHOD:

Diversity/Probes applied on the DM:
 Bumps of actuators ~ 30nm

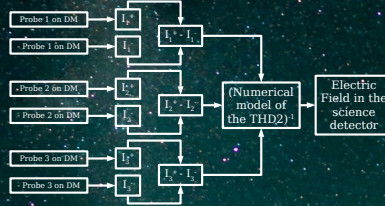


Modulation of the speckle intensity in the detector:

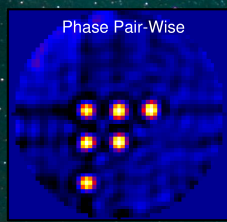


PAIR-WISE PROBING

Phase diversity in a low aberration regime (linearized model):

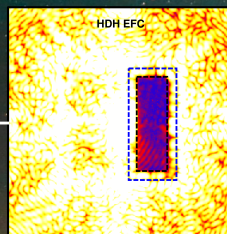


PHASE RECONSTRUCTION:



FOCAL PLANE CORRECTION WITH EFC:

Synthetic interaction matrix (model).



COFFEE

Phase diversity in a non linear regime.

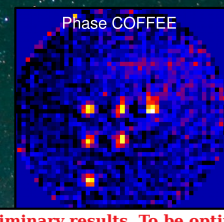
Maximum a posteriori approach: it retrieves the upstream (and downstream) wavefront by minimizing the cost function J, which includes a priori information on the unknown parameters and a non-linear model of the instrument.

Gradient-based method for the minimization: VMLM-B.

$$J(\phi_{up}, \xi_{up}, \phi_{do}) = \sum_{(k,x,y)} \left| \frac{I_k(x,y) - M[\phi_{up}, \xi_{up}, \phi_{do}](k,x,y)}{\sigma_n(k,x,y)} \right|^2 + \mathcal{R}(\phi_{up}, \xi_{up}, \phi_{do})$$

O. Herscovici-Schiller et al (2018)

PHASE RECONSTRUCTION:



Preliminary results. To be optimized!

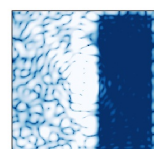
FOCAL PLANE CORRECTION WITH EFC:

To be continued...



Annexe F

Poster Journées CNES jeunes chercheurs 2019



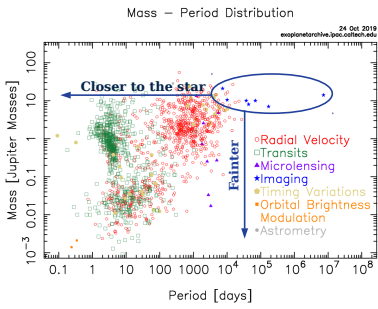
Comparaison des techniques d'analyse de surface d'onde en plan focal dédiées aux missions spatiales d'imagerie directe et de spectroscopie des planètes extrasolaires



A. Potier, P. Baudoz, A. Boccaletti / Resp. CNES: J.M. Le Digou

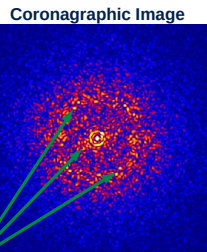


GOAL: Imaging new exoplanets



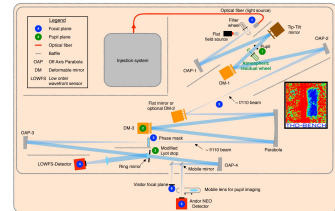
LIMITATIONS:

High contrast and optical aberrations

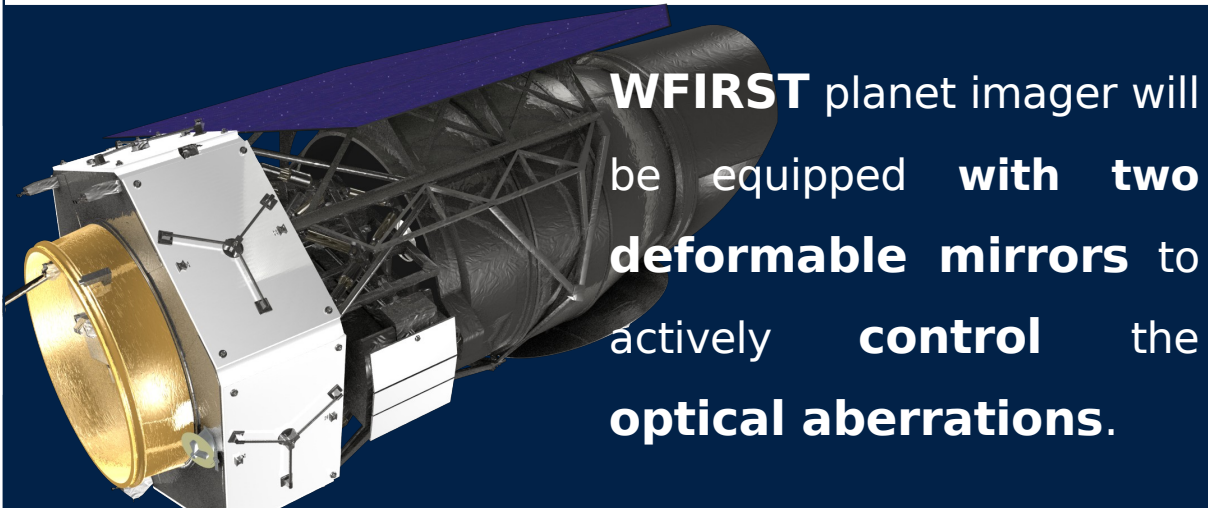


SOLUTION:

- Estimating the aberrations with a focal plane wavefront sensor.
- Controlling these aberrations with deformable mirrors



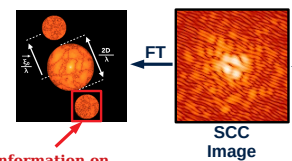
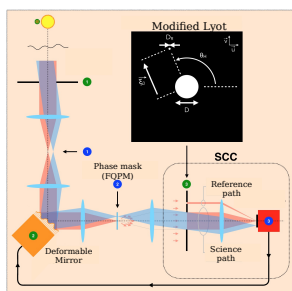
- Testing algorithm on the THD2 testbed



WFIRST planet imager will be equipped with **two deformable mirrors** to actively control the **optical aberrations**.

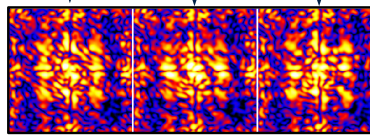
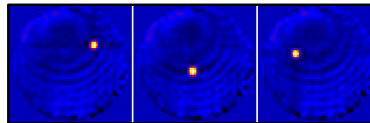
Stage 1: Estimating the wavefront

Spatial modulation of the speckle field

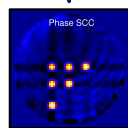


OR Temporal modulation of the speckle field

Diversity/Probes applied on the DM:



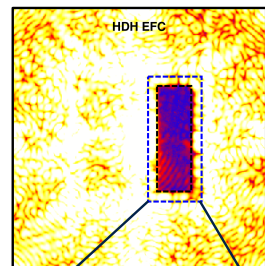
Modulation of the speckle intensity in the detector



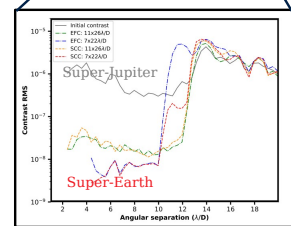
Wavefront reconstruction

Stage 2: Controlling the wavefront

Dark Hole creation:



Contrast result:



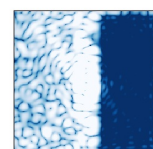
Potier et al. 2019

Bibliographie

- Anglada-Escudé, G., Amado, P. J., Barnes, J., et al. 2016, *Nature (London)*, 536, 437
- Apai, D., Pascucci, I., Brandner, W., et al. 2004, *Astron. Astrophys.*, 415, 671
- Aumann, H. H., Gillett, F. C., Beichman, C. A., et al. 1984, *Astrophys. J. Lett.*, 278, L23
- Babcock, H. W. 1953, *Pub. Astron. Soc. Pacific*, 65, 229
- Baglin, A., Auvergne, M., Boisnard, L., et al. 2006, in 36th COSPAR Scientific Assembly, Vol. 36, 3749
- Bailes, M., Lyne, A. G., & Shemar, S. L. 1991, *Nature (London)*, 352, 311
- Baranne, A., Queloz, D., Mayor, M., et al. 1996, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 119, 373
- Barman, T. S., Konopacky, Q. M., Macintosh, B., & Marois, C. 2015, *Astrophys. J.*, 804, 61
- Baudoz, P., Boccaletti, A., Baudrand, J., & Rouan, D. 2006, in *IAU Colloq. 200 : Direct Imaging of Exoplanets : Science & Techniques*, ed. C. Aime & F. Vakili, 553–558
- Baudoz, P., Galicher, R., Patru, F., Dupuis, O., & Thijs, S. 2018a, arXiv e-prints
- Baudoz, P., Galicher, R., Potier, A., et al. 2018b, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 10706, *Advances in Optical and Mechanical Technologies for Telescopes and Instrumentation III*, 107062O
- Baudoz, P., Rabbia, Y., & Gay, J. 2000a, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 141, 319
- Baudoz, P., Rabbia, Y., Gay, J., et al. 2000b, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 145, 341
- Bean, J. L., McArthur, B. E., Benedict, G. F., et al. 2007, *Astron. J.*, 134, 749
- Beaulieu, M., Abe, L., Martinez, P., et al. 2017, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 469, 218
- Beaulieu, M., Abe, L., Martinez, P., et al. 2016, *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, 9906, 99062X
- Belikov, R., Bendek, E., Pluzhnik, E., Sirbu, D., & Thomas, S. J. 2016, *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, 9904, 990422
- Belikov, R., Pluzhnik, E., Witteborn, F. C., et al. 2012, in *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, Vol. 219, *American Astronomical Society Meeting Abstracts #219*, 155.17
- Benedict, G. F., McArthur, B. E., Forveille, T., et al. 2002, *Astrophys. J. Lett.*, 581, L115

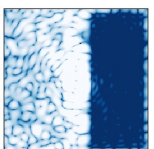
- Benisty, M., Juhasz, A., Boccaletti, A., et al. 2015, *Astron. Astrophys.*, 578, L6
- Beuzit, J. L., Demailly, L., Gendron, E., et al. 1997, *Experimental Astronomy*, 7, 285
- Beuzit, J.-L., Feldt, M., Dohlen, K., et al. 2008, *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, 7014, 701418
- Beuzit, J. L., Vigan, A., Mouillet, D., et al. 2019, *Astron. Astrophys.*, 631, A155
- Boccaletti, A., Baudoz, P., Baudrand, J., Reess, J. M., & Rouan, D. 2005, *Advances in Space Research*, 36, 1099
- Boccaletti, A., Chauvin, G., Mouillet, D., et al. 2020, *arXiv e-prints*, arXiv :2003.05714
- Boccaletti, A., Lagage, P. O., Baudoz, P., et al. 2015, *Pub. Astron. Soc. Pacific*, 127, 633
- Boccaletti, A., Moutou, C., Labeyrie, A., Kohler, D., & Vakili, F. 1998, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 133, 395
- Bonafous, M., Galicher, R., Baudoz, P., Firminy, J., & Boussaha, F. 2016, *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, 9912, 99126J
- Bonnefoy, M., Zurlo, A., Baudino, J. L., et al. 2016, *Astron. Astrophys.*, 587, A58
- Bordé, P. J. & Traub, W. A. 2006, *Astrophys. J.*, 638, 488
- Born, M. & Wolf, E. 1999, *Principles of Optics*
- Borucki, W. J., Koch, D., Basri, G., et al. 2010, *Science*, 327, 977
- Bos, S. P., Doelman, D. S., Lozi, J., et al. 2019, *Astron. Astrophys.*, 632, A48
- Bouchy, F. & Sophie Team. 2006, in *Tenth Anniversary of 51 Peg-b : Status of and prospects for hot Jupiter studies*, ed. L. Arnold, F. Bouchy, & C. Moutou, 319–325
- Bowler, B. P. 2016, *Pub. Astron. Soc. Pacific*, 128, 102001
- Broeg, C., Fortier, A., Ehrenreich, D., et al. 2013, in *European Physical Journal Web of Conferences*, Vol. 47, *European Physical Journal Web of Conferences*, 03005
- Burrows, A., Marley, M., Hubbard, W. B., et al. 1997, *Astrophys. J.*, 491, 856
- Butler, R. P. & Marcy, G. W. 1996, *The Astrophysical Journal*, 464, L153
- Cady, E., Balasubramanian, K., Gersh-Range, J., et al. 2017, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 10400, *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, 104000E
- Cameron, A. G. W. 1978, *Moon and Planets*, 18, 5
- Campbell, B., Walker, G. A. H., & Yang, S. 1988, *Astrophys. J.*, 331, 902
- Cantalloube, F., Dohlen, K., Milli, J., Brandner, W., & Vigan, A. 2019, *The Messenger*, 176, 25
- Carbillet, M., Bendjoya, P., Abe, L., et al. 2011, *Experimental Astronomy*, 30, 39

- Carlotti, A., Mouillet, D., Correia, J.-J., et al. 2018, Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng., 10706, 107062M
- Cavarroc, C., Boccaletti, A., Baudoz, P., Fusco, T., & Rouan, D. 2006, A&A, 447, 397
- Chambouleyron, V., Fauvarque, O., Janin-Potiron, P., et al. 2020, arXiv e-prints, arXiv :2006.08294
- Charbonneau, D., Brown, T. M., Latham, D. W., & Mayor, M. 2000, Astrophys. J. Lett., 529, L45
- Chauvin, G. 2018, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 10703, Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng., 1070305
- Chauvin, G., Desidera, S., Lagrange, A. M., et al. 2017a, in SF2A-2017 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics, ed. C. Reyl e, P. Di Matteo, F. Herpin, E. Lagadec, A. Lan¸on, Z. Meliani, & F. Royer, Di
- Chauvin, G., Desidera, S., Lagrange, A.-M., et al. 2017b, Astron. Astrophys., 605, L9
- Chauvin, G., Lagrange, A. M., Dumas, C., et al. 2004, Astron. Astrophys., 425, L29
- Chauvin, G., Lagrange, A. M., Zuckerman, B., et al. 2005, Astron. Astrophys., 438, L29
- Chilcote, J. K., Bailey, V. P., De Rosa, R., et al. 2018, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 10702, Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng., 1070244
- Clampin, M., Krist, J. E., Ardila, D. R., et al. 2003, Astron. J., 126, 385
- Claudi, R. U., Turatto, M., Gratton, R. G., et al. 2008, Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng., 7014, 70143E
- Cosentino, R., Lovis, C., Pepe, F., et al. 2012, Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng., 8446, 84461V
- Coughlin, J. L., Mullally, F., Thompson, S. E., et al. 2016, Astrophys. J. Suppl. Ser., 224, 12
- Crane, J. D., Shtetman, S. A., & Butler, R. P. 2006, Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng., 6269, 626931
- Currie, T., Pluzhnik, E., Belikov, R., & Guyon, O. 2019, arXiv e-prints, arXiv :1909.11664
- Davies, R., Schubert, J., Hartl, M., et al. 2016, Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng., 9908, 99081Z
- de Boer, J., Langlois, M., van Holstein, R. G., et al. 2020, Astron. Astrophys., 633, A63
- de Mooij, E. J. W., Brogi, M., de Kok, R. J., et al. 2012, Astron. Astrophys., 538, A46
- de Pater, I. & Lissauer, J. J. 2010, Planetary Sciences
- Delorme, J.-R. 2016, PhD thesis, LESIA, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC and Univ. Paris Diderot
- Delorme, J. R., Galicher, R., Baudoz, P., et al. 2016a, Astron. Astrophys., 588, A136



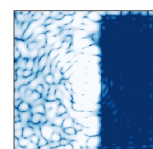
- Delorme, J. R., N'Diaye, M., Galicher, R., et al. 2016b, *Astron. Astrophys.*, 592, A119
- Demory, B.-O., Seager, S., Madhusudhan, N., et al. 2011, *Astrophys. J. Lett.*, 735, L12
- Deo, V., Gendron, É., Rousset, G., et al. 2019, *Astron. Astrophys.*, 629, A107
- Dohlen, K., Madec, F., N'Diaye, M., et al. 2013, in *Proceedings of the Third AO4ELT Conference*, ed. S. Esposito & L. Fini, 86
- Douglas, E. S., Males, J. R., Clark, J., et al. 2019, *Astron. J.*, 157, 36
- Esposito, S., Puglisi, A., Pinna, E., et al. 2020, *Astron. Astrophys.*, 636, A88
- Esposito, S. & Riccardi, A. 2001, *Astron. Astrophys.*, 369, L9
- Fabrycky, D. C., Lissauer, J. J., Ragozzine, D., et al. 2014, *Astrophys. J.*, 790, 146
- Fisher, R. R. 1982, *Space Science Reviews*, 33, 9
- Flasseur, O., Denis, L., Thiébaud, É., & Langlois, M. 2018, *Astron. Astrophys.*, 618, A138
- Foo, G., Palacios, D. M., & Swartzlander, Grover A., J. 2005, *Optics Letters*, 30, 3308
- Foucault, L. 1859, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 19, 284
- Fusco, T., Rousset, G., Sauvage, J. F., et al. 2006, *Optics Express*, 14, 7515
- Fusco, T., Sauvage, J.-F., Dohlen, K., et al. 2015, in *Adaptive Optics for Extremely Large Telescopes IV (AO4ELT4)*, E91
- Galicher, R., Baudoz, P., Delorme, J. R., et al. 2019, *Astron. Astrophys.*, 631, A143
- Galicher, R., Baudoz, P., & Rousset, G. 2008, *Astron. Astrophys.*, 488, L9
- Galicher, R., Baudoz, P., Rousset, G., Totems, J., & Mas, M. 2010, *Astron. Astrophys.*, 509, A31
- Galicher, R., Huby, E., Baudoz, P., & Dupuis, O. 2020, *Astron. Astrophys.*, 635, A11
- Galicher, R., Marois, C., Macintosh, B., et al. 2016, *Astron. Astrophys.*, 594, A63
- Galicher, R., Marois, C., Zuckerman, B., & Macintosh, B. 2013, *Astrophys. J.*, 769, 42
- Galicher, R., Rameau, J., Bonnefoy, M., et al. 2014, *Astron. Astrophys.*, 565, L4
- Gaspar, A. & Rieke, G. 2020, *Proceedings of the National Academy of Science*, 117, 9712
- Gaudi, B. S. 2012, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 50, 411
- Gaudi, B. S., Seager, S., Mennesson, B., et al. 2020, arXiv e-prints, arXiv :2001.06683
- Gay, J. & Rabbia, Y. 1996, *Academie des Sciences Paris Comptes Rendus Serie B Sciences Physiques*, 3, 265
- Gerard, B. & Marois, C. 2020, arXiv e-prints, arXiv :2003.13692
- Gerard, B. L., Marois, C., & Galicher, R. 2018a, *Astron. J.*, 156, 106
- Gerard, B. L., Marois, C., Galicher, R., et al. 2019, arXiv e-prints, arXiv :1910.04554

- Gerard, B. L., Marois, C., Galicher, R., & Véran, J.-P. 2018b, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 10703, Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng., 1070351
- Gillon, M., Jehin, E., Lederer, S. M., et al. 2016, *Nature (London)*, 533, 221
- Gillon, M., Triaud, A. H. M. J., Demory, B.-O., et al. 2017, *Nature (London)*, 542, 456
- Ginski, C., Stolker, T., Pinilla, P., et al. 2016, *Astron. Astrophys.*, 595, A112
- Give'On, A., Belikov, R., Shaklan, S., & Kasdin, J. 2007a, *Optics Express*, 15, 12338
- Give'On, A., Kasdin, N. J., Vanderbei, R. J., & Avitzour, Y. 2006, *Journal of the Optical Society of America A*, 23, 1063
- Give'On, A., Kern, B., Shaklan, S., Moody, D. C., & Pueyo, L. 2007b, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 6691, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 0
- Gonsalves, R. A. 1982, *Optical Engineering*, 21, 829
- Goodwin, E. P. & Wyant, J. C. 2006, *Field guide to interferometric optical testing*
- Grady, C. A., Woodgate, B., Bruhweiler, F. C., et al. 1999, *Astrophys. J. Lett.*, 523, L151
- Gravity Collaboration, Lacour, S., Nowak, M., et al. 2019, *Astron. Astrophys.*, 623, L11
- Gravity Collaboration, Nowak, M., Lacour, S., et al. 2020, *Astron. Astrophys.*, 633, A110
- Groff, T. D., Riggs, A. J. E., Kern, B., & Kasdin, N. J. 2015, *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 2, 1
- Guyon, O. 2003, *Astron. Astrophys.*, 404, 379
- Guyon, O. 2018, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 56, 315
- Guyon, O., Martinache, F., Garrel, V., et al. 2010, *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, 7736, 773624
- Guyon, O., Pluzhnik, E. A., Kuchner, M. J., Collins, B., & Ridgway, S. T. 2006, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 167, 81
- Guyon, O., Sevin, A., Gratadour, D., et al. 2018, *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, 10703, 107031E
- Guyon, O. & Shao, M. 2006, *Pub. Astron. Soc. Pacific*, 118, 860
- Haffert, S. Y., Bohn, A. J., de Boer, J., et al. 2019, *Nature Astronomy*, 3, 749
- Harvey, J. E. 1976, PhD thesis, Arizona Univ., Tucson
- Harvey, J. E. & Thompson, A. K. 1995, *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, 2576, 155
- Harvey, J. E. & Vernold, C. L. 1997, *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, 3141, 113
- Harvey, P. M., Wilking, B. A., & Joy, M. 1984, *Nature (London)*, 307, 441



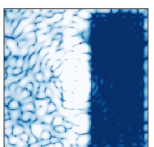
- Henry, G. W., Marcy, G. W., Butler, R. P., & Vogt, S. S. 2000, *Astrophys. J. Lett.*, 529, L41
- Herscovici-Schiller, O., Mugnier, L. M., Baudoz, P., et al. 2018a, *Adaptive Optics Systems VI*, 10703, 1070329
- Herscovici-Schiller, O., Mugnier, L. M., Baudoz, P., et al. 2018b, *Astron. Astrophys.*, 614, A142
- Herscovici-Schiller, O., Sauvage, J.-F., Mugnier, L. M., Dohlen, K., & Vigan, A. 2019, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 488, 4307
- Hinz, P., Codona, J., Guyon, O., et al. 2012, *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, 8446, 84461P
- Hou, F., Cao, Q., Zhu, M., & Ma, O. 2014, *Optics Express*, 22, 1884
- Howell, S. B., Everett, M. E., Horch, E. P., et al. 2016, *Astrophys. J. Lett.*, 829, L2
- Howell, S. B., Everett, M. E., Sherry, W., Horch, E., & Ciardi, D. R. 2011, *Astron. J.*, 142, 19
- Janin-Potiron, P., Martinez, P., Beaulieu, M., et al. 2018, SF2A-2018 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics, Di
- Jovanovic, N., Absil, O., Baudoz, P., et al. 2018, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 10703, *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, 107031U
- Jovanovic, N., Martinache, F., Guyon, O., et al. 2015, *Pub. Astron. Soc. Pacific*, 127, 890
- Juanola-Parramon, R., Zimmerman, N. T., Pueyo, L., et al. 2019, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 11117, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 1111702
- Kalas, P., Graham, J. R., Chiang, E., et al. 2008, *Science*, 322, 1345
- Kasper, M., Verinaud, C., & Mawet, D. 2013, in *Proceedings of the Third AO4ELT Conference*, ed. S. Esposito & L. Fini, 8
- Keppler, M., Benisty, M., Müller, A., et al. 2018, *Astron. Astrophys.*, 617, A44
- Kiefer, F., Lecavelier des Etangs, A., Augereau, J. C., et al. 2014a, *Astron. Astrophys.*, 561, L10
- Kiefer, F., Lecavelier des Etangs, A., Boissier, J., et al. 2014b, *Nature (London)*, 514, 462
- Knutson, H. A., Madhusudhan, N., Cowan, N. B., et al. 2011, *Astrophys. J.*, 735, 27
- Konopacky, Q. M., Marois, C., Macintosh, B. A., et al. 2016, *Astron. J.*, 152, 28
- Kraus, S., Monnier, J. D., Ireland, M. J., et al. 2016, *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, 9907, 99071K
- Krist, J. E., Balasubramanian, K., Beichman, C. A., et al. 2009, *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, 7440, 74400W

- Kühn, J., Serabyn, E., Lozi, J., et al. 2018, *Pub. Astron. Soc. Pacific*, 130, 035001
- Kuhn, J. R., Potter, D., & Parise, B. 2001, *Astrophys. J. Lett.*, 553, L189
- Labeyrie, A. 1970, *Astron. Astrophys.*, 6, 85
- Lafrenière, D., Jayawardhana, R., & van Kerkwijk, M. H. 2008, *Astrophys. J. Lett.*, 689, L153
- Lafrenière, D., Marois, C., Doyon, R., Nadeau, D., & Artigau, É. 2007, *Astrophys. J.*, 660, 770
- Lagrange, A. M., Boccaletti, A., Langlois, M., et al. 2019, *Astron. Astrophys.*, 621, L8
- Lagrange, A. M., Gratadour, D., Chauvin, G., et al. 2009, *Astron. Astrophys.*, 493, L21
- Langlois, M., Vigan, A., Dohlen, K., et al. 2014, *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, 9147, 91479P
- Langlois, M., Vigan, A., Moutou, C., et al. 2013, *Proceedings of the Third AO4ELT Conference*, 63
- Leboulleux, L., Sauvage, J.-F., Soummer, R., et al. 2020, *Astron. Astrophys.*, 639, A70
- Léger, A., Rouan, D., Schneider, J., et al. 2009, *Astron. Astrophys.*, 506, 287
- Léna, P., Rouan, D., Lebrun, F., Mignard, F., & Pelat, D. 2012, *Observational Astrophysics*
- Ligi, R., Vigan, A., Gratton, R., et al. 2018, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 473, 1774
- Lin, D. N. C., Bodenheimer, P., & Richardson, D. C. 1996, *Nature (London)*, 380, 606
- Lissauer, J. J. 1987, *icarus*, 69, 249
- Lissauer, J. J. 1993, *Annual Rev. Astron. Astrophys.*, 31, 129
- Llop-Sayson, J., Ruane, G., Mawet, D., et al. 2020, *Astron. J.*, 159, 79
- Lopez, C. 2019, *Rapport de stage de Master 2, Université Paris-Diderot, France*
- Lozi, J., Guyon, O., Jovanovic, N., et al. 2018, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 10703, *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, 1070359
- Lyne, A. G. & Bailes, M. 1992, *Nature (London)*, 355, 213
- Lyot, B. 1932, *zap*, 5, 73
- Lyot, B. 1937, *L'Astronomie*, 51, 203
- Maciejewski, G., Dimitrov, D., Neuhäuser, R., et al. 2010, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 407, 2625
- Macintosh, B., Chilcote, J. K., Bailey, V. P., et al. 2018, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 10703, *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, 107030K
- Macintosh, B., Graham, J. R., Barman, T., et al. 2015, *Science*, 350, 64



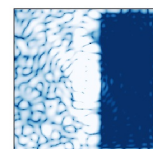
- Macintosh, B., Graham, J. R., Ingraham, P., et al. 2014, *Proceedings of the National Academy of Science*, 111, 12661
- Macintosh, B., Troy, M., Doyon, R., et al. 2006, *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, 6272, 62720N
- Maire, A. L., Bonnefoy, M., Ginski, C., et al. 2016, *Astron. Astrophys.*, 587, A56
- Maire, A. L., Skemer, A. J., Hinz, P. M., et al. 2015, *Astron. Astrophys.*, 576, A133
- Malbet, F. 1992, *The Messenger*, 67, 46
- Malbet, F. 1996, *Astron. Astrophys.*, 115, 161
- Malbet, F., Yu, J. W., & Shao, M. 1995, *Pub. Astron. Soc. Pacific*, 107, 386
- Mallon, M., Köhler, J., Alexoudi, X., et al. 2019, *Astron. Astrophys.*, 624, A62
- Marcy, G. W. & Benitz, K. J. 1989, *Astrophys. J.*, 344, 441
- Marcy, G. W. & Butler, R. P. 1996, *The Astrophysical Journal*, 464, L147
- Marcy, G. W., Butler, R. P., Williams, E., et al. 1997, *The Astrophysical Journal*, 481, 926
- Marley, M. S., Fortney, J. J., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., & Lissauer, J. J. 2007, *Astrophys. J.*, 655, 541
- Marois, C., Doyon, R., Racine, R., & Nadeau, D. 2000, *Pub. Astron. Soc. Pacific*, 112, 91
- Marois, C., Lafrenière, D., Doyon, R., Macintosh, B., & Nadeau, D. 2006, *Astrophys. J.*, 641, 556
- Marois, C., Macintosh, B., Barman, T., et al. 2008, *Science*, 322, 1348
- Marois, C., Zuckerman, B., Konopacky, Q. M., Macintosh, B., & Barman, T. 2010, *Nature (London)*, 468, 1080
- Martinache, F. 2013, *Pub. Astron. Soc. Pacific*, 125, 422
- Martinache, F., Guyon, O., Jovanovic, N., et al. 2014, *Pub. Astron. Soc. Pacific*, 126, 565
- Martinez, P. 2019, *Astron. Astrophys.*, 629, L10
- Martinez, P., Preis, O., Gouvret, C., et al. 2014, *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, 9145, 91454E
- Matrà, L., MacGregor, M. A., Kalas, P., et al. 2017, *Astrophys. J.*, 842, 9
- Matsakos, T. & Königl, A. 2016, *Astrophys. J. Lett.*, 820, L8
- Mawet, D., Delorme, J. R., Jovanovic, N., et al. 2017, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 10400, *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, 1040029
- Mawet, D., Pueyo, L., Lawson, P., et al. 2012, *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, 8442, 844204

- Mawet, D., Riaud, P., Absil, O., & Surdej, J. 2005, *Astrophys. J.*, 633, 1191
- Mawet, D., Wizinowich, P., Dekany, R., et al. 2016, *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, 9909, 99090D
- Mayor, M. & Queloz, D. 1995, *Nature (London)*, 378, 355
- Mazoyer, J. 2014, PhD thesis, LESIA, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC and Univ. Paris Diderot
- Mazoyer, J., Baudoz, P., Belikov, R., et al. 2019, in *Astro2020 APC Whitepaper*, Vol. 51, 101
- Mazoyer, J., Baudoz, P., Galicher, R., Mas, M., & Rousset, G. 2013, *Astron. Astrophys.*, 557, A9
- Mazoyer, J., Baudoz, P., Galicher, R., & Rousset, G. 2014a, *Astron. Astrophys.*, 564, L1
- Mazoyer, J., Galicher, R., Baudoz, P., et al. 2014b, in *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, Vol. 9148, *Adaptive Optics Systems IV*, 914846
- Mazoyer, J., Pueyo, L., N'Diaye, M., et al. 2018a, *Astron. J.*, 155, 7
- Mazoyer, J., Pueyo, L., N'Diaye, M., et al. 2018b, *Astron. J.*, 155, 8
- Mendoza V., E. E. 1966, *Astrophys. J.*, 143, 1010
- Mennesson, B. P., Shao, M., Levine, B. M., et al. 2003, *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, 4860, 32
- Miller, K., Guyon, O., & Males, J. 2017, *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 3, 049002
- Moody, D. C., Gordon, B. L., & Trauger, J. T. 2008, *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, 7010, 70103P
- Morbidelli, A., Lunine, J. I., O'Brien, D. P., Raymond, S. N., & Walsh, K. J. 2012, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 40, 251
- Mouillet, D., Larwood, J. D., Papaloizou, J. C. B., & Lagrange, A. M. 1997, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 292, 896
- Müller, A., Keppler, M., Henning, T., et al. 2018, *Astron. Astrophys.*, 617, L2
- Murakami, N., Uemura, R., Baba, N., et al. 2008, *Pub. Astron. Soc. Pacific*, 120, 1112
- Muterspaugh, M. W., Lane, B. F., Kulkarni, S. R., et al. 2010, *Astron. J.*, 140, 1657
- Nakajima, T., Oppenheimer, B. R., Kulkarni, S. R., et al. 1995, *Nature (London)*, 378, 463
- N'Diaye, M., Choquet, E., Pueyo, L., et al. 2013a, *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, 8864, 88641K
- N'Diaye, M., Dohlen, K., Cuevas, S., et al. 2012a, *Astron. Astrophys.*, 538, A55
- N'Diaye, M., Dohlen, K., Fusco, T., et al. 2012b, *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, 8450, 84500N



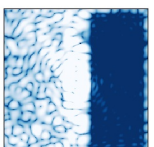
- N'Diaye, M., Dohlen, K., Fusco, T., & Paul, B. 2013b, *Astron. Astrophys.*, 555, A94
- N'Diaye, M., Fogarty, K., Soummer, R., et al. 2018, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 10698, *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, 106986A
- N'Diaye, M., Pueyo, L., & Soummer, R. 2015, *Astrophys. J.*, 799, 225
- N'Diaye, M., Soummer, R., Pueyo, L., et al. 2016a, *Astrophys. J.*, 818, 163
- N'Diaye, M., Vigan, A., Dohlen, K., et al. 2016b, *Astron. Astrophys.*, 592, A79
- Neuhäuser, R., Guenther, E. W., Wuchterl, G., et al. 2005, *Astron. Astrophys.*, 435, L13
- Ohta, Y., Taruya, A., & Suto, Y. 2005, *Astrophys. J.*, 622, 1118
- Otten, G. P. P. L., Snik, F., Kenworthy, M. A., et al. 2017, *Astrophys. J.*, 834, 175
- Owen, J. E. & Lai, D. 2018, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 479, 5012
- Pál, A., Bakos, G. Á., Torres, G., et al. 2008, *Astrophys. J.*, 680, 1450
- Patru, F., Baudoz, P., Galicher, R., et al. 2018, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 10703, *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, 107032L
- Paul, B., Mugnier, L. M., Sauvage, J.-F., Ferrari, M., & Dohlen, K. 2013, *Optics Express*, 21, 31751
- Paul, B., Sauvage, J. F., Mugnier, L. M., et al. 2014, *Astron. Astrophys.*, 572, A32
- Penny, M. T., Gaudi, B. S., Kerins, E., et al. 2019, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 241, 3
- Pepe, F., Correia, A. C. M., Mayor, M., et al. 2007, *Astron. Astrophys.*, 462, 769
- Pepe, F., Mayor, M., Delabre, B., et al. 2000, *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, 4008, 582
- Pepe, F. A., Cristiani, S., Rebolo Lopez, R., et al. 2010, *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, 7735, 77350F
- Perrin, M., Brady, G., Comeau, T., et al. 2020, in *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, 280.08
- Perrot, C., Boccaletti, A., Pantin, E., et al. 2016, *Astron. Astrophys.*, 590, L7
- Perryman, M., Hartman, J., Bakos, G. Á., & Lindegren, L. 2014, *Astrophys. J.*, 797, 14
- Platt, B. C. & Shack, R. V. 2001, *Journal of Refractive Surgery*, 17, S573–S577
- Pogorelyuk, L. & Kasdin, N. J. 2019, *Astrophys. J.*, 873, 95
- Pogorelyuk, L., Pueyo, L., & Kasdin, N. J. 2020, *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 6, 039001
- Pohl, A., Pinilla, P., Benisty, M., et al. 2015, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 453, 1768
- Pollack, J. B., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., et al. 1996, *Icarus*, 124, 62

- Por, E. H. 2020, *Astrophys. J.*, 888, 127
- Por, E. H. & Keller, C. U. 2016, in *Adaptive Optics Systems V*, ed. E. Marchetti, L. M. Close, & J.-P. Véran, Vol. 9909, International Society for Optics and Photonics (SPIE), 1557 – 1573
- Potier, A., Baudoz, P., Galicher, R., Singh, G., & Boccaletti, A. 2020a, *Astron. Astrophys.*, 635, A192
- Potier, A., Galicher, R., Baudoz, P., et al. 2020b, arXiv e-prints
- Poyneer, L. A. & Macintosh, B. 2004, *Optics & Photonics News*, 15, 15
- Pueyo, L. 2016, *Astrophys. J.*, 824, 117
- Pueyo, L. & Kasdin, N. J. 2007, *Astrophys. J.*, 666, 609
- Pueyo, L., Kay, J., Kasdin, N. J., et al. 2009, *Appl. Opt.*, 48, 6296
- Pueyo, L. & Norman, C. 2013, *Astrophys. J.*, 769, 102
- Pueyo, L., Soummer, R., Hoffmann, J., et al. 2015, *Astrophys. J.*, 803, 31
- 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
- Pueyo, L., Zimmerman, N., Bolcar, M., et al. 2017, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 10398, Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng., 103980F
- Racine, R., Walker, G. A. H., Nadeau, D., Doyon, R., & Marois, C. 1999, *Pub. Astron. Soc. Pacific*, 111, 587
- Ragazzoni, R. 1996, *Journal of Modern Optics*, 43, 289
- Ramirez, R. M. 2018, *Geosciences*, 8, 280
- Rauer, H., Catala, C., Aerts, C., et al. 2014, *Experimental Astronomy*, 38, 249
- Ricker, G. R., Winn, J. N., Vanderspek, R., et al. 2015, *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 1, 014003
- Roddiar, F. & Roddiar, C. 1997, *Pub. Astron. Soc. Pacific*, 109, 815
- Rouan, D., Riaud, P., Boccaletti, A., Clénet, Y., & Labeyrie, A. 2000, *Pub. Astron. Soc. Pacific*, 112, 1479
- Rousset, G., Fontanella, J. C., Kern, P., Gigan, P., & Rigaut, F. 1990, *Astron. Astrophys.*, 230, L29
- Rowe, J. F., Bryson, S. T., Marcy, G. W., et al. 2014, *Astrophys. J.*, 784, 45
- Ruane, G., Mawet, D., Eldorado Riggs, A. J., & Serabyn, E. 2019, arXiv e-prints, arXiv :1908.09786
- Ruane, G., Mawet, D., Mennesson, B., Jewell, J., & Shaklan, S. 2018a, *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 4, 015004



- Ruane, G., Riggs, A., Mazoyer, J., et al. 2018b, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 10698, Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng., 106982S
- Ruane, G., Wallace, J. K., Steeves, J., et al. 2020, arXiv e-prints, arXiv :2010.10541
- Ruane, G., Wang, J., Mawet, D., et al. 2018c, *Astrophys. J.*, 867, 143
- Ruffio, J.-B. & Kasper, M. 2014, Master Thesis, Université Paul Sabatier, Toulouse III, France
- Sahlmann, J., Lazorenko, P. F., Ségransan, D., et al. 2014, *Astron. Astrophys.*, 565, A20
- Sauvage, J.-F., Mugnier, L., Paul, B., & Villicroze, R. 2012, *Optics Letters*, 37, 4808
- Sayson, J. L., Ruane, G., Mawet, D., et al. 2019, *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 5, 019004
- Schneider, G., Grady, C. A., Stark, C. C., et al. 2016, *Astron. J.*, 152, 64
- Schneider, G., Thompson, R. I., Smith, B. A., & Terrile, R. J. 1998, *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, 3356, 222
- Seo, B.-J., Cady, E., Gordon, B., et al. 2017, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 10400, Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng., 104000F
- Shack, R. V. & Platt, B. C. 1971, *Journal of the Optical Society of America*, 61, 656–660
- Shaklan, S. B. & Green, J. J. 2006, *Appl. Opt.*, 45, 5143
- Shi, F., Seo, B.-J., Cady, E., et al. 2018, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 10698, Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng., 106982O
- Sing, D. K., Pont, F., Aigrain, S., et al. 2011, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 416, 1443
- Singh, G., Galicher, R., Baudoz, P., et al. 2019, *Astron. Astrophys.*, 631, A106
- Singh, G., Martinache, F., Baudoz, P., et al. 2014, *Pub. Astron. Soc. Pacific*, 126, 586
- Smith, B. A. & Terrile, R. J. 1984, *Science*, 226, 1421
- Snik, F., Otten, G., Kenworthy, M., et al. 2012, *Modern Technologies in Space- and Ground-based Telescopes and Instrumentation II*, 8450, 224
- Soummer, R., Aime, C., & Falloon, P. E. 2003a, *Astron. Astrophys.*, 397, 1161
- Soummer, R., Brady, G. R., Brooks, K., et al. 2018, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 10698, Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng., 106981O
- Soummer, R., Dohlen, K., & Aime, C. 2003b, *Astron. Astrophys.*, 403, 369
- Soummer, R., Hagan, J. B., Pueyo, L., et al. 2011, *Astrophys. J.*, 741, 55
- Soummer, R., Perrin, M. D., Pueyo, L., et al. 2014, *Astrophys. J. Lett.*, 786, L23

- Soummer, R., Sivaramakrishnan, A., Oppenheimer, B. R., Macintosh, B. A., & GPI Team. 2006, in American Astronomical Society Meeting Abstracts, Vol. 209, American Astronomical Society Meeting Abstracts, 154.10
- Sozzetti, A., Casertano, S., Lattanzi, M. G., & Spagna, A. 2001, *Astron. Astrophys.*, 373, L21
- Spergel, D., Gehrels, N., Baltay, C., et al. 2015, arXiv e-prints, arXiv :1503.03757
- Spergel, D., Gehrels, N., Breckinridge, J., et al. 2013, ArXiv e-prints
- Spiegel, D. S. & Burrows, A. 2012, *Astrophys. J.*, 745, 174
- Stolker, T., Dominik, C., Avenhaus, H., et al. 2016, *Astron. Astrophys.*, 595, A113
- Struve, O. 1952, *The Observatory*, 72, 199
- Tache, F. 2019, Rapport de stage de Master 1, Université Paris-Sciences et Lettres, France
- Thalmann, C., Schmid, H. M., Boccaletti, A., et al. 2008, *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, 7014, 70143F
- The LUVOIR Team. 2019, arXiv e-prints, arXiv :1912.06219
- Tinetti, G., Drossart, P., Eccleston, P., et al. 2016, *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, 9904, 99041X
- Trauger, J., Moody, D., Krist, J., & Gordon, B. 2016, *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 2, 011013
- Trauger, J. T. & Traub, W. A. 2007, *Nature (London)*, 446, 771
- Valencia, D., Guillot, T., Parmentier, V., & Freedman, R. S. 2013, *Astrophys. J.*, 775, 10
- van Holstein, R. G., Girard, J. H., de Boer, J., et al. 2020, *Astron. Astrophys.*, 633, A64
- Vigan, A., Bonnefoy, M., Ginski, C., et al. 2016a, *Astron. Astrophys.*, 587, A55
- Vigan, A., N'Diaye, M., Dohlen, K., et al. 2019, *Astron. Astrophys.*, 629, A11
- Vigan, A., Otten, G. P. P. L., Muslimov, E., et al. 2018, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 10702, *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, 1070236
- Vigan, A., Postnikova, M., Caillat, A., et al. 2016b, *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, 9909, 99093F
- Vogt, S. S., Allen, S. L., Bigelow, B. C., et al. 1994, *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, 2198, 362
- Wallace, J. K., Rao, S., Jensen-Clem, R. M., & Serabyn, G. 2011, in *Optical Manufacturing and Testing IX*, ed. J. H. Burge, O. W. Föhnle, & R. Williamson, Vol. 8126, *International Society for Optics and Photonics (SPIE)*, 110 – 120
- Wilby, M. J., Keller, C. U., Snik, F., Korhikoski, V., & Pietrow, A. G. M. 2017, *Astron. Astrophys.*, 597, A112



- Williams, J. P. & Cieza, L. A. 2011, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 49, 67
- Wolszczan, A. & Frail, D. A. 1992, *Nature (London)*, 355, 145
- Wynne, C. G. 1979, *Optics Communications*, 28, 21
- Xie, J.-W. 2013, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 208, 22
- Xuan, W. J., Mawet, D., Ngo, H., et al. 2018, *Astron. J.*, 156, 156
- Yang, W. & Kostinski, A. B. 2004, *Astrophys. J.*, 605, 892
- Zhou, P. & Burge, J. H. 2010, *Appl. Opt.*, 49, 5351
- Zimmerman, N. T., Riggs, A. J. E., Kasdin, N. J., Carlotti, A., & Vanderbei, R. J. 2015, *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, 9605, 96050A
- Zurlo, A., Vigan, A., Galicher, R., et al. 2016, *Astron. Astrophys.*, 587, A57

RÉSUMÉ

Comprendre la formation, l'évolution et la surprenante diversité des planètes extrasolaires est un des grands enjeux de l'astrophysique moderne. En deux décennies, de nombreuses découvertes ont déjà révélé la nature complexe de plus de 4000 objets. Pourtant, on connaît peu de choses sur l'atmosphère de ces planètes alors qu'il s'agit d'un point crucial pour déterminer les conditions d'apparition de la vie ailleurs que sur Terre. L'imagerie directe est une technique appropriée à l'étude spectrale des atmosphères d'exoplanètes similaires à celles du Système Solaire.

L'imagerie des exoplanètes est cependant limitée par le très grand contraste et par la proximité angulaire entre exoplanètes et étoiles. Des techniques optimisées pour l'imagerie à très haute dynamique telles que la coronagraphie sont donc indispensables. Les coronographes atténuent la lumière des étoiles sans affecter le signal provenant de leur environnement proche pour le révéler. Cependant, la turbulence atmosphérique, ainsi que les défauts de polissage, les erreurs d'alignement et les dilatations thermiques des télescopes qui peuvent varier avec le temps limitent encore leurs performances. Des techniques de correction active d'aberrations composées de miroirs déformables et d'analyseurs de surface d'onde équiperont alors les futurs instruments haute-dynamiques tels que les projets spatiaux WFIRST, HaBEX ou LUVOIR ou encore les instruments aux foyers des *Extremely Large telescopes*.

L'instrument Très Haute Dynamique 2 (THD2) situé à l'Observatoire de Paris/LESIA est un banc de test dédié à ce type d'activité. Durant ma thèse, j'ai comparé et testé plusieurs algorithmes d'analyse et de contrôle du front d'onde développés par différentes équipes en Europe et aux États-Unis dans les mêmes conditions de stabilité sur le THD2. Lors de ces tests, la technique d'analyse *pair-wise* associée à une technique de conjugaison du champ électrique a d'ailleurs démontré d'excellentes performances en contraste dans des conditions spatiales, sans aucune modification du design optique de l'instrument. À partir de cette expérience, j'ai aussi implémenté cette méthode sur l'instrument haute dynamique VLT/SPHERE dont les résultats sur source interne laissent entrevoir des améliorations en contraste de plusieurs ordres de grandeur.

MOTS CLÉS

Imagerie Haut Contraste - Haute Résolution Angulaire - Analyse de Surface d'Onde - Exoplanètes

ABSTRACT

Understanding the formation, the evolution and the diversity of extrasolar planets is an important purpose in modern astrophysics. More than 4,000 objects have been discovered since the first discovery of an exoplanet orbiting a solar-type star in 1995. Knowledge about atmospheres of these planets is crucial to determine the conditions for the appearance of life. The foreseen way for planets in the outer part of their system is direct imaging that can record exoplanet spectra.

Imaging is however limited by high contrasts and small angular distances between exoplanets and stars. Techniques optimized for high-contrast imaging such as coronagraphy are therefore essential. Coronagraphs attenuate the starlight without affecting the faint signal of their environment. However, atmospheric turbulence, as well as polishing defects, alignment errors and thermal expansions of telescopes which can vary over time still limit their performance. Techniques dedicated to active correction of aberrations relying on deformable mirrors and wavefront sensors will equip future high-contrast imaging facilities such as WFIRST, HaBEX or LUVOIR spacecrafts or the Extremely Large telescopes.

The instrument *Très Haute Dynamique 2* (THD2) located at *Observatoire de Paris/LESIA* is a testbed dedicated to the preparation of such projects. During my PhD, I tested and compared several wavefront sensor and control algorithms, originally developed by different teams in Europe and in the United-States, under the same environmental conditions on the THD2. During these tests, the pair-wise sensor combined with an electric field conjugation technique has demonstrated excellent contrast performance under spatial conditions, without any modification of the instrument optical path. I also implemented this method on the high-contrast VLT/SPHERE instrument in which we performed improvements in contrast of several orders of magnitude with the calibration unit.

KEYWORDS

High contrast imaging - High Angular Resolution - Wavefront sensing - Exoplanets

RÉSUMÉ

Comprendre la formation, l'évolution et la surprenante diversité des planètes extrasolaires est un des grands enjeux de l'astrophysique moderne. En deux décennies, de nombreuses découvertes ont déjà révélé la nature complexe de plus de 4000 objets. Pourtant, on connaît peu de choses sur l'atmosphère de ces planètes alors qu'il s'agit d'un point crucial pour déterminer les conditions d'apparition de la vie ailleurs que sur Terre. L'imagerie directe est une technique appropriée à l'étude spectrale des atmosphères d'exoplanètes similaires à celles du Système Solaire.

L'imagerie des exoplanètes est cependant limitée par le très grand contraste et par la proximité angulaire entre exoplanètes et étoiles. Des techniques optimisées pour l'imagerie à très haute dynamique telles que la coronagraphie sont donc indispensables. Les coronographes atténuent la lumière des étoiles sans affecter le signal provenant de leur environnement proche pour le révéler. Cependant, la turbulence atmosphérique, ainsi que les défauts de polissage, les erreurs d'alignement et les dilatations thermiques des télescopes qui peuvent varier avec le temps limitent encore leurs performances. Des techniques de correction active d'aberrations composées de miroirs déformables et d'analyseurs de surface d'onde équiperont alors les futurs instruments haute-dynamiques tels que les projets spatiaux WFIRST, HaBEX ou LUVOIR ou encore les instruments aux foyers des *Extremely Large telescopes*.

L'instrument Très Haute Dynamique 2 (THD2) situé à l'Observatoire de Paris/LESIA est un banc de test dédié à ce type d'activité. Durant ma thèse, j'ai comparé et testé plusieurs algorithmes d'analyse et de contrôle du front d'onde développés par différentes équipes en Europe et aux États-Unis dans les mêmes conditions de stabilité sur le THD2. Lors de ces tests, la technique d'analyse *pair-wise* associée à une technique de conjugaison du champ électrique a d'ailleurs démontré d'excellentes performances en contraste dans des conditions spatiales, sans aucune modification du design optique de l'instrument. À partir de cette expérience, j'ai aussi implémenté cette méthode sur l'instrument haute dynamique VLT/SPHERE dont les résultats sur source interne laissent entrevoir des améliorations en contraste de plusieurs ordres de grandeur.

MOTS CLÉS

Imagerie Haut Contraste - Haute Résolution Angulaire - Analyse de Surface d'Onde - Exoplanètes

ABSTRACT

Understanding the formation, the evolution and the diversity of extrasolar planets is an important purpose in modern astrophysics. More than 4,000 objects have been discovered since the first discovery of an exoplanet orbiting a solar-type star in 1995. Knowledge about atmospheres of these planets is crucial to determine the conditions for the appearance of life. The foreseen way for planets in the outer part of their system is direct imaging that can record exoplanet spectra.

Imaging is however limited by high contrasts and small angular distances between exoplanets and stars. Techniques optimized for high-contrast imaging such as coronagraphy are therefore essential. Coronagraphs attenuate the starlight without affecting the faint signal of their environment. However, atmospheric turbulence, as well as polishing defects, alignment errors and thermal expansions of telescopes which can vary over time still limit their performance. Techniques dedicated to active correction of aberrations relying on deformable mirrors and wavefront sensors will equip future high-contrast imaging facilities such as WFIRST, HaBEX or LUVOIR spacecrafts or the Extremely Large telescopes.

The instrument *Très Haute Dynamique 2* (THD2) located at *Observatoire de Paris/LESIA* is a testbed dedicated to the preparation of such projects. During my PhD, I tested and compared several wavefront sensor and control algorithms, originally developed by different teams in Europe and in the United-States, under the same environmental conditions on the THD2. During these tests, the pair-wise sensor combined with an electric field conjugation technique has demonstrated excellent contrast performance under spatial conditions, without any modification of the instrument optical path. I also implemented this method on the high-contrast VLT/SPHERE instrument in which we performed improvements in contrast of several orders of magnitude with the calibration unit.

KEYWORDS

High contrast imaging - High Angular Resolution - Wavefront sensing - Exoplanets