

Acronymes

ADI	<i>Angular Differential Imaging</i>
ALC	<i>Apodized Lyot Coronagraph</i>
ARPM	<i>Apodized Roddier & Roddier Phase Mask</i>
ASO	Analyseur de Surface d'Onde
BOA	Banc d'Optique Adaptative
BFGS	Broyden, Fletcher, Goldfarb, Shanno
COFFEE	<i>CORonagraphic Focal plane wave-Front Estimation for Exoplanet detection</i>
CoRoT	<i>CONvection, ROTation et Transits planétaires</i>
DH	<i>Dark Hole</i>
DM	<i>Deformable Mirror</i>
DSP	Densité Spectrale de Puissance
DTTS	<i>Differential Tip-Tilt Sensor</i>
EFC	<i>Electric Field Conjugation</i>
ESA	<i>European Space Agency</i>
EQM	Ecart Quadratique Moyen
ESO	<i>European Southern Observatory</i>
FEP	Fonction d'étalement de point
FFT	<i>Fast Fourier Transform</i>
FQPM	<i>Four Quadrant Phase Mask</i>
FTO	Fonction de Transfert Optique
FWHM	<i>Full Width at Half Maximum</i>
GAIA	<i>Global Astrometric Interferometer for Astrophysics</i>
GPI	<i>Gemini Planet Imager</i>
HARPS	<i>High Accuracy Radial Velocity Planet Searcher</i>
HCIT	<i>High Contrast Imaging Testbed</i>
HODM	<i>High-Order Deformable Mirror</i>
IFS	<i>Integral Field Spectrometer</i>
IPAG	Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble
IRDIS	<i>InfraRed Differential Imaging Spectrometer</i>
ITTM	<i>Image Tip-Tilt Mirror</i>
JPL	<i>Jet Propulsion Laboratory</i>
KL	Karhunen-Löve
LESIA	Laboratoire d'Etudes Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique

LOCI	<i>Locally Optimized Combination of Images</i>
MAP	<i>Maximum a posteriori</i>
MFT	<i>Matrix Fourier Transform</i>
MITHIC	<i>Marseille Imaging Testbed for High Contrast</i>
NACO	<i>Nasmyth Adaptive Optics System Near-Infrared Imager and Spectrograph</i>
NAOS	<i>Nasmyth Adaptive Optics System</i>
NASA	<i>National Aeronautics and Space Administration</i>
NCPA	<i>Non-Common Path Aberrations</i>
OA	<i>Optique Adaptative</i>
PCL	<i>Pseudo-Closed Loop</i>
PRIMA	<i>Phase Referenced Imaging and Microarcsecond Astrometry</i>
RMS	<i>Root Mean Square</i>
RSB	<i>Rapport Signal à Bruit</i>
RTC	<i>Real Time Calculator</i>
SAXO	<i>SPHERE AO for eXoplanet Observation</i>
SCAO	<i>Single Conjugated Adaptive Optics</i>
SCC	<i>Self Cohrent Camera</i>
SDI	<i>Simultaneous Differential Imaging</i>
SLM	<i>Spatial Light Modulator</i>
SPHERE	<i>Spectro Polarimetric High contrast Exoplanet REsearch</i>
SR	<i>Strehl Ratio</i>
SVD	<i>Singular Value Decomposition</i>
TFD	<i>Transformée de Fourier Discrète</i>
THD	<i>Très Haute Dynamique</i>
TPF-I	<i>Terrestrial Planet Finder Interferometer</i>
UA	<i>Unité Astronomique</i>
VLT	<i>Very Large Telescope</i>
VLTi	<i>Very Large Telescope Interferometer</i>
VMLM-B	<i>Variable Metric with Limited Memory and Bounds</i>
WFE	<i>Wave-Front Error</i>
ZELDA	<i>Zernike sensor for Extremely accurate measurements of Low-level Differential Aberrations</i>
ZIMPOL	<i>Zürich IMaging POLarimeter</i>

Table des matières

Résumé	v
Abstract	vii
Acronymes	xii
Introduction	1
1 Contexte	3
1.1 La détection de planètes extrasolaires	3
1.1.1 Objectifs scientifiques	3
1.1.2 Les méthodes de détections indirectes	4
1.1.2.1 Mesure par chronométrage	4
1.1.2.2 Mesure des vitesses radiales	5
1.1.2.3 Transits planétaires	5
1.1.2.4 Microlentilles gravitationnelles	6
1.1.2.5 Astrométrie	9
1.1.3 Apports de la détection directe	9
1.2 Les défis technologiques de l'imagerie directe	10
1.2.1 La suppression du flux provenant de l'étoile	10
1.2.2 La haute résolution angulaire	11
1.2.3 La compensation des aberrations quasi-statiques	13
1.2.4 Les méthodes de post-traitement	13
1.3 L'instrument SPHERE	15
1.3.1 Objectifs scientifiques	15
1.3.2 Description de l'instrument	15
1.3.3 Premières images	17
2 Outils et méthodes	19
2.1 La formation d'images	19
2.1.1 La formation d'images classique	19
2.1.2 Les aberrations	21
2.1.2.1 Impact sur la formation d'images	21
2.1.2.2 Représentation des aberrations	23
2.1.3 L'optique adaptative	24

TABLE DES MATIÈRES

2.1.3.1	Principe	24
2.1.3.2	L'analyseur de front d'onde	24
2.1.3.3	Le miroir déformable	26
2.1.3.4	De la mesure à la compensation : la commande	27
2.2	La coronographie	28
2.2.1	Principe	28
2.2.2	Les modèles de coronographes	30
2.2.2.1	Le coronographe de Lyot	30
2.2.2.2	Le coronographe Roddier & Roddier	31
2.2.2.3	Le coronographe à quatre quadrants	33
2.2.2.4	Conclusion sur les coronographes	35
2.2.3	Modèle de formation d'images coronographiques	35
2.2.4	Modélisation numérique fine des coronographes de type Lyot	38
2.3	Contrôle des aberrations quasi-statiques dans les systèmes d'imagerie à haut contraste	40
2.3.1	Electric field Conjugation	40
2.3.2	La Self-Coherent Camera	42
2.3.3	La diversité de phase	44
2.4	Diversité de phase et résolution de problèmes inverses	45
2.4.1	Le maximum <i>a posteriori</i>	46
2.4.2	La minimisation numérique	47
3	COFFEE, un ASO pour l'imagerie à haut contraste	51
3.1	Principe	51
3.1.1	Modèle de formation d'images	51
3.1.2	Définition d'un critère de type MAP	52
3.1.3	Le modèle de coronographe parfait	53
3.2	Évaluation des performances par simulation	55
3.2.1	Crime inverse et seuil de convergence	56
3.2.2	Propagation de bruit	58
3.2.3	Taille de l'objet	59
3.2.4	Erreur sur la phase de diversité	61
3.2.5	Impact de l'aliasing	62
3.2.6	Adéquation du modèle de coronographe parfait aux coronographes réels	64
3.2.6.1	Comparaison aux modèles de coronographes réels	64
3.2.6.2	Erreur de modèle	67
3.3	Démonstration expérimentale sur le banc BOA	68
3.3.1	Le banc BOA	68
3.3.2	Introduction d'aberrations calibrées avec la boucle d'OA	69
3.3.3	Budget d'erreur	71
3.3.4	Estimation d'aberrations de bas ordres	72
3.3.4.1	Estimation préliminaire du Tip-Tilt downstream	72
3.3.4.2	Rampe de Tip-Tilt	74
3.3.4.3	Estimation d'une aberration quelconque	76
3.3.5	La boucle pseudo-fermée	76
3.3.5.1	Formalisme	76

TABLE DES MATIÈRES

3.3.5.2	Validation préliminaire sur le banc BOA	78
3.4	Conclusion du chapitre	79
4	Extension myope hauts ordres de COFFEE	81
4.1	Évolution du formalisme	81
4.1.1	Choix d'une base adaptée	82
4.1.2	Régularisation	83
4.1.3	Modification du modèle de formation d'images	84
4.2	Performances de l'extension hauts ordres	85
4.2.1	Paramètres	85
4.2.2	Propagation du bruit	87
4.2.3	Choix de la phase de diversité	88
4.2.4	Exemple d'estimation d'aberrations avec COFFEE	90
4.2.5	Simulation de PCL	91
4.3	Estimation conjointe d'une erreur sur la phase de diversité	93
4.3.1	Formalisme	93
4.3.2	Performances	94
4.4	Estimation d'aberrations d'amplitudes	94
4.4.1	Formalisme	94
4.4.2	Choix de la seconde phase de diversité	96
4.5	Le banc MITHIC	98
4.5.1	Présentation générale	98
4.5.2	SLM et imagerie à haut contraste	100
4.5.2.1	Principe	100
4.5.2.2	Caractérisation	101
4.5.3	Intégration de COFFEE sur MITHIC	104
4.5.3.1	Estimation conjointe d'aberrations de phase et d'amplitude	104
4.5.3.2	Compensation	106
4.6	Conclusion du chapitre	109
5	Application de COFFEE à SPHERE	111
5.1	La calibration des NCPA de SPHERE	111
5.1.1	SAXO, une boucle d'OA extrême	111
5.1.2	Limitations de la calibration des aberrations quasi-statiques sur SPHERE	113
5.2	Estimation d'aberrations sur SPHERE avec COFFEE	114
5.2.1	Conditions d'utilisation de l'instrument SPHERE	115
5.2.2	Estimation de modes de Zernike	116
5.2.3	Estimation d'une aberration de haut ordre	118
5.3	Optimisation du contraste par conjugaison de phase	120
5.3.1	Projection de la phase sur les pentes de références de SAXO	120
5.3.2	Démonstration expérimentale sur SPHERE	121
5.3.3	Évaluation des performances attendues par simulations	122
5.4	Conclusion du chapitre	127

6	Extinction ultime pour l'imagerie à haut contraste	129
6.1	Développement d'une méthode de type dark hole non linéaire	129
6.1.1	Limitation de la conjugaison de phase et description de la méthode proposée	130
6.1.2	Évaluation des performances par simulations	131
6.2	Comparaison à d'autres méthodes de contrôle de front d'onde plan focal	135
6.2.1	Comparaison avec la SCC	135
6.2.2	Comparaison avec l'EFC	136
6.2.3	Comparaison des approches dark hole linéaire et non linéaire	137
6.3	Adaptation de la méthode proposée à l'instrument SPHERE	138
6.3.1	Couplage avec la boucle SAXO	140
6.3.2	Simulation réaliste de compensation par dark hole non linéaire sur SPHERE	141
6.4	Discussion système de la stabilisation du front d'onde durant l'observation scientifique	143
6.4.1	Nécessité de la stabilisation des aberrations quasi-statiques pendant l'observation	143
6.4.2	Le senseur ZELDA	145
6.4.3	Proposition de couplage avec COFFEE	146
6.5	Conclusion du chapitre	148
	Conclusion	149
A	Modèle de coronographe parfait : coronographe parfait	153
B	Modèle de coronographe réel : implantation pratique	155
C	Article A&A 2013	157
D	Article Optics Express 2013	169
E	Article A&A 2014	189
F	Liste des publications	197
	Bibliographie	199

Table des figures

1.1	Exoplanètes détectées depuis 1989 par mesure des vitesses radiales (bleu), par transit planétaire (vert), par microlentille gravitationnelle (orange), par chronométrage (jaune) et par imagerie directe (rouge).	5
1.2	Détection par mesure de la vitesse radiale d'une planète orbitant autour de l'étoile Gliese 581 avec l'instrument HARPS [1].	6
1.3	Détection par transit planétaire de la planète CoRoT-Exo-1b par le satellite CoRoT (crédit : CoRoT exo-team).	7
1.4	Détection par microlentille gravitationnelle de la planète OGLE-2005-BLG-390Lb gravitant autour de l'étoile OGLE-05-390L [2].	8
1.5	Image des exoplanètes 2M1207b (gauche) orbitant autour de la naine brune 2MASSWJ 1207334-393254 [3], et β -Pictoris b orbitant autour de l'étoile β -Pictoris (droite) [4]. Ces deux images ont été obtenues après traitements de données acquises avec l'instrument NACO du VLT.	10
1.6	Image des quatre planètes HR8799 b, c, d et e orbitant autour de l'étoile HR8799 [5] obtenues après traitements de données acquises avec le télescope Keck II.	10
1.7	Images de l'étoile binaire HIC 59206 réalisées sans correction de la turbulence atmosphérique (gauche) et avec correction par optique adaptative (droite). Crédit : ESO.	12
1.8	Images de la planète GJ 758 B et du candidat GJ 758 C gravitant autour de la planète Gliese 758 avec l'instrument HiCAO du télescope Subaru [6]. Cette image a été obtenue après traitement des données par ADI.	14
1.9	Répartition des exoplanètes découvertes à l'aide de différentes méthodes de détection en fonction de leur masse et de leur séparation angulaire. L'instrument SPHERE a pour but d'imager des planètes qui seront positionnées dans le carré noir.	15
1.10	A gauche : l'instrument SPHERE installé sur le VLT (Crédit : SPHERE/ONERA/J.-F. Sauvage). A droite : représentation schématique de l'instrument et de ses différents sous-systèmes.	16
1.11	Détection directe d'une naine blanche orbitant autour de l'étoile HR7581 à partir du traitement d'images acquises avec les instruments IFS (à gauche) et IRDIS (à droite) de SPHERE (crédit : consortium SPHERE).	17
1.12	Image coronographique acquise avec l'imageur infrarouge IRDIS de SPHERE (centre de l'image saturé ; crédit : consortium SPHERE).	18

2.1	Représentation schématique d'un système d'imagerie classique. La lumière en provenance de l'objet o est focalisée sur un détecteur par le système d'imagerie (représenté ici sous la forme d'une lentille simple) sur lequel on peut ainsi observer l'image i	20
2.2	FEP d'un instrument d'imagerie parfait (à gauche, pas d'aberrations) à $\lambda = 635$ nm. Cette FEP est notablement déformée en présence d'aberrations (à droite, erreur de front d'onde $\sigma_\phi = 50$ nm RMS). Echelle logarithmique, dynamique adaptée à chaque image.	22
2.3	FTO d'un instrument d'imagerie parfait (à gauche) à $\lambda = 635$ nm. A droite, tracé de la moyenne azimutale de cette FTO ainsi que celle de la FTO d'un instrument entaché de $\sigma_\phi = 50$ nm RMS d'aberrations.	23
2.4	Représentation des premiers modes de Zernike en fonction de leur degrés radiaux et azimutaux. Les premiers polynômes de Zernike sont associé au nom de l'aberration optique qu'ils représentent.	25
2.5	Schéma illustrant le principe d'une boucle d'optique adaptative.	26
2.6	Schéma de principe d'un analyseur de type Shack-Hartmann.	27
2.7	Schéma de principe d'un système d'imagerie coronographique, utilisé pour atténuer le flux en provenance de l'étoile (rouge) sur le détecteur, afin de pouvoir y observer le signal provenant de la planète (bleu).	29
2.8	Représentation schématique d'un coronographe de Lyot	31
2.9	En haut, de gauche à droite : répartition d'intensité dans un système d'imagerie équipé d'un coronographe ALC en entrée du système (plan A), avant et après passage par le Lyot Stop (plan C), et sur le détecteur (plan D). En bas, tracé des profils de contraste moyens en l'absence de coronographe (rouge) et avec un coronographe ALC (bleu). Pour comparaison, le profil de contraste moyen calculé en l'absence d'aberration en amont du coronographe est également tracé (traits tiretés bleu).	32
2.10	Représentation schématique d'un coronographe de Roddier & Roddier.	33
2.11	En haut, de gauche à droite : répartition d'intensité dans un système d'imagerie équipé d'un coronographe ARPM en entrée du système (plan A), avant et après passage par le Lyot Stop (plan C), et sur le détecteur (plan D). En bas, tracé des profils de contraste moyens en l'absence de coronographe (rouge) et avec un coronographe ARPM (bleu). Pour comparaison, le profil de contraste moyen calculé en l'absence d'aberration en amont du coronographe est également tracé (traits tiretés bleu).	34
2.12	Représentation schématique d'un coronographe à quatre quadrants.	34
2.13	En haut, de gauche à droite : répartition d'intensité dans un système d'imagerie équipé d'un coronographe FQPM en entrée du système (plan A), avant et après passage par le Lyot Stop (plan C), et sur le détecteur (plan D). En bas, tracé des profils de contraste moyens en l'absence de coronographe (rouge) et avec un coronographe FQPM (bleu). Pour comparaison, le profil de contraste moyen calculé en l'absence d'aberration en amont du coronographe est également tracé (traits tiretés bleu).	36

TABLE DES FIGURES

2.14	Schéma de principe d'un système d'imagerie coronographique utilisant la SCC (à gauche ; source [7]) : le signal provenant du Lyot Stop interfère sur le détecteur avec un signal de référence, ce qui donnent naissance à des franges d'interférences sur les speckles présents dans l'image coronographique (à droite ; source [8]).	43
2.15	Schéma de principe de la diversité de phase : pour reconstruire la phase aberrante ϕ , deux images différants d'une phase de diversité connue (ici du défocus) sont acquises sur le détecteur.	44
2.16	Correction des aberrations quasi-statiques de SPHERE par diversité de phase : images acquises sur le détecteur IRDIS avant (à gauche) et après (à droite) compensation (source [9]).	45
2.17	Minimisation numérique : à droite, exemple d'une fonction dont il est possible de trouver le minimum en un nombre fini d'itérations, au contraire de la fonction représentée à gauche.	49
2.18	Fonction de Rosenbrock (à gauche) dont le minimum se trouve en $[1, 1]$. La minimisation de cette fonction est illustrée à droite, où chaque valeur de la série $\{\mathbf{X}_i\}_{i=0,\dots,n-1}$ est représentée par une croix bleue, depuis le point de départ $\mathbf{X}_0 = [-2, -2]$ jusqu'au minimum $\widehat{\mathbf{X}} = [1, 1]$	49
3.1	Validation de COFFEE : cas « crime inverse ». A gauche, images simulées (gauche) et calculées après estimation (droite) focalisées (haut) et de diversité (bas). A droite, tracé des modes de Zernike associés aux phases ϕ_u (rouge) et ϕ_d (bleu) simulées (traits continus) et estimés par COFFEE (losanges) à partir des images coronographiques.	57
3.2	Évolution des erreurs de reconstruction ϵ_u (en rouge) et ϵ_d (en vert) en fonction du seuil de convergence s	58
3.3	Tracé des erreurs de reconstruction ϵ_u (à gauche) et ϵ_d (à droite) en fonction du flux incident α . Pour comparaison, les évolutions caractéristiques d'un bruit de photon seul ($1/\sqrt{\alpha}$, traits tiretés magenta) et d'un bruit de détecteur seul ($1/\alpha$, traits et points bleu) sont tracées.	59
3.4	Évolution des erreurs de reconstruction ϵ_u (en rouge) et ϵ_d (en bleu) en fonction de l'extension spatiale de la source utilisée pour la calibration.	60
3.5	Évolution des erreurs de reconstruction ϵ_u (en rouge) et ϵ_d (en bleu) en fonction d'une erreur sur la phase de diversité.	61
3.6	Phase aberrante dont la DSP décroît en $1/\nu^2$ (à gauche) décrite par les 36 premiers modes de Zernike (au milieu). La différence entre ces deux cartes de phases (à droite) correspond à la partie haute fréquence de la phase non décrite par une base composée de 36 modes de Zernike.	62
3.7	Évolution des erreurs de reconstruction ϵ_u (à gauche) et ϵ_d (à droite) en fonction du nombre de modes de Zernike estimés avec (en bleu) et sans (en rouge) terme de régularisation. Pour comparaison, l'erreur de front d'onde non-modélisée est également tracée (traits-tiretés noir).	64
3.8	Pour une phase aberrante donnée, calcul des FEP coronographiques avec différents modèles de coronographes. De gauche à droite : modèle de coronographe parfait, ARPM, FQPM, ALC.	65

3.9	Corrélations normalisées entre FEP calculées, pour chacun des 150 modes de Zernike, avec le modèle de coronographe parfait et avec des coronographes réels : FQPM (en bleu), ARPM (en rouge) et ALC (en vert).	66
3.10	Évolution des erreurs de modèle en amont ϵ_u (en rouge) et en aval ϵ_d (en bleu) du coronographe en fonction du WFE des aberrations en amont du coronographe. . . .	67
3.11	Photo (à gauche) et représentation schématique (à droite) du banc BOA. M_i : miroirs de renvoi ; MP_i : miroirs paraboliques ; L_i : lentilles (doublets) ; BS : lame semi-réfléchissante ; TTM : miroir de Tip-Tilt ; DM : miroir déformable ; RRPm : masque de phase circulaire ; Φ : apodiseur ; WFS : ASO de la boucle d'OA.	68
3.12	Introduction d'une aberration calibrée sur le banc BOA : cas de l'aberration sphérique. La phase théorique (en haut à gauche) est sensiblement déformée par le système d'OA (en bas à gauche). La différence entre les deux aberrations est visible sur la décomposition en modes de Zernike de ces deux cartes de phase (à droite). .	70
3.13	Images coronagraphiques de diversité calculées avec des aberrations $\phi_u + \phi_{div}$ en amont et ϕ_d en aval du coronographe (à droite) et avec la phase de diversité seule (à gauche). La forme de ces images est très majoritairement liée à la phase de diversité ϕ_{div} dans les deux cas.	73
3.14	Estimation des aberrations ϕ_u (à gauche) et ϕ_d (à droite) avec (lignes bleues) et sans (lignes rouges) estimation préliminaire du tip-tilt en aval du coronographe . .	74
3.15	Estimation d'une rampe de tilt avec COFFEE sur BOA : calibration par diversité de phase classique (en bleu), et estimation de la rampe par COFFEE avec (en rouge) et sans (en vert) bornes sur le tip-tilt en aval du coronographe.	75
3.16	Estimation d'une aberration de bas ordre ϕ_{cal} avec COFFEE. A gauche : image coronagraphique acquise sur le banc lors de l'introduction de ϕ_{cal} (en haut) et image calculée par COFFEE à partir de l'aberration $\hat{\phi}_u^+$ reconstruite (en bas). Au milieu : image coronagraphique acquise sur le banc lors de l'introduction de $-\phi_{cal}$ (en haut) et image calculée par COFFEE à partir de l'aberration $\hat{\phi}_u^-$ reconstruite (en bas). A droite : aberration ϕ_{cal} calibrée par diversité de phase classique (en haut) et aberration $\hat{\phi}_{cal}$ estimée par COFFEE (en bas).	77
3.17	Validation de la PCL sur le banc BOA ($g = 0,5$). A gauche, évolution de la variance de phase des 36 modes estimés par COFFEE (en rouge) et des 15 modes contrôlés par la boucle (en bleu). La ligne magenta représente la limite prévue par le budget d'erreur. A droite, évolution des profils de contraste moyens avant (en vert) et après (en bleu) compensation des aberrations par la PCL.	79
4.1	Illustration de la différence entre une phase aberrant possédant une $DSP \propto 1/\nu^2$ (à gauche) et sa décomposition sur les 170 premiers modes de Zernike (à droite), qui ne peuvent représenter les hautes fréquences spatiales de la phase.	83
4.2	Fonction d'apodisation du coronographe ALC utilisée par les simulations. Cette carte d'apodisation a été extraite d'une image expérimentale acquise sur l'instrument SPHERE.	86
4.3	Évolution des erreurs de reconstruction en amont (en rouge) et en aval (en bleu) du coronographe en fonction de la valeur de l'hyperparamètre.	87

TABLE DES FIGURES

4.4	Erreurs de reconstructions en amont (à gauche) et en aval (à droite) en fonction du flux incident α . A titre de comparaison, une loi de décroissance de régime fort flux (bruit de photons seul) en $1/\sqrt{\alpha}$ (magenta) est tracé. les traits-tirés noir représentent les valeurs de WFE en amont et en aval du coronographe.	88
4.5	Erreurs de reconstruction en amont (à gauche) et en aval (à droite) du coronographe en fonction de l'amplitude a_{div} de la phase de diversité composée de défocus seul (traits tirés) ou composée de défocus et d'astigmatisme (traits continus).	89
4.6	Exemple d'estimation d'aberrations avec COFFEE. En haut : aberrations en amont du coronographe simulées ϕ_u (à gauche) et reconstruites $\hat{\phi}_u$ (à droite, $\epsilon_u = 1,78$ nm RMS). En bas, aberrations en aval du coronographe simulées ϕ_d (à gauche) et reconstruites $\hat{\phi}_d$ (à droite, $\epsilon_d = 3,85$ nm RMS).	90
4.7	Estimation d'aberrations avec COFFEE. De gauche à droite : images focalisée i_c^{foc} (en haut) et de diversité i_c^{div} (en bas) calculées à partir des aberrations simulées ϕ_u et ϕ_d , images coronographiques \hat{i}_c^{foc} (en haut) et \hat{i}_c^{div} (en bas) calculées à partir des aberrations reconstruites $\hat{\phi}_u$ et $\hat{\phi}_d$, différence absolue $ i_c^{foc} - \hat{i}_c^{foc} $ (en haut) et $ i_c^{div} - \hat{i}_c^{div} $ (en bas).	91
4.8	Simulation de compensation des aberrations par conjugaison de phase avec COFFEE, réalisée avec les paramètres rassemblés dans le tableau 4.1. A gauche, images coronographiques avant (en haut) et après cinq itérations de la PCL (en bas). A droite, tracé des profils de contraste moyen calculés à partir des images sans coronographe (en rouge) et avec coronographe avant (en vert) et après (en bleu) compensation. A titre de comparaison, le profil de contraste moyen calculé à partir d'une image coronographique sans aberrations est également tracé (traits tirés noirs).	92
4.9	Évolution des erreurs de reconstructions des aberrations de phases en amont (en haut à gauche) et en aval (en haut à droite) du coronographe, ainsi que de l'erreur de reconstruction des aberrations d'amplitude (en bas) en fonction du coefficient a_{div2}	97
4.10	Image (en haut) et représentation schématique (en bas) du banc MITHIC.	99
4.11	Schéma illustrant le contrôle du front d'onde par un SLM.	100
4.12	Représentation schématique du banc de test intégré pour la caractérisation du SLM.	101
4.13	Évaluation de la stabilité de la phase introduite sur le SLM : à gauche, tracé des 100 premiers modes de Zernike calculés à partir des 10 mesures de front d'onde successives. A droite, écart-type calculé pour chaque mode de Zernike à partir des 10 mesures de front d'onde successives.	102
4.14	Test de la linéarité du SLM : mesure d'une rampe de défocus introduite avec le SLM. A droite : tracé des 100 premiers modes de Zernike lors de l'introduction des 11 amplitudes de défocus. A droite, tracé de la rampe de défocus mesurée. En rouge, amplitude de défocus théoriquement introduite ; en vert, amplitudes mesurées à l'aide du HASO.	102
4.15	Quantification de l'intensité du signal résiduel sur le détecteur : répartition d'intensité obtenue sur la caméra avant (en bas) et après (en haut) introduction d'un Tip de 86 rad RMS sur le SLM.	103

4.16	Aberrations introduites sur MITHIC (à gauche, pseudo-poke d'amplitude 200 nm PV) et reconstruites par COFFEE (à droite), pseudo-poke d'amplitude 202 nm PV.	105
4.17	Transmission t_0 de la pupille de MITHIC (en haut à gauche), transmission t_{dec} de la pupille après décalage de l'apodiseur (en haut à droite), transmission différentielle résultante $t = t_{\text{dec}}/t_0$ (en bas à gauche, pente de transmission : 20% RMS) et transmission différentielle \hat{t} estimée par COFFEE (pente de transmission : 19% RMS).	105
4.18	Compensation d'une aberration introduite par le SLM avec COFFEE. En haut, images coronographiques acquises sur MITHIC au fur et à mesure des itérations (de gauche à droite). En bas, profils de contrastes moyens calculés à partir des images coronographiques acquises à chaque itération.	107
4.19	Estimation d'une grille de pseudo-pokes introduite par le SLM (en haut) avec, en bas et de gauche à droite, COFFEE, la diversité de phase et ZELDA.	108
4.20	Illustration du décalage (agrandi d'un facteur 5) entre les pseudo-pokes introduits sur le SLM (carrés noirs) et les pseudo-pokes estimés par ZELDA (losanges rouges), la diversité de phase (triangles verts) et COFFEE (disques bleus).	109
5.1	Représentation, dans la pupille d'entrée, de la position des actionneurs morts (à gauche) et des actionneurs esclaves (à droite).	112
5.2	Représentation schématique de la calibration des aberrations quasi-statiques de l'instrument SPHERE par diversité de phase.	114
5.3	Validation de COFFEE sur l'instrument SPHERE : apodiseur (à gauche) et transmission pupillaire du Lyot Stop (à droite) utilisés.	115
5.4	Reconstruction de modes de Zernike avec COFFEE : de haut en bas : images focalisées acquises sur IRDIS dans le cas de l'introduction de $+\phi_{\text{defoc}}$ (à gauche) et $+\phi_{\text{astig}}$ (à droite) avec SAXO ; images calculées à partir des aberrations $+\hat{\phi}_{\text{defoc}}$ (à gauche) $+\hat{\phi}_{\text{astig}}$ (à droite) estimées par COFFEE ; aberrations en amont du coronographe $+\hat{\phi}_{\text{defoc}}$ (à gauche) $+\hat{\phi}_{\text{astig}}$ (à droite) estimées par COFFEE.	117
5.5	Reconstruction de défocus (en haut) et d'astigmatisme (en bas) avec COFFEE sur l'instrument SPHERE : aberration ϕ_m (à gauche) théoriquement introduite et aberration estimée $\hat{\phi}_m$ (à droite).	118
5.6	Reconstruction d'une aberration de haut ordre (poke) sur SPHERE : en haut, pokes introduits (amplitude 144 nm PV, à gauche) et reconstruits (amplitude 147 nm PV, à droite). En bas, images coronographique acquise sur IRDIS (à gauche) et calculée à partir des aberrations reconstruites par COFFEE (à droite).	119
5.7	Compensation des aberrations de SPHERE avec COFFEE : démonstration expérimentale du processus de PCL ($g = 0,5$). En haut, images coronographiques acquises sur IRDIS avant (à gauche) et après (à droite) compensation. En bas, tracé des profils de contrastes moyens calculés à partir de ces deux images (traits tiretés). Les profils de contraste moyens issus d'une simulation complète du processus de PCL (traits pleins), dont la mise en œuvre sera détaillée dans la section suivante, sont également tracés à titre de comparaison.	123

TABLE DES FIGURES

5.8	Carte de phase (estimée à partir des images coronographiques d'IRDIS, à gauche) et carte de transmission pupillaire (extraite d'une image d'IRDIS, à droite) utilisées pour la simulation de PCL.	124
5.9	Compensation des aberrations sur SPHERE avec COFFEE : simulation de PCL ($g = 0,5$). Tracé des profils de contraste moyen avant compensation (en rouge), après compensation avec une simulation complète de SAXO (en bleu), après compensation sans troncature de la base de contrôle (en vert) et dans le cas d'une boucle idéale (en magenta). Le profil calculé à partir d'une image coronographique simulée en l'absence d'aberration est également tracé pour comparaison (en noir). . . .	126
6.1	Optimisation du contraste sur le détecteur : de haut en bas : aberrations de phase en amont du coronographe avant compensation (à gauche, $WFE_u = 40$ nm RMS), après compensation par conjugaison de phase (au milieu $WFE_u = 16,92$ nm RMS) et après compensation par dark hole non linéaire (à droite, $WFE_u = 83,10$ nm RMS) ; FEP coronographiques correspondantes, avant compensation (à gauche), après compensation par conjugaison de phase (au milieu) et après compensation par dark hole non linéaire (à droite) ; En bas, profils de contraste moyens calculés (uniquement dans la zone Ω) à partir des trois images coronographiques. Pour comparaison, le profil calculé à partir d'une FEP coronographique calculée en l'absence d'aberration est également tracé (en noir).	133
6.2	Transmission inhomogène t dans la pupille d'entrée du système.	134
6.3	Phases aberrantes à appliquer au DM dans les cas d'une compensation par dark hole (à gauche, $WFE_u = 65,48$ nm RMS ; 377,82 nm PV) et par conjugaison de phase (à droite, $WFE_u = 36,24$ nm RMS ; 278,89 nm PV).	134
6.4	Optimisation du contraste sur le détecteur : en haut, de gauche à droite, FEP coronographique avant compensation, après compensation par conjugaison de phase, après compensation par dark hole non linéaire et après compensation par dark hole linéaire. En bas, tracé des profils de contraste moyens calculés à partir des 4 images (à gauche) et tracé de l'évolution du contraste moyen dans la zone Ω à mesure que les itérations de compensation par dark hole linéaire augmentent (cyan). Sur ce dernier graphe sont également présentés les valeurs de contraste atteintes après 1 itération de compensation par conjugaison de phase (vert) et par dark hole non linéaire (bleu).	139
6.5	Optimisation du contraste sur SPHERE en utilisant la méthode de dark hole non linéaire : simulation de PCL ($g = 0,5$). De haut en bas : aberrations en amont du coronographe avant compensation (à gauche, $WFE_u = 116,17$ nm RMS), après compensation par conjugaison de phase (au milieu, $WFE = 91,27$ nm RMS) et après compensation par dark hole non linéaire (à droite, $WFE_u = 135,94$) ; images coronographiques calculées avant compensation (à gauche), après 5 itérations de compensation par dark hole non linéaire (au milieu) et par conjugaison de phase (à droite). En bas, tracé des profils de contraste moyen calculés dans la zone Ω . Le profil calculé à partir d'une image coronographique simulée en l'absence d'aberration est également tracé pour comparaison (en noir).	142

6.6	Impact de l'augmentation des aberrations quasi-statiques durant l'observation scientifique : en haut, image coronographique obtenue à l'issue de la compensation par dark hole non linéaire (à gauche) et image coronographique calculée après quatre heures d'observation (à droite). En bas, profils de contraste moyens calculés à partir de ces deux images. A titre de comparaison, le profil de contraste moyen calculé avant compensation des aberrations quasi-statiques est également représenté (en vert).	144
6.7	Schéma de principe d'un instrument d'imagerie à haut contraste s'appuyant sur COFFEE pour la calibration des aberrations quasi-statiques et ZELDA pour leur stabilisation au cours de l'observation scientifique.	147

Liste des tableaux

3.1	COFFEE : paramètres utilisés pour les simulations présentées dans les sections 3.2.1, 3.2.2, 3.2.3 et 3.2.4.	56
3.2	COFFEE : paramètres utilisés pour la simulation destinée à étudier l’impact de l’aliasing.	63
3.3	Budget d’erreur pour l’estimation par COFFEE d’une aberration en amont du coronographe sur BOA.	72
4.1	Paramètres utilisées par les simulations dédiées à l’évaluation des performances de l’extension hauts ordres de COFFEE.	86
4.2	Comparaison de la précision de COFFEE avec et sans estimation myope de ϕ_ϵ dans le cas d’une phase de diversité mal connue.	94
5.1	Simulation de PCLs : valeurs du contraste en plan focal obtenues après compensation avec une simulation complète de SAXO (C_{SAXO}), avec une simulation de PCL avec actionneurs morts et esclaves seulement (C_{dead}) et avec une simulation de PCL parfaite (C_{perfect}) en différents points du champ.	125

Introduction

La recherche en planétologie s'est considérablement développée suite à la découverte de la première planète orbitant autour d'une étoile autre que le soleil en 1995. A ce jour, plus de 1000 exoplanètes ont été identifiées, la plupart par des méthodes dites indirectes. Ces méthodes consistent à observer un phénomène physique induit par la présence de la planète, tel qu'un mouvement particulier de l'étoile autour de laquelle elle gravite (méthode des vitesses radiales), une variation régulière dans le flux provenant de l'étoile (méthode des transits) ou encore une déformation locale du champ gravitationnel (lentille gravitationnelle). De telles méthodes permettent aujourd'hui de déterminer avec précision la masse de la planète ou encore sa distance à son étoile hôte. Toutefois, seule l'observation de la planète elle-même permet d'avoir accès à certains paramètres tels que sa température ou encore la composition chimique de son atmosphère. Une telle observation est rendue extrêmement difficile en partie à cause de la faible séparation angulaire ($0,01''$ à $0,1''$) entre la planète et son étoile hôte ; dans le cas de l'imagerie depuis le sol, les instruments sont notamment limités par la turbulence atmosphérique, qui limite considérablement leur résolution angulaire. Aussi, afin de corriger l'impact de la turbulence atmosphérique, la plupart des grands télescopes utilisent aujourd'hui des techniques d'optique adaptative. Une autre limitation réside dans la différence entre le flux provenant de la planète et celui provenant de son étoile hôte : le rapport entre ces deux flux (de 10^{-6} à 10^{-9}) rend en effet impossible toute observation de la planète avec un système d'imagerie classique. Afin de réduire l'écart entre ces deux flux, il est par conséquent indispensable d'utiliser une technique telle que la coronagraphie, qui permet d'atténuer la lumière en provenance de l'étoile.

Une fois la turbulence atmosphérique corrigée par optique adaptative et la lumière en provenance de l'étoile atténuée par le coronographe, les systèmes d'imagerie à haut contraste sont limités par la présence d'aberrations quasi-statiques situées en amont du coronographe. Ces aberrations donnent en effet naissance à un signal résiduel, (« *speckles* ») sur le détecteur scientifique, limitant ainsi les performances du système. Afin d'atteindre les performances ultimes des instruments d'imagerie à haut contraste, il est par conséquent indispensable d'estimer et de compenser au mieux ces aberrations. Dans un système d'optique adaptative classique, les aberrations sont mesurées en prélevant une partie du faisceau lumineux, qui est redirigé vers une voie d'analyse. Toutefois, l'introduction d'un tel dispositif dans le système implique l'apparition d'aberrations différentielles entre voie d'analyse et voie d'imagerie, qui ne peuvent être mesurées et ne seront donc pas compensées. Une approche permettant d'outrepasser une telle limitation consiste à mesurer ces aberrations à partir des images acquises via le détecteur scientifique lui-même, sans ajouter aucun élément dans la chaîne optique de l'instrument.

Plusieurs méthodes d'analyse de front d'onde plan focal, permettant d'estimer les aberrations en amont du coronographe à partir d'images coronographiques, ont ainsi été développées au cours

des dernières années pour tenter d’atteindre cet objectif. Ces différentes méthodes, qui permettent d’optimiser le contraste sur le détecteur scientifique, possèdent chacune leurs spécificités : ainsi, L’*Electric Field Conjugation* (EFC, A. Give’on *et al.* [10]) et le *speckle nulling* (P. Bordé & W. A. Traub [11]) permettent d’estimer les aberrations à partir de plusieurs images coronographiques, alors que la *Self-Coherent Camera* (SCC) proposée par P. Baudoz *et al.* [12] n’en utilise qu’une, mais requiert une légère modification du système optique. Ces méthodes ont par ailleurs en commun une approximation faite sur l’amplitude des aberrations à estimer, supposée faible.

Dans le cadre de l’imagerie à haut contraste, le travail réalisé au cours de cette thèse a consisté à étudier la problématique du contrôle des aberrations quasi-statiques dans les systèmes d’imagerie coronographique en développant un nouvel analyseur de surface d’onde plan focal. Ce nouvel analyseur a été conçu, validé et optimisé pour permettre une estimation nanométrique des aberrations quasi-statiques, et couplé à une méthode de compensation optimale des résidus lumineux dans un système d’imagerie coronographique développée également au cours de cette thèse.

Le chapitre 1 de ce manuscrit détaille le contexte dans lequel s’inscrit ce travail : après un inventaire des différentes méthodes de détections indirectes des planètes extrasolaires, l’intérêt et la mise en œuvre de la détection directe y est présenté. Ces techniques d’imagerie directe sont illustrées par la présentation de l’instrument d’imagerie de planètes extrasolaire européen SPHERE de l’ESO. Les différents outils optiques et mathématiques utilisés dans le cadre de cette thèse sont présentés dans le chapitre 2. Ce dernier s’attachera en particulier à décrire la formation d’images dans des systèmes d’imageries classique et coronographique, ainsi que plusieurs méthodes dédiées à la mesure d’aberrations quasi-statiques à partir d’images plan focal. Le chapitre 3 présente le principe de l’analyseur de front d’onde plan focal développé au cours de cette thèse, baptisé COFFEE, ainsi que l’évaluation de ses performances étudiées aussi bien par simulations numériques que sur banc. Le chapitre 4 porte sur l’extension de COFFEE à l’estimation d’aberrations de phase et d’amplitude de hautes fréquences spatiales, extension par ailleurs capable d’estimer conjointement une erreur sur la phase de diversité utilisée. Dans le chapitre 5, cette extension de COFFEE est appliquée à l’instrument SPHERE, démontrant ainsi l’aptitude de l’ASO développé à estimer des aberrations de hautes fréquences spatiales et à les compenser, permettant ainsi d’optimiser le contraste sur le détecteur scientifique. Enfin, dans le chapitre 6, seront présentées différentes possibilités d’optimisation du contrôle des aberrations quasi-statiques d’un instrument d’imagerie à haut contraste, de la calibration optimale de ces aberrations, fondée sur une approche de minimisation de l’énergie sur le détecteur développée au cours de cette thèse, à leur stabilisation durant l’observation scientifique.

Chapitre 1

Contexte

La présence de planètes gravitant autour d'étoiles autres que notre soleil est une question assez ancienne : ainsi, dans ses *Entretiens sur la pluralité des mondes* écrits en 1686, Bernard Le Bouyer de Fontenelle lui consacre un chapitre intitulé « *Que les Étoiles fixes sont autant de Soleils dont chacun éclaire un Monde* ». Il faudra toutefois attendre 1995 pour que l'un de ces mondes dont parle Fontenelle soit détecté par Michel Mayor et Didier Queloz [13] à l'observatoire de Haute-Provence. Cette planète, d'une taille similaire à celle de Jupiter et qui orbite extrêmement près (0,052 Unités Astronomiques (UA)) de son étoile 51 Peg sera la première d'une longue liste, qui dénombre maintenant plus de 1700¹ exoplanètes.

Jusqu'à présent, la quasi-totalité des exoplanètes découvertes ont été détectées par des méthodes dites indirectes : plutôt que la planète elle-même, c'est un phénomène physique induit par sa présence qui est observé. Ce type de mesure permet d'avoir accès à certains paramètres géométriques de la planète, telle que sa masse ou sa période de révolution. Au contraire de ces méthodes, la détection directe consiste quant à elle à mesurer directement le flux lumineux provenant de la planète elle-même et permet d'avoir accès à des informations telles que la composition chimique de l'atmosphère de la planète ou sa température de surface. Toutefois, l'imagerie d'un objet aussi peu lumineux qu'une planète située à proximité d'un autre sensiblement plus brillant, son étoile hôte, rend une telle observation techniquement extrêmement délicate, et c'est seulement aujourd'hui, une vingtaine d'année après la détection de la première exoplanète que les premiers instruments dédiés à l'imagerie d'exoplanètes commencent à équiper les grands télescopes.

Dans ce chapitre, après avoir brièvement abordé les différentes méthodes de détection indirectes, nous nous attacherons aux moyens technologiques liés à la détection directe. La présentation de l'instrument SPHERE, dédié à l'imagerie d'exoplanètes, conclura ce premier chapitre.

1.1 La détection de planètes extrasolaires

1.1.1 Objectifs scientifiques

Les objets communément appelés « planètes » correspondent à des astres dont la masse n'excède pas $13M_{\text{Jup}}$ [14], formés au sein d'un disque proto-planétaire autour d'une étoile jeune. Outre savoir si nous sommes seuls dans l'univers, l'étude de ces astres est motivée par la volonté de

1. le 10 mars 2014, 1781 exoplanètes étaient répertoriées par le catalogue en ligne exoplanet.eu

1.1. LA DÉTECTION DE PLANÈTES EXTRASOLAIRES

mieux comprendre les mécanismes de formation planétaire, dont en particulier le nôtre. La genèse de ces systèmes planétaires débute avec la formation d'une étoile dans un nuage moléculaire de gaz froid [15], qui va ensuite progressivement s'aplatir pour former un disque, à partir duquel vont se former les planètes. D'après le modèle de formation planétaire classique, ces dernières vont se former par accréation de grains de poussière et de gaz dans les régions froides éloignées de l'étoile [16]. Afin de pouvoir confronter les modèles de formations planétaires existants, l'observation des planètes extrasolaires est indispensable. Par ailleurs, les données collectées par observation permettent d'étudier la stabilité des systèmes formés, ou encore les phénomènes de migrations planétaires résultant de l'interaction d'une planète avec le disque de gaz, qui induisent une modification des paramètres orbitaux de la planète. Enfin, les observations permettent d'étudier la planète elle-même, caractérisée par plusieurs paramètres physiques dont :

- ◇ Sa masse M ;
- ◇ Son rayon R ;
- ◇ Sa température de surface T ;
- ◇ La composition chimique de son atmosphère.

Les différentes méthodes de détection utilisées aujourd'hui, inventoriées dans les sections qui suivent, ne permettent pas toutes d'avoir accès à l'intégralité de ces paramètres. Aussi, afin de maximiser la quantité d'information sur une planète, il est possible de combiner les mesures obtenues via différentes méthodes, lorsque cela est possible.

1.1.2 Les méthodes de détections indirectes

Les méthodes indirectes consistent à observer l'influence de la planète sur son étoile hôte. La figure 1.1 présente le nombre d'exoplanètes détectées par différentes méthodes chaque année depuis le premier candidat détecté en 1989 [17] (remarquons toutefois que les auteurs de cette découverte préfèrent par prudence parler de naine brune). Sur ce graphe, il est possible de noter une grande disparité dans l'utilisation des différentes méthodes de détection, provenant de la facilité de mise en œuvre de chaque méthode, soit parce que celle-ci repose sur un phénomène physique rarement observé (comme les microlentilles gravitationnelles), soit plus simplement à cause des limitations technologiques. Ainsi, on peut constater que jusqu'en 2009, la méthode de mesure des vitesses radiales a permis la quasi-totalité des détections. Depuis, on note une nette progression des détections par transits jusqu'à cette année, où la NASA a annoncé la découverte de 715 exoplanètes, détectées par transits grâce au satellite Kepler.

1.1.2.1 Mesure par chronométrage

Cette méthode est assez peu utilisée dans la mesure où elle est propre aux planètes orbitant autour d'un pulsar, étoile à neutrons qui, née de l'explosion d'une étoile massive, est en rotation rapide sur elle-même. Ce mouvement de rotation engendre l'émission d'ondes radios dans un cône aligné sur les axes du champ magnétique de l'astre, visible lorsque ce cône pointe vers la Terre. La période de rotation d'un pulsar étant remarquablement stable, toute perturbation gravitationnelle, telle que celle engendrée par la présence d'un compagnon, induit une perturbation notable de la période de rotation. Cette méthode a permis à A. Wolszczan et D.A. Frail de détecter deux exoplanètes autour du pulsar PSR1257+12 [18].

CHAPITRE 1. CONTEXTE

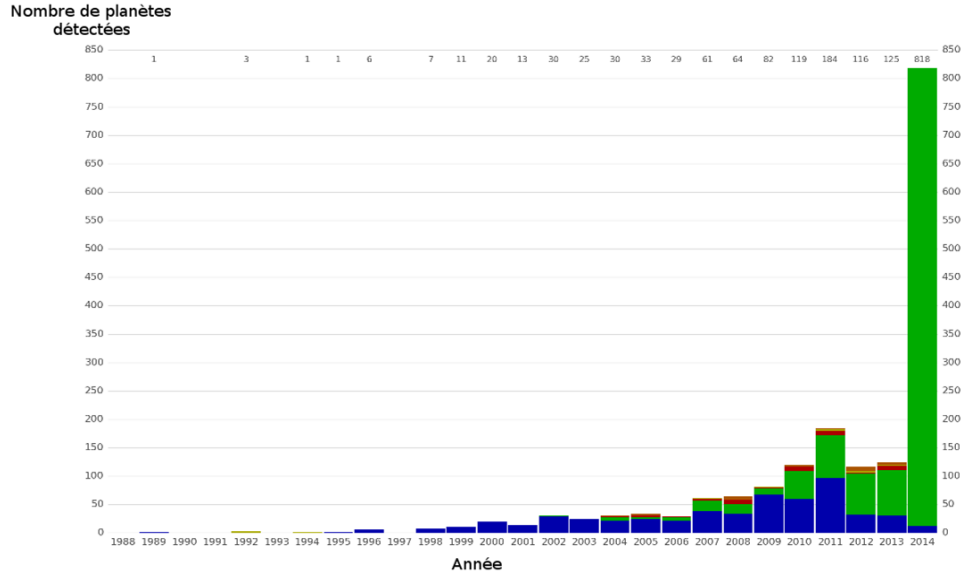


FIGURE 1.1 – Exoplanètes détectées depuis 1989 par mesure des vitesses radiales (bleu), par transit planétaire (vert), par microlentille gravitationnelle (orange), par chronométrage (jaune) et par imagerie directe (rouge).

1.1.2.2 Mesure des vitesses radiales

C'est cette méthode, très prisée avant d'être supplantée par la détection par transits planétaires, qui a permis la détection de la première exoplanète orbitant autour d'une étoile [13]. Cette dernière est fondée sur la mesure du mouvement de l'étoile autour du centre de masse du système en présence d'au moins un compagnon. Dans ce cas, étoile et planètes vont orbiter autour de ce centre de masse. Ce mouvement est mesurable par l'effet Doppler-Fizeau qui entraîne un décalage des raies du spectre de l'étoile par rapport à leur position au repos. La variation périodique de la vitesse radiale v_r de l'étoile sera la signature de la présence d'un compagnon, comme dans le cas présenté sur la figure 1.2. Cette méthode est plus sensible à des planètes massives orbitant proche de leur étoile ; par ailleurs, elle ne permet de mesurer que la quantité $M_P \sin(i)$ et non M_P , où M_P est la masse de la planète et i l'angle entre la ligne de visée et la perpendiculaire au plan orbital du système : on ne mesure ainsi qu'une borne inférieure de la masse du compagnon. Parmi les instruments dédiés à la détection par mesure des vitesses radiales, on peut citer le spectrographe ELODIE [19] installé à l'observatoire de Haute Provence (OHP) en France, et le spectrographe HARPS installé à l'observatoire de La Silla (Chili).

1.1.2.3 Transits planétaires

Cette méthode consiste, lorsque l'inclinaison de l'orbite de la planète par rapport à la ligne de visée l'autorise, à mesurer la variation du flux provenant de l'étoile induite par le passage d'une planète devant celle-ci (illustrée sur la figure 1.3). La mise en œuvre de cette méthode est donc d'autant plus simple que la planète est massive. La baisse de luminosité est de l'ordre de 10^{-2} pour une planète de la taille de Jupiter passant devant le soleil, et 10^{-4} pour une planète de la taille de

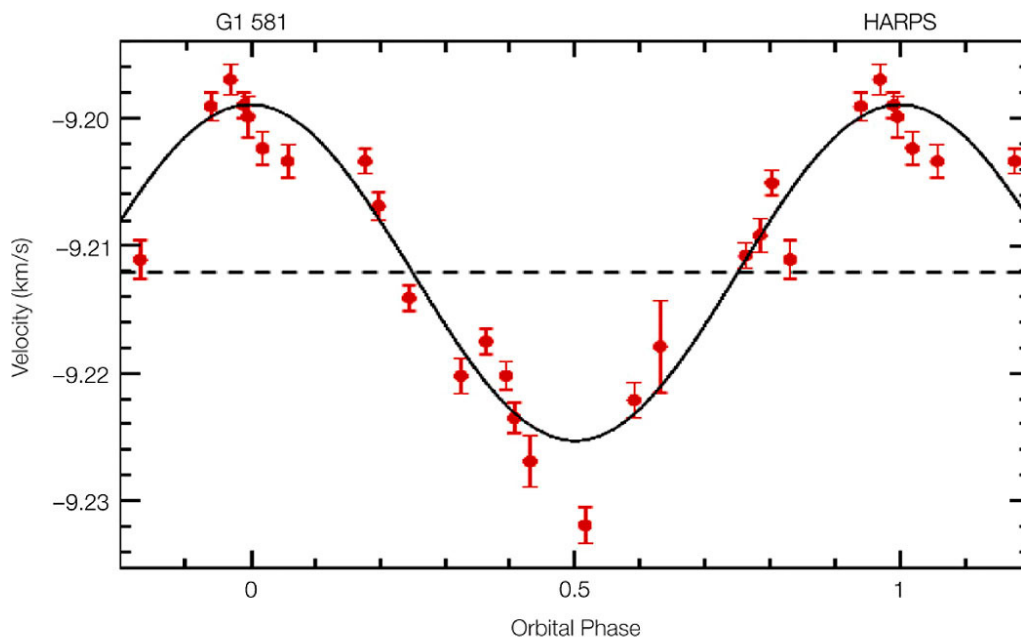


FIGURE 1.2 – Détection par mesure de la vitesse radiale d’une planète orbitant autour de l’étoile Gliese 581 avec l’instrument HARPS [1].

la Terre.

Cette méthode a rapidement suscité un vif intérêt chez les astronomes : en effet, celle-ci donne accès à des paramètres jusqu’alors inaccessibles, tels que la masse de la planète non biaisée et son rayon. Par ailleurs, les mesures photométriques requises ne requièrent pas un très grand télescope. Cette méthode est actuellement en pleine expansion, comme en témoigne le nombre grandissant de planètes détectées par transit ces dernières années, notamment par les satellites CoRoT [20] (625 candidats détectés au 23 décembre 2011) et son équivalent américain Kepler (715 détections au 26 février 2014). Pour finir, notons que cette méthode a également permis les premières mesures de composition chimique d’atmosphères, obtenues en comparant le spectre de l’étoile pendant et en dehors du transit, comme dans le cas de la planète HD 209458b [21].

1.1.2.4 Microlentilles gravitationnelles

Lorsque les rayons lumineux en provenance d’une étoile passent à proximité d’un corps massif, la relativité générale prévoit que ces derniers soient déviés. Par conséquent, si une étoile coupe l’axe de visée d’une seconde étoile que nous appellerons « étoile de fond », les rayons provenant de cette dernière vont être légèrement incurvés. L’étoile passant devant l’étoile de fond produit ainsi un effet de lentille, qui va se traduire par une augmentation momentanée de la luminosité de l’étoile de fond. Si une planète orbite autour de l’étoile passant devant l’étoile de fond, le même phénomène va se reproduire avec une amplitude réduite, la planète étant notablement moins massive que son étoile hôte. Dans ce cas, on observera une nouvelle augmentation de la luminosité de l’étoile de fond, comme illustré sur la figure 1.4.

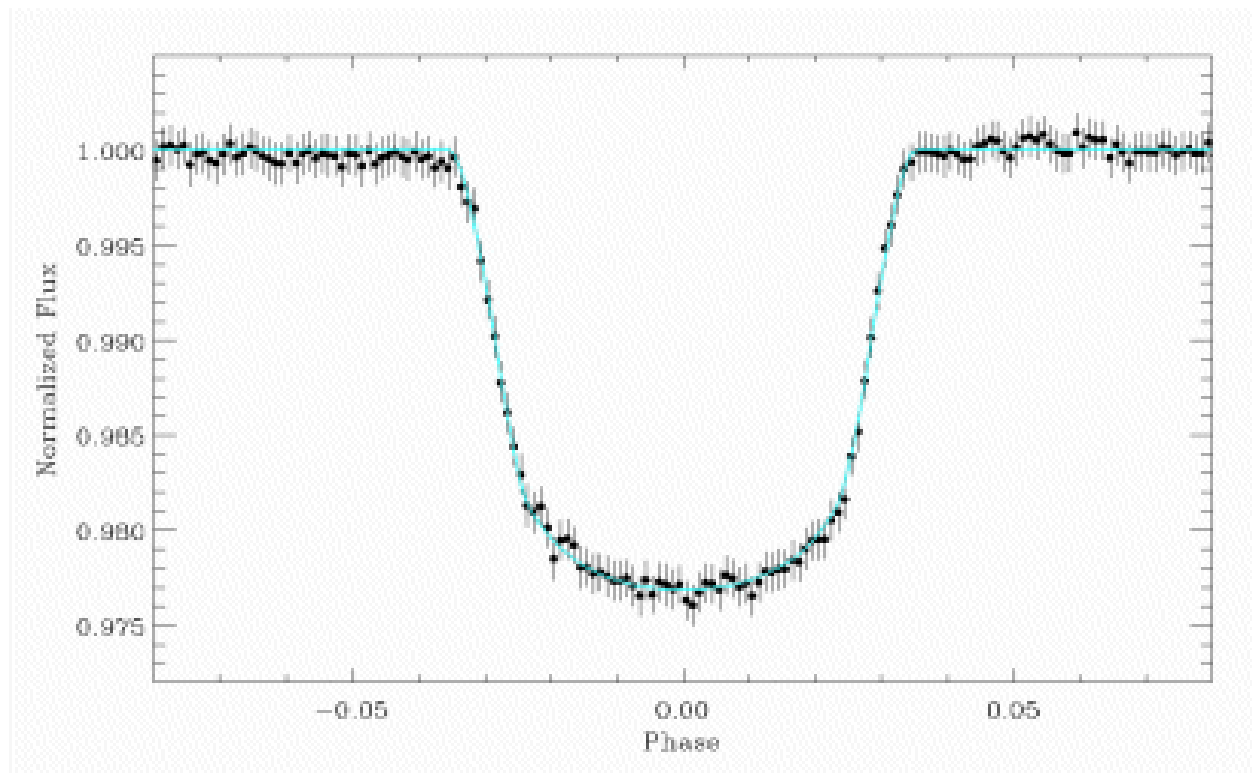


FIGURE 1.3 – Détection par transit planétaire de la planète CoRoT-Exo-1b par le satellite CoRoT (crédit : CoRoT exo-team).

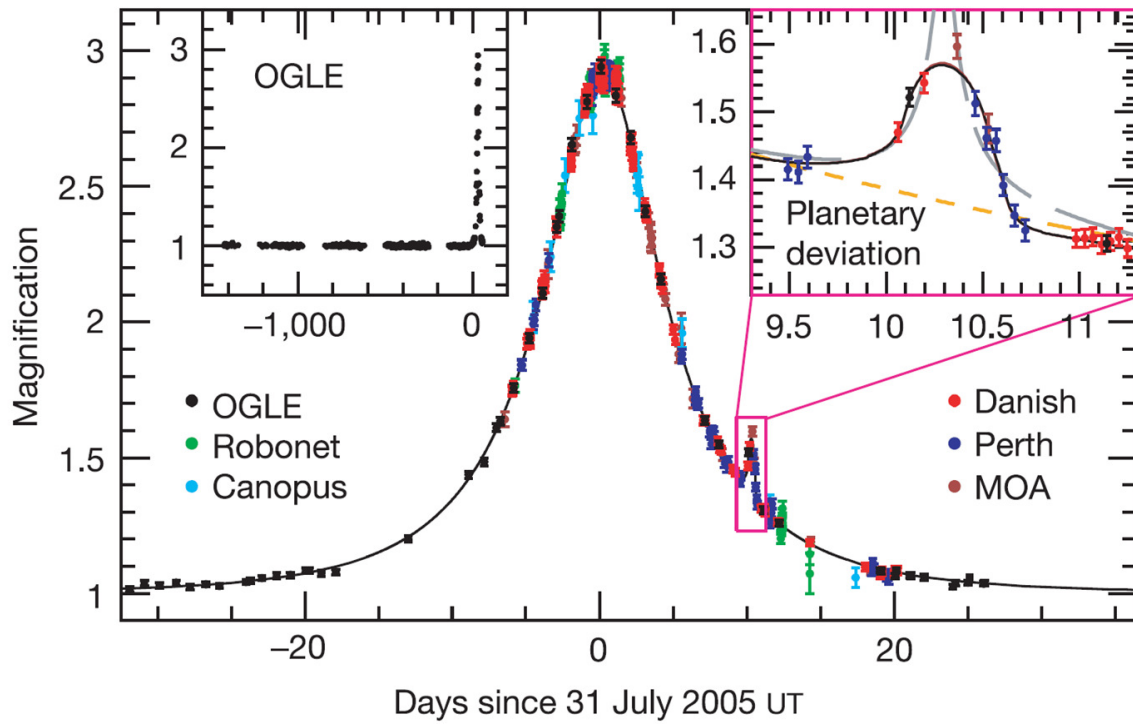


FIGURE 1.4 – Détection par microlentille gravitationnelle de la planète OGLE-2005-BLG-390Lb gravitant autour de l'étoile OGLE-05-390L [2]

CHAPITRE 1. CONTEXTE

Cette méthode présente une très bonne sensibilité aux planètes de faibles masses, ceci quelle que soit la distance qui les sépare de leurs étoiles (contrairement aux autres méthodes de détection indirectes, plus adaptées aux planètes de faible période orbitale). Toutefois, ce type de détection repose sur un événement relativement rare, à savoir le passage d'un système planétaire (étoile et planète) devant une étoile de fond. Par ailleurs, il est impossible de répéter cette mesure pour confirmer la détection. On compte aujourd'hui 7 exoplanètes détectées par microlentilles gravitationnelles.

1.1.2.5 Astrométrie

L'astrométrie consiste à mesurer les déplacements tangentiels apparents de l'étoile induits par la présence de la planète. Cette méthode est complémentaire de la détection par mesure des vitesses radiales, qui consiste à mesurer les variations de vitesse de l'étoile le long de l'axe de visée. En pratique, on mesure la position relative de l'étoile par rapport à un objet dont le mouvement peut être négligé. La limitation majeure de cette méthode réside dans la précision requise pour pouvoir effectuer une détection, qui est de l'ordre de quelques dizaines (voir centaines, selon les cas) de microsecondes d'arc. Du fait de cette limitation, seule une planète a été à ce jour détectée par astrométrie [22]. Toutefois, l'arrivée d'instruments interférométriques tel que le télescope spatial GAIA de l'ESA [23], lancé le 19 décembre 2013, devrait permettre d'atteindre les précisions requises par l'astrométrie.

1.1.3 Apports de la détection directe

On compte aujourd'hui ² 47 planètes détectées par imagerie directe. Comme mentionné plus haut dans ce manuscrit, ces méthodes consistent à mesurer le flux lumineux provenant de la planète elle-même. Ce type de détection présente de multiples intérêts, à commencer par la complémentarité avec les méthodes de détection indirecte. En effet, l'imagerie directe va permettre d'observer les planètes situées loin de leur étoile hôte, alors que les méthodes indirectes s'adressent préférentiellement à des planètes de faible période orbitale (mis à part la détection par lentille gravitationnelle, applicable uniquement dans des cas assez particuliers comme exposé en section 1.1.2.4). Ainsi, la première exoplanète détectée par imagerie directe, 2M1207b (Figure 1.5, gauche), était une planète orbitant autour d'une naine brune avec une grande période orbitale (55 UA) [3].

Ce type de détection est par ailleurs plus adapté à l'étude de jeunes systèmes planétaires. En effet, l'activité des jeunes étoiles perturbe notablement les mesures nécessaires à la détection indirecte : ainsi, la présence de taches à la surface de ces étoiles va par exemple fortement bruite toute mesure photométrique, perturbant fortement les détections par transit. L'imagerie directe rend ainsi possible l'étude de ces jeunes systèmes planétaires, où des planètes en interaction avec le disque proto-planétaire peuvent être observées, comme dans le cas des systèmes β -Pictoris [4] (figure 1.5, droite) et HR8799 [5, 24] (figure 1.6).

Ces détections rendent également possible la mesure de la composition chimique de l'atmosphère des planètes observées, permettant ainsi la confrontation des modèles théoriques d'atmosphères à l'observation, ceci de manière plus systématique que ce que permettait la spectroscopie par transit, possible uniquement sous certaines conditions. Enfin, la détection directe permet

2. Le 5 mars 2014, d'après exoplanet.eu

1.2. LES DÉFIS TECHNOLOGIQUES DE L'IMAGERIE DIRECTE

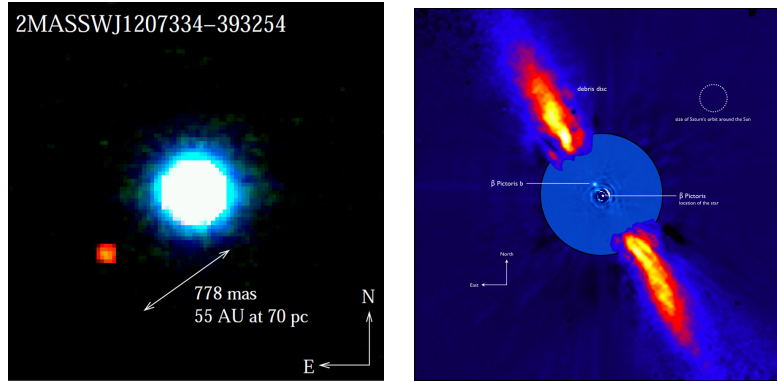


FIGURE 1.5 – Image des exoplanètes 2M1207b (gauche) orbitant autour de la naine brune 2MASSWJ 1207334-393254 [3], et β -Pictoris b orbitant autour de l'étoile β -Pictoris (droite) [4]. Ces deux images ont été obtenues après traitements de données acquises avec l'instrument NACO du VLT.

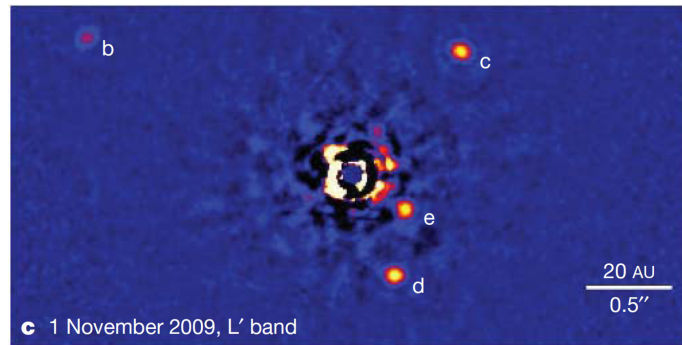


FIGURE 1.6 – Image des quatres planètes HR8799 b, c, d et e orbitant autour de l'étoile HR8799 [5] obtenues après traitements de données acquises avec le télescope Keck II.

d'identifier les marqueurs d'une éventuelle activité biologique, témoins potentiels de la présence de vie sur la planète.

1.2 Les défis technologiques de l'imagerie directe

Si la détection directe d'exoplanètes possède un intérêt avéré, sa mise en œuvre pratique pose un certain nombre de difficultés techniques que nous allons détailler dans cette section.

1.2.1 La suppression du flux provenant de l'étoile

La première réside dans l'énorme différence entre le flux provenant de la planète et celui de l'étoile autour de laquelle elle gravite. Cette différence est de l'ordre de 10^{-6} pour une jeune planète en formation, et peut dépasser 10^{-10} pour une planète semblable à la Terre. Dès lors, il est indispensable de réduire le flux en provenance de l'étoile pour pouvoir espérer réaliser une image de la planète. Les instruments dédiés à l'imagerie d'exoplanètes, appelés instruments d'imagerie à

CHAPITRE 1. CONTEXTE

haut contraste en raison de l'énorme différence de flux entre la planète et son étoile hôte, utilisent deux techniques distinctes :

L'interférométrie annulante : cette méthode est aujourd'hui envisagée pour la détection de planètes rocheuses de taille comparable à la Terre, notamment pour des observations dans l'infrarouge, où, à $\lambda = 10\mu\text{m}$, le spectre de l'atmosphère planétaire peut révéler la présence d'activité biologique. Toutefois, la résolution des instruments optiques décroissant avec la longueur d'onde, des télescopes de plusieurs dizaines de mètres seraient requis pour pouvoir effectuer une telle observation. L'interférométrie permet de contourner ce problème en observant le système étoile + compagnon au moyen de plusieurs télescopes séparés d'une distance de plusieurs dizaines de mètres. Les deux signaux doivent ensuite être recombinaés et déphasés de π l'un par rapport à l'autre. Le phénomène d'interférences destructives qui résulte de ce déphasage permet de supprimer la lumière provenant de l'étoile, laissant apparaître la planète. Deux projets spatiaux dédiés à l'imagerie d'exoplanètes par interférométrie ont fait l'objet d'études approfondies mais sont actuellement arrêtés, Darwin en Europe [25, 26] et TPF-I aux États-Unis [27].

La coronagraphie : originellement conçue pour l'observation de la couronne solaire, d'où elle tire son nom, la coronagraphie [28] consiste à supprimer la lumière provenant de l'étoile sans modifier le flux provenant de la planète. De la sorte, on observe sur le détecteur une image de l'étoile considérablement atténuée, qui laisse apparaître l'image de l'exoplanète. Cette méthode, qui sera détaillée dans la suite de ce manuscrit, est toutefois sensible à la qualité optique du système d'imagerie. En effet, tout défaut, même minime, affecte notablement les performances du coronographe. Dans le cas de l'observation depuis le sol, il est en particulier nécessaire de corriger les perturbations induites par l'atmosphère terrestre comme nous allons le voir dans la prochaine section. Les premiers instruments dédiés à l'imagerie coronographique sont actuellement en cours d'intégration sur leur télescopes respectifs, GPI [29] sur le télescope Gemini Sud et SPHERE [30], qui sera présenté plus en détail dans la section 1.3, sur le VLT.

1.2.2 La haute résolution angulaire

Pour pouvoir imager une exoplanète, il est nécessaire de pouvoir distinguer cette dernière de l'étoile autour de laquelle elle gravite. Ceci requiert naturellement un instrument possédant une résolution angulaire suffisante pour pouvoir différencier les deux objets qui sont l'étoile et son compagnon. La résolution angulaire θ_{th} d'un instrument de diamètre D , définie comme l'inverse de sa fréquence de coupure ν_c , est donnée par la relation :

$$\theta_{\text{th}} = \frac{\lambda}{D}, \quad (1.2.1)$$

où λ est la longueur d'onde à laquelle l'observation est faite. Cette résolution correspond toutefois à un cas théorique, où rien ne vient perturber la mesure. Or, dans le cas de l'observation de l'espace depuis le sol, celle-ci est fortement limitée par la turbulence atmosphérique. En effet, les inhomogénéités de température et les mouvements des masses d'air en altitude engendrent des variations dynamiques de l'indice de réfraction de l'atmosphère, déformant ainsi le front d'onde en provenance de l'espace. Une description détaillée de l'impact de la turbulence atmosphérique

1.2. LES DÉFIS TECHNOLOGIQUES DE L'IMAGERIE DIRECTE

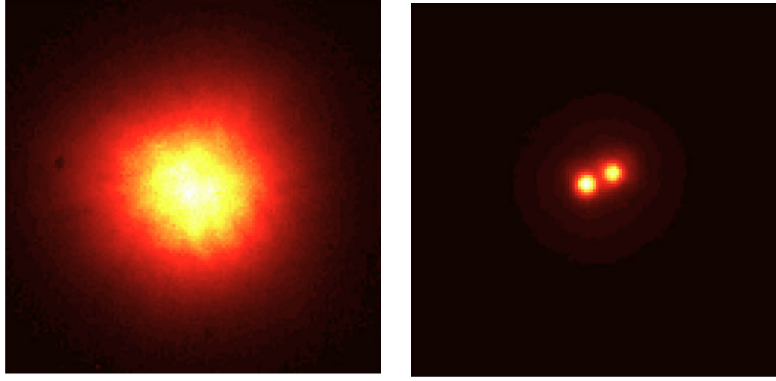


FIGURE 1.7 – Images de l'étoile binaire HIC 59206 réalisées sans correction de la turbulence atmosphérique (gauche) et avec correction par optique adaptative (droite). Crédit : ESO.

sur l'imagerie en astronomie pourra être trouvée dans les ouvrages de François Roddier [31, 32]. Ainsi, les images astronomiques réalisées depuis le sol sont fortement déformées par l'atmosphère terrestre. Dans le cas d'une image réalisée avec un long temps de pose (image dite « longue pose »), il a été démontré [33] que la limite de résolution d'un instrument en présence de turbulence était de :

$$\theta_{\text{turb}} = \frac{\lambda}{r_0}, \quad (1.2.2)$$

où r_0 , appelé « paramètre de Fried », caractérise la force de la turbulence. En présence de turbulence, un instrument de diamètre D aura ainsi une résolution équivalente à celle d'un instrument de diamètre r_0 , paramètre qui varie entre 10 et 15 cm dans les sites d'observations considérés de bonne qualité. Dès lors, une compensation dynamique la perturbation engendrée par l'atmosphère est requise afin de se rapprocher de la résolution théorique de l'instrument. De ce besoin est né l'optique adaptative [34], technique permettant de corriger en temps réel les distortions subies par les rayons lumineux lors de leur passage dans l'atmosphère turbulente. La mise en œuvre pratique de cette technique sur un télescope sera détaillée dans le chapitre 2.

Sur la figure 1.7 sont présentées les images d'une étoile double HIC 59206 réalisées sur le VLT. En l'absence de correction apportée par optique adaptative (à gauche de la figure 1.7), la résolution de l'instrument, limitée par la turbulence de l'atmosphère, ne permet pas de distinguer les deux étoiles du système binaire. La correction en temps réel des distortions induites par la turbulence apportée par l'optique adaptative permet d'augmenter sensiblement la résolution de l'instrument, faisant ainsi apparaître les deux étoiles formant HIC 59206.

Le cas de l'imagerie de planètes extrasolaires est, en ce qui concerne la résolution angulaire, voisin de celui présenté sur la figure 1.7 : à la place d'un système binaire dont les deux étoiles tournent autour d'un centre de gravité, l'optique adaptative va permettre de distinguer physiquement une planète de l'étoile autour de laquelle elle gravite. La difficulté supplémentaire est qu'il sera par ailleurs nécessaire de réduire le flux provenant de l'étoile (ainsi que nous le disions dans la section 1.2.1) par coronagraphie.

1.2.3 La compensation des aberrations quasi-statiques

Une fois la turbulence atmosphérique corrigée par optique adaptative et le flux en provenance de l'étoile supprimé au mieux par le coronographe, la limitation principale des systèmes d'imagerie à haut contraste réside dans les aberrations quasi-statiques de l'instrument. Ces aberrations ont des origines diverses : elles naissent de défauts de polissage des éléments optiques utilisés par l'instrument, d'alignements optiques imparfaits ou encore de la dilatation thermo-mécanique de certaines pièces. Tout comme la turbulence atmosphérique, ces aberrations, qui en revanche varient très lentement au cours du temps, vont engendrer une déformation du front d'onde. Le formalisme associé aux aberrations entachant un système optique sera développé dans le chapitre 2 ; retenons simplement que ces dernières ont pour effet de dégrader les performances du système d'imagerie, et tout particulièrement dans les systèmes d'imagerie coronographiques. En effet, dans ce cas précis, ces aberrations vont être à l'origine de résidus lumineux (ou « *speckles* », terme que nous utiliserons dans la suite de ce manuscrit) sur l'image scientifique qui vont masquer la présence d'une éventuelle planète.

Ainsi, pour espérer pouvoir atteindre les performances ultimes des systèmes d'imagerie à haut contraste, l'estimation et la compensation de ces aberrations est indispensable. C'est dans ce cadre que s'inscrit le travail présenté dans ce manuscrit.

1.2.4 Les méthodes de post-traitement

Au contraire des méthodes de contrôle de front d'onde évoqués dans la section précédente, dont l'objectif est de réduire l'intensité des speckles quasi-statiques sur le détecteur avant l'observation, les méthodes dites de post-traitement visent à réduire l'impact du champ de speckles quasi-statique sur le détecteur par traitement des images acquises à l'issue de l'observation scientifique.

Une première approche consiste à traiter les images acquises pendant l'observation en tirant parti des caractéristiques physiques liées à ces aberrations. Ainsi certaines méthodes exploitent la stabilité de ces aberrations, qui ne varient que très lentement alors que la planète bouge dans le champ en tournant autour de son étoile [35]. La soustraction de deux images coronographiques acquises à deux instants différents permet ainsi de réduire l'impact des aberrations quasi-statiques, permettant ainsi de faire apparaître l'image de la planète. Un exemple d'image d'exoplanète obtenue avec cette technique, baptisée « *Angular differential imaging* » (ADI), est présentée sur la figure 1.8. L'algorithme LOCI [36], fondé sur l'utilisation de plusieurs images coronographique acquises à différents instants, repose également sur ce type de soustraction du champ de speckles.

D'autres méthodes reposent sur le comportement chromatique du champ de speckles quasi-statique (qui varie avec la longueur d'onde) pour l'identifier et le soustraire des images scientifiques. L'approche la plus simple, proposée par R. Racine *et al*, consiste à soustraire deux images acquises simultanément (d'où le nom « *Simultaneous differential imaging* » (SDI) porté par cette méthode) deux images acquises dans deux longueurs d'ondes différentes. L'utilisation d'images supplémentaires permet d'améliorer les performances de cette méthode [37]. Parmi les méthodes utilisant l'information apportée par la chromaticité du champ de speckles, citons la méthode développée par M. Ygouf [38], qui permet d'estimer conjointement les aberrations entachant le système d'imagerie ainsi que l'objet d'intérêt (ici les exoplanètes). Un tel procédé repose sur une méthode d'inversion utilisant un cube d'images coronographique acquises à plusieurs longueurs d'ondes.

Dans ce manuscrit, nous ne nous étendons pas plus sur les méthodes de post-traitement dédiées

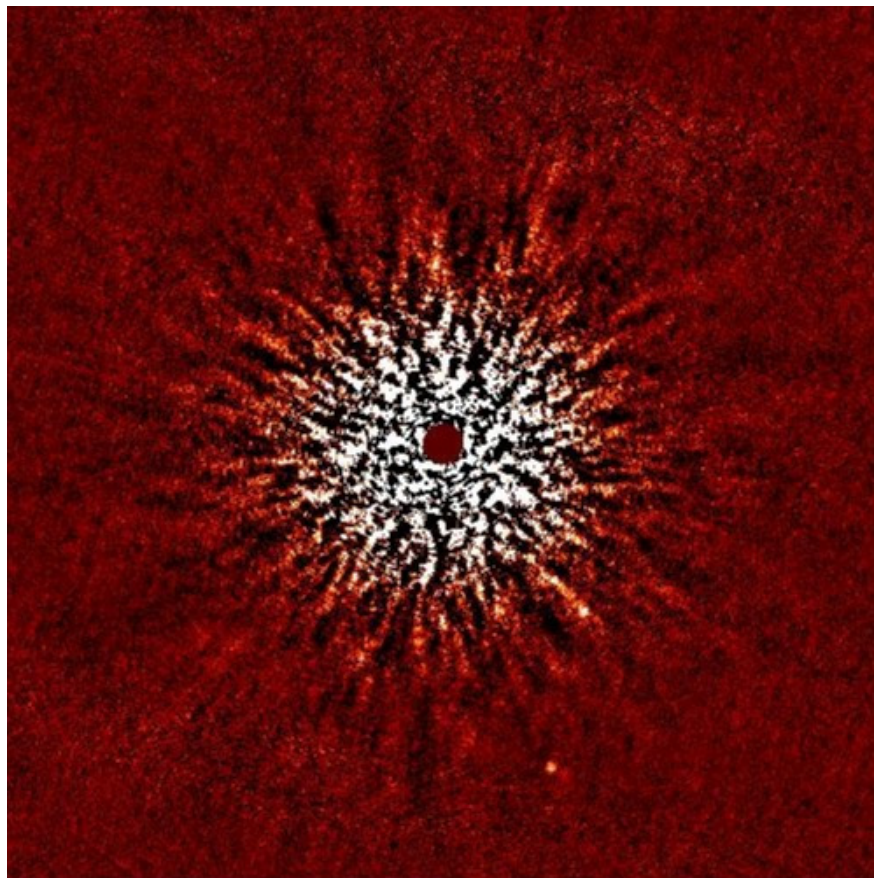


FIGURE 1.8 – Images de la planète GJ 758 B et du candidat GJ 758 C gravitant autour de la planète Gilese 758 avec l'instrument HiCAO du télescope Subaru [6]. Cette image a été obtenue après traitement des données par ADI.

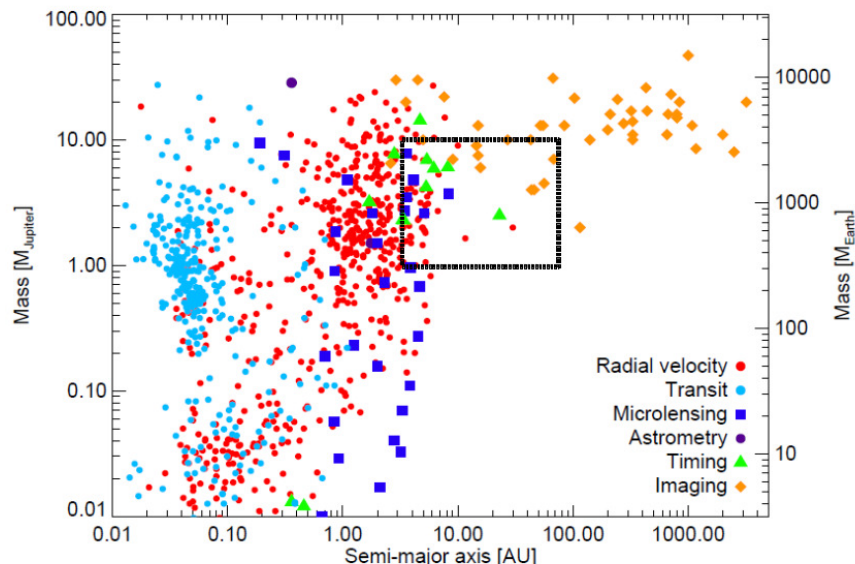


FIGURE 1.9 – Répartition des exoplanètes découvertes à l’aide de différentes méthodes de détection en fonction de leur masse et de leur séparation angulaire. L’instrument SPHERE a pour but d’imager des planètes qui seront positionnées dans le carré noir.

à l’imagerie de planètes extrasolaires. Notons simplement que les performances de ces méthodes sont d’autant meilleures que le champ de speckles a été réduit lors de la compensation des aberrations quasi-statiques. Ces méthodes de post-traitement sont en ceci complémentaires des méthodes de contrôle du front d’onde évoquées dans la section précédente.

1.3 L’instrument SPHERE

1.3.1 Objectifs scientifiques

L’instrument SPHERE est l’un des instruments de seconde génération du VLT, et l’un des premiers à être entièrement dédié à la détection directe de planètes extrasolaires. Les objets scientifiques visés par cet instrument sont de jeunes planètes en formation orbitant loin de leur étoile. Comme le montre la figure 1.9, un tel objectif concerne des planètes difficilement détectables par des méthodes indirectes qui, comme on l’a déjà fait remarquer, sont plus adaptées à l’étude de planètes orbitant avec une petite période autour d’étoiles plus vieilles.

Bien que la détection directe de planètes extrasolaires soit le but principal de SPHERE, ses performances devraient également permettre de collecter des données pour d’autres domaines de l’astrophysique, comme l’étude des disques proto-planétaires et plus généralement les environnements stellaires.

1.3.2 Description de l’instrument

L’instrument SPHERE, présenté sur la figure 1.10, est composé de quatre parties principales.

1.3. L'INSTRUMENT SPHERE

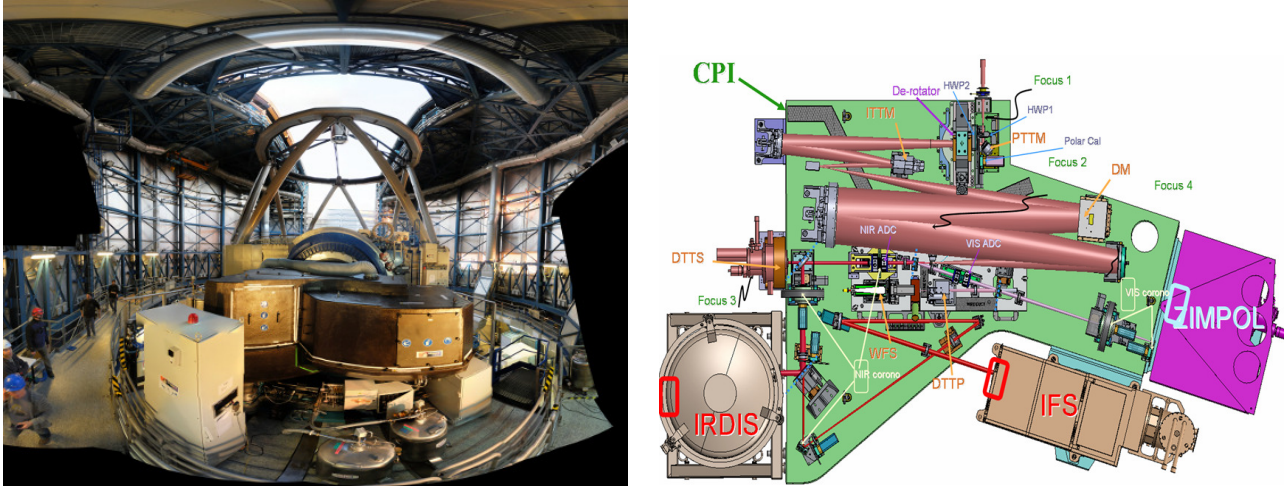


FIGURE 1.10 – A gauche : l'instrument SPHERE installé sur le VLT (Crédit : SHERE/ONERA/J.-F. Sauvage). A droite : représentation schématique de l'instrument et de ses différents sous-systèmes.

Voie commune (« *common path* ») : le rôle de cette première partie de l'instrument est de corriger la turbulence atmosphérique et d'atténuer la lumière provenant de l'étoile avant de rediriger la lumière provenant du télescope vers les différents sous-systèmes scientifiques. Cette dernière est notamment équipée d'un dérotateur de champ destiné à compenser le mouvement de rotation de la Terre durant l'observation et d'une boucle d'optique adaptative extrême nommée SAXO (« *SPHERE eXtrem Adaptive Optic system* ») [39, 40] dont les performances seront détaillées dans le chapitre 5 de ce manuscrit. La voie commune de SPHERE est également équipée de plusieurs modèles de coronagraphes destinés à atténuer le flux provenant de l'étoile.

ZIMPOL : situé sur la voie visible, ZIMPOL (« *Zürich IMaging POLarimeter* ») est dédié à l'imagerie polarimétrique d'exoplanètes. Cet instrument exploite la nature polarisée de la lumière réfléchie par une exoplanète, la lumière de son étoile hôte n'étant pas polarisée. Une description complète de cet instrument et de ses performances pourra être trouvée dans [41, 42].

IFS : l'IFS (« *Integral Field Spectrometer* ») est conçu pour fournir des informations spectrales sur l'objet observé. Le signal est dans un premier temps échantillonné spatialement par une matrice de micro-lentilles puis dispersé par un spectrographe sur le détecteur. Les spectres ainsi obtenus doivent ensuite être traités afin d'obtenir un cube contenant deux dimensions spatiales et une dimension spectrale. Une étude complète de l'IFS de SPHERE pourra être trouvée dans [43].

IRDIS : IRDIS (« *InfraRed Dual-band Imaging and Spectroscopy* ») est un instrument polyvalent permettant de réaliser des images aussi bien que des mesures polarimétriques ou spectrales. Ces différentes mesures peuvent être réalisées dans une gamme spectrale allant de $0,95 \mu\text{m}$ à $2,3 \mu\text{m}$ grâce à un jeu de filtres intégrés à l'instrument. Le mode principal d'IRDIS, le « Dual-Band Imaging » (DBI) consiste à acquérir simultanément deux images à deux longueurs d'ondes proches qui seront ensuite soustraites pour faire apparaître la planète.

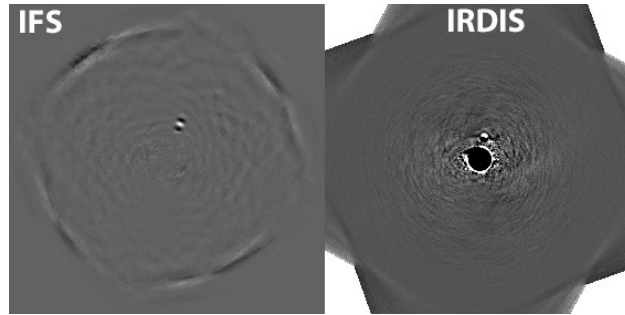


FIGURE 1.11 – Détection directe d’une naine blanche orbitant autour de l’étoile HR7581 à partir du traitement d’images acquises avec les instruments IFS (à gauche) et IRDIS (à droite) de SPHERE (crédit : consortium SPHERE).

1.3.3 Premières images

L’une des premières détections réalisées avec l’instrument SPHERE est présentée sur la figure 1.11. Il s’agit d’une naine blanche orbitant autour de l’étoile HR7581, obtenue à partir d’images acquises avec les instruments IRDIS et IFS puis traitées par ADI et SDI. La détection, très rapide (10 secondes), illustre les performances de l’instrument SPHERE.

Bien que performant, l’instrument SPHERE n’en demeure pas moins entaché d’aberrations quasi-statiques, dont la calibration avant l’observation scientifique est limitée, comme nous le verrons dans le chapitre 5. La figure 1.12 présente une image coronographique réalisée avec le détecteur IRDIS : sur cette dernière, les speckles créés par les aberrations quasi-statiques (champ de « taches » brillantes dans l’image) est très nettement visible. Ces derniers sont très lumineux loin du centre de l’image, qui correspond à une zone dans laquelle la boucle d’OA ne peut agir. Toutefois, on peut remarquer que ces speckles sont également présents dans la zone contrôlée par la boucle d’OA, et notamment près du centre de l’image (ici saturé).

Un meilleur contrôle des aberrations quasi-statiques de l’instrument SPHERE pourrait donc permettre d’atteindre un meilleur niveau de contraste sur le détecteur, optimisant ainsi les performances de l’instrument. Ce point sera repris en détails dans les chapitres 5 et 6 de ce manuscrit.

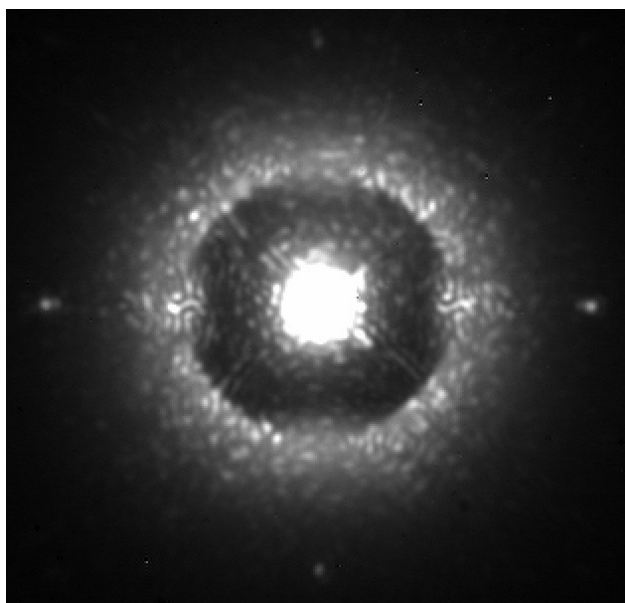


FIGURE 1.12 – Image coronographique acquise avec l'imageur infrarouge IRDIS de SPHERE (centre de l'image saturé ; crédit : consortium SPHERE).

Chapitre 2

Outils et méthodes

Ce chapitre présente les différentes méthodes et techniques utilisées au cours de cette thèse qui seront nécessaires à la compréhension du reste du manuscrit. Dans la section 2.1, nous nous intéresserons au formalisme lié à la formation d’images, notamment en présence d’aberrations optiques dans le système d’imagerie. La section 2.2 traitera de la coronographie, méthode dédiée à l’imagerie à haut contraste évoquée dans le chapitre précédent. Le contrôle des aberrations quasi-statiques, source de limitations de ces systèmes d’imagerie coronographique, sera abordé dans la section 2.3 au travers de plusieurs méthodes dédiées à la mesure et à la compensation de ces aberrations. Enfin, la section 2.4 présente quelques éléments concernant la résolution de problèmes inverses appliquée à l’imagerie.

2.1 La formation d’images

2.1.1 La formation d’images classique

La formation d’image dans un système d’imagerie classique (tel que représenté sur la figure 2.1) est régie par la théorie scalaire de la diffraction décrite par Born & Wolf [44]. Sous hypothèse d’isoplanétisme concernant l’instrument (*i.e.* que la réponse de l’instrument ne varie pas dans le champ), l’image avant échantillonnage sur le détecteur peut être décrite comme égale au produit de convolution de l’objet observé o avec la réponse impulsionnelle de l’instrument h :

$$i = o * h \quad (2.1.1)$$

où le produit de convolution $*$ entre deux fonctions $f(t)$ et $g(t)$ est défini tel que $[f * g](y) = \int f(t)g(y - t)dt$.

La réponse impulsionnelle h , également appelée fonction d’étalement de point (FEP) (ou *Point Spread Function* en anglais) caractérise les performances de l’instrument utilisé. Concrètement, cette FEP correspond à l’image d’un objet ponctuel observé avec le système optique considéré et est égale au module carré de la transformée de Fourier du champ complexe dans la pupille d’entrée du système. Notons $\psi(\mathbf{r})$ le champ dans la pupille d’entrée du système représenté sur la figure 2.1, avec $\mathbf{r} = (r, \theta)$ le vecteur de coordonnées polaires dans le plan pupille, r sa composante radiale et θ sa composante azimutale. Le champ complexe $\Psi(\gamma)$ dans le plan focal peut être exprimé sous la forme :

$$\Psi(\gamma) = \mathcal{F}^{-1}[\psi(\mathbf{r})], \quad (2.1.2)$$

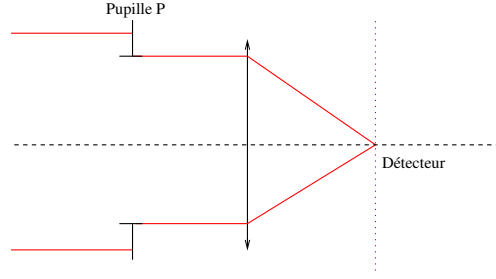


FIGURE 2.1 – Représentation schématique d'un système d'imagerie classique. La lumière en provenance de l'objet o est focalisée sur un détecteur par le système d'imagerie (représenté ici sous la forme d'une lentille simple) sur lequel on peut ainsi observer l'image i .

avec $\gamma = (\gamma_r, \gamma_\theta)$ le vecteur de coordonnées polaires dans le plan focal, γ_r sa composante radiale et γ_θ sa composante azimutale. \mathcal{F} et \mathcal{F}^{-1} représentent respectivement la transformée de Fourier et son inverse. Ces dernières sont données dans le cas d'une fonction $f(\mathbf{r})$ quelconque et sa transformée de Fourier $g(\gamma)$, par les relations suivantes :

$$\begin{aligned} g(\gamma) &= \mathcal{F}[f(\mathbf{r})] = \iint f(\mathbf{r}) e^{-2j\pi\gamma\mathbf{r}} d\mathbf{r} \\ f(\mathbf{r}) &= \mathcal{F}^{-1}[g(\gamma)] = \iint g(\gamma) e^{2j\pi\gamma\mathbf{r}} d\gamma \end{aligned} \quad (2.1.3)$$

La FEP de l'instrument d'imagerie $h(\gamma)$ est définie comme le module carré du champ complexe en plan focal, soit :

$$h(\gamma) = |\Psi(\gamma)|^2 = |\mathcal{F}^{-1}[\psi(\mathbf{r})]|^2. \quad (2.1.4)$$

La transformée de Fourier de cette FEP est appelée fonction de transfert optique (FTO). Remarquez que la FEP étant elle-même définie comme le module carré de la transformée de Fourier du champ en entrée du système (Eq. 2.1.4), la FTO $\tilde{h}(\mathbf{r})$ peut également être calculée par autocorrélation du champ dans la pupille d'entrée :

$$\tilde{h}(\mathbf{r}) = \mathcal{F}[h(\gamma)] = \psi(\mathbf{r}) \otimes \psi(\mathbf{r}), \quad (2.1.5)$$

où le produit de corrélation \otimes entre deux fonctions $f(t)$ et $g(t)$ est défini tel que $[f \otimes g](y) = \int f(t)^* g(y+t) dt$. La FTO permet en particulier de visualiser l'impact du système d'imagerie sur les différentes fréquences spatiales ν de l'objet observé. Dans le cas d'un instrument possédant une pupille de diamètre D , la FTO est caractérisée par une fréquence de coupure $\nu_c = D/\lambda$ (pour une observation faite à la longueur d'onde λ). Dans la suite de cet ouvrage, les variables spatiales γ et \mathbf{r} seront omises par souci de concision, sauf précisions contraires.

Il convient d'ajouter au formalisme précédent, qui décrit la répartition d'intensité continue dans le plan focal, la présence d'un détecteur réel composé d'une matrice de pixels séparés par une distance inter-pixel p . L'observation faite via ce détecteur sera par ailleurs entachée d'un bruit \mathbf{n} , inhérent à la mesure physique. Numériquement, la présence du détecteur peut être modélisée par une convolution de la FEP optique h (équation (2.1.4)) avec la FEP du détecteur h_{det} suivie d'un échantillonnage du signal sur le détecteur, soit :

$$\mathbf{i} = [o * h * h_{\text{det}}]_{\text{III}} + \mathbf{n}, \quad (2.1.6)$$

CHAPITRE 2. OUTILS ET MÉTHODES

où $[\cdot]_{\text{III}}$ représente l'opération d'échantillonnage. Ce modèle est couramment approximé par une convolution discrète, notée \star , entre les FEP discrètes \mathbf{h} , \mathbf{h}_{det} et \mathbf{o} respectivement déduites des fonctions continues h , h_{det} et o :

$$\mathbf{i} = \mathbf{o} \star \mathbf{h} \star \mathbf{h}_{\text{det}} + \mathbf{n}. \quad (2.1.7)$$

D'après le théorème de Shannon, la fréquence d'échantillonnage $\nu_e = 1/p$ de l'image sur le détecteur scientifique doit être supérieure ou égale à deux fois la fréquence de coupure du système ν_c pour ne pas perdre d'information, soit, d'après ce qui précède :

$$\nu_e \geq 2 \frac{D}{\lambda} \Leftrightarrow p \leq \frac{\lambda}{2D}. \quad (2.1.8)$$

L'échantillonnage e sera par la suite défini comme le rapport des fréquences d'échantillonnage et de coupure ν_e/ν_c . D'après l'inégalité précédente, la distance inter-pixel p doit être inférieure à $\lambda/2D$ pour permettre d'acquérir des images avec le détecteur sans perdre d'informations.

2.1.2 Les aberrations

2.1.2.1 Impact sur la formation d'images

Dans le cas d'un instrument d'imagerie parfait, le champ complexe ψ dans la pupille d'entrée du système est constant. La FEP associée à un tel instrument se réduit alors à la transformée de Fourier de la fonction de transmission pupillaire $\mathbf{P} : \mathbf{h}_{\text{Airy}} = |\mathcal{F}^{-1}(\mathbf{P})|^2$ avec, dans le cas d'une pupille circulaire dépourvue d'occultation centrale :

$$\mathbf{P}(r) = \begin{cases} 1 & \text{si } r \leq R \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (2.1.9)$$

La FEP \mathbf{h}_{Airy} , communément appelée tache d'Airy, est présentée sur la figure 2.2 (gauche).

Ce cas idéal est toutefois peu représentatif d'un instrument d'imagerie réel, dont les performances sont dégradées par la présence d'aberrations. Ces aberrations sont d'origines diverses : elles peuvent provenir de défaut de polissage des surfaces optiques, de leurs courbures ou encore d'un alignement imparfait. On distingue deux types d'aberrations : les aberrations de phase, notées ϕ dans ce manuscrit, qui vont déformer le front d'onde arrivant dans le système d'imagerie, et les aberrations d'amplitude, notées ξ dans ce manuscrit, qui vont avoir un impact sur la transmission du signal lumineux au travers du système optique. En présence d'aberration, l'expression du champ complexe dans la pupille d'entrée est usuellement écrite comme suit :

$$\psi = \mathbf{P} e^{i\phi + \xi}. \quad (2.1.10)$$

Remarquons ici que l'impact des aberrations d'amplitude ξ est généralement sensiblement moins important que celui des aberrations de phase ϕ . Aussi, dans un premier temps, nous négligerons ces aberrations et ne nous intéresserons qu'aux aberrations de phase.

la FEP associée à un instrument entaché d'aberrations n'est plus une tache d'Airy mais possède une structure plus complexe, comme dans le cas présenté à droite de la figure 2.2, dont la forme dépend de celle des aberrations présentes ainsi que de leur amplitude. Cette dernière, nommée erreur de front d'onde, correspond à l'écart-type σ_ϕ de la phase aberrante ϕ .

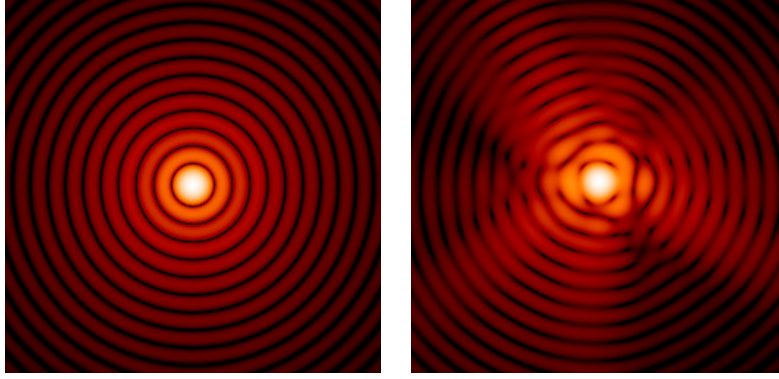


FIGURE 2.2 – FEP d'un instrument d'imagerie parfait (à gauche, pas d'aberrations) à $\lambda = 635$ nm. Cette FEP est notablement déformée en présence d'aberrations (à droite, erreur de front d'onde $\sigma_\phi = 50$ nm RMS). Echelle logarithmique, dynamique adaptée à chaque image.

Une grandeur classiquement utilisée pour quantifier les performances d'un système d'imagerie entaché d'aberrations est le rapport de Strehl (ou SR pour « *Strehl ratio* »). Ce dernier est défini comme le rapport des valeurs centrales de la FEP du système en présence d'aberrations $h(0, 0)$ et de la FEP en l'absence d'aberrations $h_{Airy}(0, 0)$:

$$SR = \frac{h(0, 0)}{h_{Airy}(0, 0)}. \quad (2.1.11)$$

Dans le cas où les aberrations sont faibles, ce rapport peut être exprimé en fonction de la variance de la phase aberrante σ_ϕ^2 (exprimée en rad^2 RMS) :

$$SR = e^{-\sigma_\phi^2}. \quad (2.1.12)$$

Rappelons ici que la variance σ_X^2 d'une grandeur \mathbf{X} est définie par la relation :

$$\sigma_X^2 = \mathbb{E} [(\mathbf{X} - \mathbb{E}(\mathbf{X}))^2], \quad (2.1.13)$$

avec \mathbb{E} l'espérance mathématique. L'écart-type σ_X est défini comme la racine carrée de la variance σ_X^2 .

Ainsi, un rapport de Strehl proche de 1 sera associé à un instrument dans lequel les aberrations sont de faible amplitude, ce qui se traduit par une FEP proche d'une tâche d'Airy (associée à un instrument parfait). Plus le SR est éloigné de 1, moins les performances du système associé seront bonnes. Dans le cas de l'exemple présenté sur la figure 2.2, la FEP à droite de l'image correspond à un instrument pour lequel le rapport de Strehl est tel que $SR = 0,76$.

La FTO, définie comme étant la transformée de Fourier de la FEP (Eq. (2.1.5)), est également affectée par la présence d'aberrations, comme présenté sur la figure 2.3. Sur cette figure (à gauche) est représentée la FTO d'un système d'imagerie parfait, parfois appelée « chapeau chinois » en raison de sa forme. Remarquez que la fréquence de coupure (D/λ) est ici clairement visible. À droite de la figure 2.3, le tracé de la moyenne azimutale de cette FTO est comparée à celle d'une FTO associée à un système optique entaché de 50 nm RMS d'aberrations. On constate ici encore l'impact des aberrations, qui dégrade la qualité avec laquelle les différentes fréquences spatiales contenues dans l'objet observé sont restituées par l'instrument aberré.

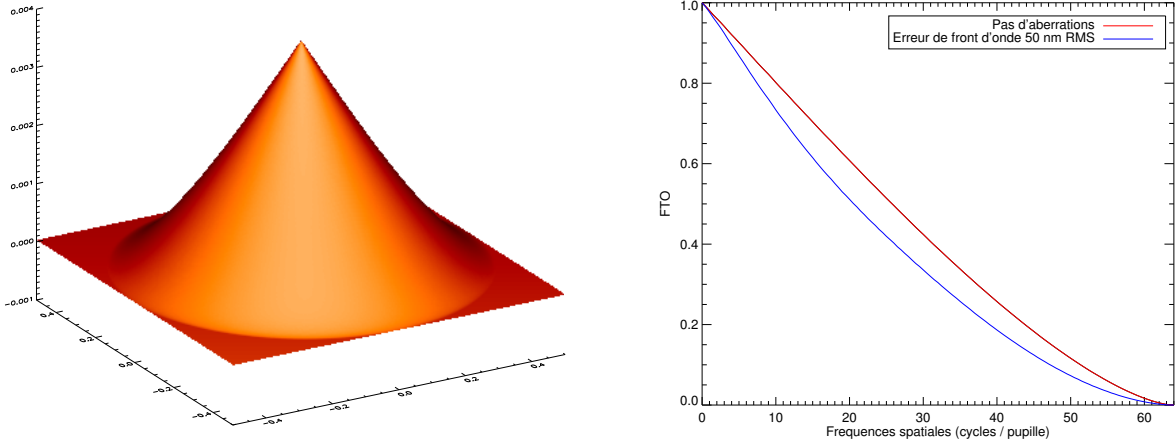


FIGURE 2.3 – FTO d'un instrument d'imagerie parfait (à gauche) à $\lambda = 635$ nm. A droite, tracé de la moyenne azimutale de cette FTO ainsi que celle de la FTO d'un instrument entaché de $\sigma_\phi = 50$ nm RMS d'aberrations.

2.1.2.2 Représentation des aberrations

Il existe différentes bases sur laquelle la phase aberrante peut être décomposée dans un plan pupille. L'une d'elle, couramment utilisée en optique, est la base des polynômes de Zernike (notée $\{Z_k\}_{k \in [1, \infty[}$) [44]. Cette base présente l'avantage d'être orthonormale sur le disque unité ; par ailleurs, ses premiers polynômes décrivent très bien les aberrations géométriques classiques d'un système optique telles que l'astigmatisme, la coma ou encore l'aberration sphérique, dont une représentation pourra être trouvée sur la figure 2.4. La décomposition de la phase ϕ dans la base $\{Z_k\}_{k \in [1, \infty[}$ s'écrit [44] :

$$\phi = \sum_{k=1}^{\infty} a_k Z_k \quad (2.1.14)$$

Avec a_k les coefficients associés aux polynômes Z_k de la base. Notez bien qu'en pratique, la sommation est limitée au nombre de coefficients a_k nécessaire pour décrire convenablement la phase aberrante ϕ . Les polynômes Z_k s'écrivent comme produit d'une fonction radiale $R_n^m(r)$ et d'une fonction azimutale $\Theta_n^m(\theta)$, soit :

$$Z_k = R_n^m(r) \Theta_n^m(\theta), \quad (2.1.15)$$

les fonctions radiale et azimutale étant définies telles que :

$$\Theta_n^m(\theta) = \begin{cases} \sqrt{n+1} & \text{si } m = 0 \\ \sqrt{2(n+1)} & \text{si } m \neq 0 \text{ et } k \text{ pair} \\ \sqrt{2(n+1)} & \text{si } m \neq 0 \text{ et } k \text{ impair} \end{cases} \quad (2.1.16)$$

$$R_n^m(r) = \sum_{s=0}^{(n-m)/2} \frac{(-1)^s (n-s)!}{s! \left[\frac{n+m}{2} - s\right]! \left[\frac{n-m}{2} - s\right]!} r^{-2s}.$$

Chaque polynôme est paramétré par son degré radial n ($n = 0, 1, \dots, +\infty$) et son degré azimutal m ($0 \leq m \leq n$). La figure 2.4 présente les premiers polynômes de Zernike pour différents degrés radiaux et azimutaux.

2.1.3 L'optique adaptative

2.1.3.1 Principe

L'impact de la turbulence atmosphérique sur les performances d'un système d'imagerie a été brièvement évoquée dans la section 1.2.2 du chapitre 1, où il a été dit que les masses d'air turbulentes constituant l'atmosphère induisaient des variations rapides de l'indice de réfraction local, engendrant autant de perturbations du front d'onde. À la lumière de ce qui a été présenté dans ce chapitre, nous pouvons maintenant considérer que la turbulence atmosphérique engendre une phase aberrante $\phi_{\text{turb}}(t)$ dans le plan pupille d'entrée du système optique. Cette aberration diffère des aberrations que nous évoquions précédemment (section 2.1.2) en ceci qu'elle n'est pas due aux imperfections du système optique lui-même. Par ailleurs, cette phase turbulente varie rapidement au cours du temps, contrairement aux aberrations propres du système optique qui varient lentement.

L'idée de mesurer la turbulence atmosphérique et de la corriger en temps réel apparaît en 1953 [34]. Toutefois, du fait des difficultés technologiques posées par la réalisation pratique d'une telle compensation, le premier système capable d'effectuer une correction en temps réel de la turbulence, COME-ON [45], ne verra le jour qu'en 1989. Ce système d'optique adaptative (OA), nom donné à la technique utilisée pour compenser en temps réel la turbulence atmosphérique sera le premier d'une longue liste au sein de laquelle se trouve entre autres le système d'OA NAOS [46] qui a permis de réaliser la première image d'exoplanète.

La figure 2.5 présente le principe de fonctionnement d'un système d'optique adaptative : une partie du faisceau principal entré dans le télescope est prélevée par une lame séparatrice et envoyée vers un analyseur de surface d'onde (ASO) qui va mesurer les aberrations. Cette mesure est envoyée à un calculateur temps réel (ou RTC pour « *Real-time calculator* »), qui, à partir de celle-ci, va calculer la commande à envoyer à un miroir déformable ou DM pour « *deformable mirror* » pour que ce dernier prenne une forme permettant de compenser les aberrations mesurées. Nous allons maintenant détailler chacune de ces trois étapes.

2.1.3.2 L'analyseur de front d'onde

On appelle analyseur de surface d'onde un instrument permettant de mesurer la phase aberrante. Il existe un grand nombre d'analyseurs de surface d'onde possédant chacun leurs avantages et inconvénients. Parmi eux, citons l'analyseur à pyramide [47] ou encore l'analyseur à courbure [48]. Une comparaison des différents concepts d'ASO dans le cas de l'imagerie à haut contraste peut être trouvée dans [49] ; nous ne nous intéresserons ici qu'à l'analyseur de Shack-Hartmann, qui est le plus couramment utilisé dans les systèmes d'OA et équipe en particulier l'instrument SPHERE. Cet ASO effectue une mesure des aberrations à partir de données acquises en plan pupille, et fait à ce titre partie de la catégorie des ASO plan-pupille.

Le principe de l'analyseur de front d'onde de type Shack-Hartmann est décrit sur la figure 2.6. Cet ASO consiste en une matrice de micro-lentilles qui, placée dans un plan conjugué de la pupille

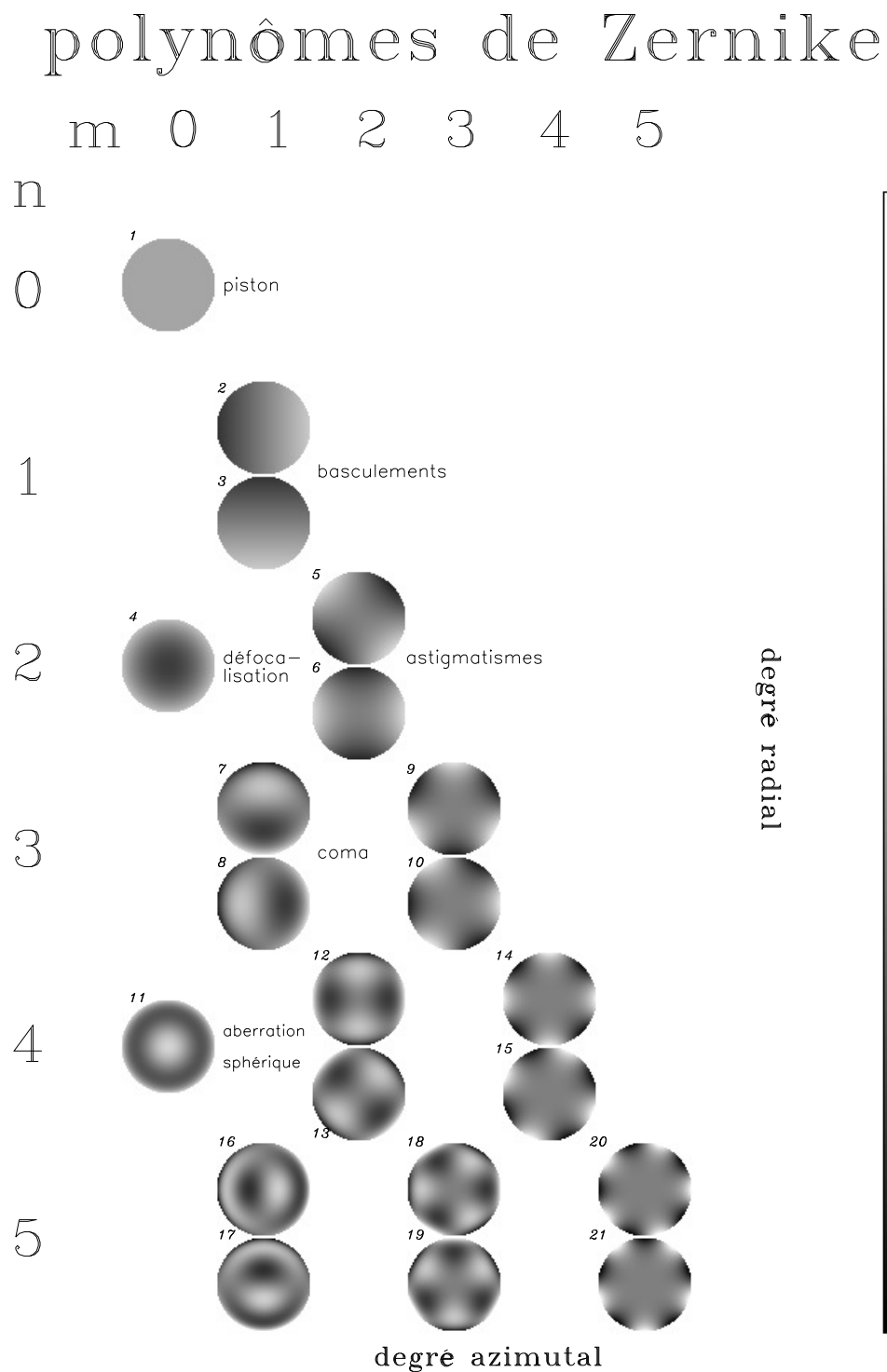


FIGURE 2.4 – Représentation des premiers modes de Zernike en fonction de leur degrés radiaux et azimuthaux. Les premiers polynômes de Zernike sont associé au nom de l’aberration optique qu’ils représentent.

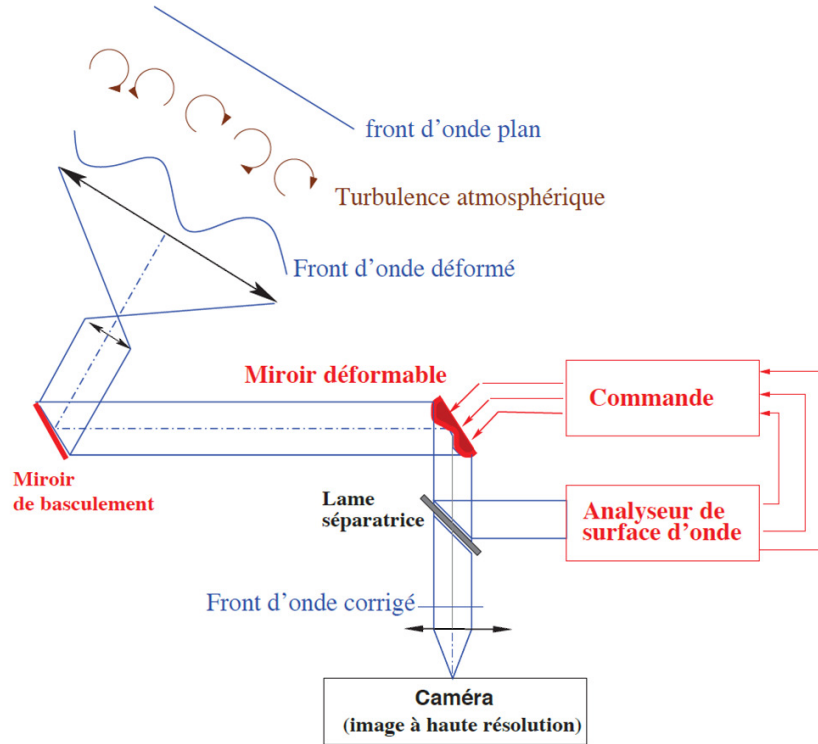


FIGURE 2.5 – Schéma illustrant le principe d'une boucle d'optique adaptative.

d'entrée du système, va permettre d'échantillonner le gradient spatial du front d'onde aberrant : ainsi, la position de chacune des images réalisées par la matrice de micro-lentilles va permettre de mesurer l'inclinaison locale du front d'onde. L'ensemble de ces inclinaisons locales, où pentes locales comme on les nommera par la suite (en les notant s), permet de reconstruire la phase aberrante ϕ .

2.1.3.3 Le miroir déformable

Le DM, généralement placé dans un plan conjugué de la pupille d'entrée du système, permet d'y introduire une aberration de phase ϕ_{DM} . Dans le cas de l'optique adaptative, cet instrument est utilisé pour corriger au mieux les aberrations mesurées par l'analyseur de front d'onde de la boucle d'OA. Tout comme les ASO, il existe plusieurs types de miroirs déformables fondés sur différentes technologies [50]. Un DM est classiquement composé d'une membrane réfléchissante sous laquelle se trouvent des actionneurs. On introduit l'aberration souhaitée avec le DM en modifiant la position de ces actionneurs qui déforment ainsi la membrane. Remarquez ici que plus le nombre d'actionneurs est important, plus l'on disposera de degrés de liberté pour reproduire au mieux l'aberration que l'on souhaite compenser.

Les actionneurs du DM sont contrôlés en appliquant sur ces derniers une tension v qui dépend de l'amplitude de l'aberration que l'on souhaite introduire. Nous noterons par la suite v le vecteur contenant l'ensemble des valeurs de tensions à appliquer aux différents actionneurs du DM. La transformation linéaire permettant de calculer la phase ϕ_{DM} introduite par le DM lors de l'application de tensions v sur ce dernier peut être décrite par la matrice F , traditionnellement appelée

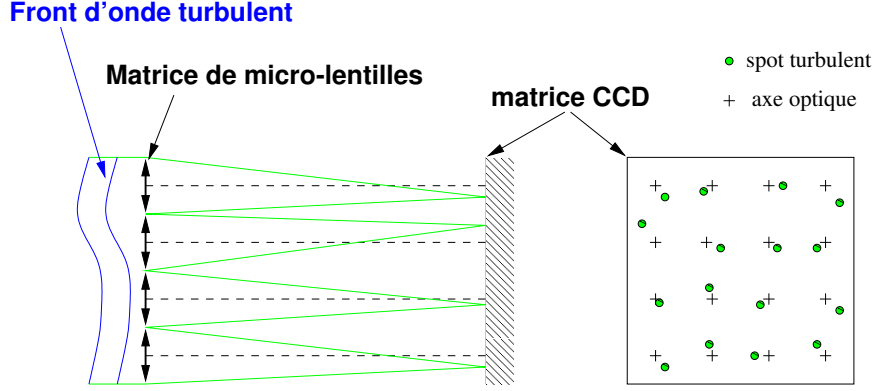


FIGURE 2.6 – Schéma de principe d'un analyseur de type Shack-Hartmann.

matrice d'influence :

$$\phi_{DM} = Fv \quad (2.1.17)$$

2.1.3.4 De la mesure à la compensation : la commande

Un système d'optique adaptative classique (SCAO pour « *single conjugated adaptive optics* ») peut être considéré comme une boucle d'asservissement dont le but est de minimiser la phase turbulente dans la pupille d'entrée de l'instrument. Concrètement, lorsque la boucle est fermée, on cherche à minimiser la phase aberrante en sortie de la boucle d'optique adaptative $\phi_{res} = \phi_{turb} - \phi_{corr}$ où $-\phi_{corr}$ représente la phase créée par le système d'OA pour corriger la phase ϕ_{turb} .

Toute la question est donc ici de savoir comment appliquer au DM les tensions v reproduisant au mieux les aberrations mesurées par l'ASO de la boucle sous forme de pentes s . Ces mesures sont entachées d'erreurs, dont les origines sont diverses, à commencer par l'ASO lui-même, qui est limité par plusieurs facteurs tels que le bruit de lecture, le bruit photonique inhérent à la mesure, l'aliasing présent dans chacune des micro-lentilles du Shack-Hartmann ou encore la bande passante de la boucle d'OA.

Dans le cas classique d'une commande réalisée à l'aide d'un intégrateur simple, les différentes sources d'erreurs sont partiellement absorbées par l'utilisation d'un gain $g < 1$ dans le processus itératif de correction des aberrations turbulentes. Dès lors, le vecteur de tensions v_i à appliquer au DM à l'itération i du processus peut être calculé à partir des tensions v_{i-1} appliquées au DM à l'itération précédente comme :

$$v_i = v_{i-1} - gCs_i. \quad (2.1.18)$$

C , appelée matrice de commande de la boucle d'OA, représente ici la transformation linéaire permettant de calculer les tensions v correspondant aux pentes s_i mesurées par l'ASO de la boucle :

$$v = Cs_i \quad (2.1.19)$$

Cette matrice de commande est calculée à partir de la matrice d'interaction D , elle-même traditionnellement obtenue par étalonnage : pour ce faire, on mesure les pentes associées au déplacement d'un actionneur sur lequel une tension connue est appliquée. Ces mesures sont ensuite rassemblées pour former la matrice D , qui permet de calculer les pentes s correspondant à un

vecteur de tension v quelconque appliqué sur le DM par la simple relation :

$$s = Dv \quad (2.1.20)$$

La matrice de commande C , qui doit permettre la transformation inverse, est alors traditionnellement calculée par inversion généralisée de la matrice D (pour les systèmes bas ordres) :

$$C = (D^t D)^\dagger D^t, \quad (2.1.21)$$

où t représente l'opération de transposition et \dagger représente l'inverse généralisée obtenue par décomposition en valeurs singulières (ou SVD pour « *Singular Value Decomposition* »). Lors du calcul de cette inverse, certaines de ces valeurs singulières peuvent prendre des valeurs très faibles. Aussi, pour éviter des problèmes de propagation de bruit lors de l'inversion, ces valeurs, ainsi que les modes propres du système qui y sont associés sont filtrés en tronquant la base de contrôle utilisée par la boucle d'OA. Ces modes filtrés correspondent à des modes pour lesquels la sensibilité de l'ASO est très mauvaise, autrement dit des aberrations particulières pour lesquels l'ASO ne mesure presque rien. A titre d'exemple, citons le premier mode de Zernike (voir figure 2.4), qui correspond à l'ajout d'une phase constante dans la pupille : lorsque l'on pousse de la même manière sur tous les actionneurs du DM, les pentes mesurées par l'ASO restent inchangées. Cette aberration n'étant pas mesurée par l'ASO, elle ne peut pas être pilotée par la boucle. Remarquez pour finir que le piston n'a aucun impact sur la qualité de la FEP. L'impossibilité de compenser cette aberration n'est donc pas préjudiciable pour les performances de l'instrument.

2.2 La coronagraphie

Les systèmes d'imagerie coronographique diffèrent des systèmes d'imagerie classique (dont il a été question jusqu'à maintenant) en ceci qu'ils doivent permettre d'atténuer le flux provenant d'une étoile afin de pouvoir imager une potentielle exoplanète. Dans cette section, après avoir décrit le principe de fonctionnement de ces systèmes, nous passerons en revue les différents modèles de coronographes existant. Pour finir, les outils permettant de modéliser finement un coronographe seront présentés.

2.2.1 Principe

La figure 2.7 présente le principe de fonctionnement d'un système d'imagerie coronographique. Dans ce dernier, le signal provenant de l'étoile présent dans la pupille d'entrée (plan A) est focalisé sur un masque coronographique (plan B) \mathcal{M} , qui va diffracter le signal hors de la pupille du système. Dans le plan pupille situé en aval du coronographe (plan C, appelé plan de Lyot) est ainsi disposé un second masque pupillaire (communément appelé diaphragme de Lyot, ou « Lyot Stop ») qui va bloquer la lumière provenant de l'étoile diffractée par le coronographe. De la sorte, sur le détecteur (plan D), on observe une image de l'étoile fortement atténuée (la majeure partie du signal ayant été supprimée par le coronographe). Dans la suite de cet ouvrage, nous noterons P_u et P_d les transmissions pupillaires respectives de la pupille d'entrée du système et du Lyot Stop, ainsi que D_u et D_d leurs diamètres respectifs (avec u pour « *upstream* » et d pour « *downstream* »). Notez ici que le diamètre D_d du Lyot Stop est naturellement inférieur ou égal à celui de la pupille

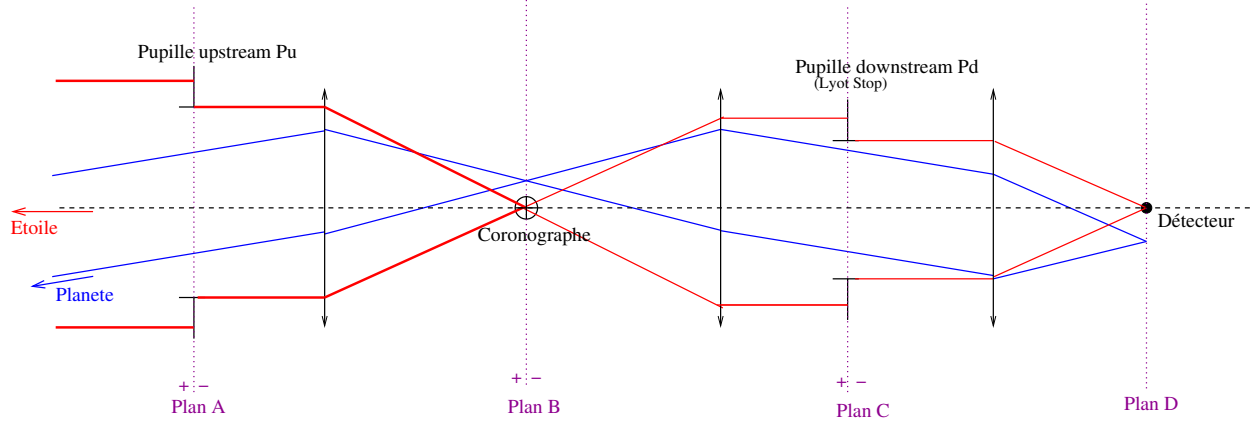


FIGURE 2.7 – Schéma de principe d'un système d'imagerie coronographique, utilisé pour atténuer le flux en provenance de l'étoile (rouge) sur le détecteur, afin de pouvoir y observer le signal provenant de la planète (bleu).

d'entrée D_u , de manière à ce que le Lyot Stop supprime bien la lumière diffractée hors de la pupille par le coronographe.

Si une planète orbite autour de l'étoile, le signal provenant de celle-ci passera à côté du coronographe (comme présenté sur la figure 2.7) et ne sera donc pas affecté par sa présence. Ainsi, sur le détecteur, le flux en provenance de cette planète ne sera pas atténué, contrairement à celui provenant de l'étoile.

Tout comme les systèmes d'imagerie classique, les systèmes d'imagerie coronographiques sont entachés d'aberrations. Toutefois, on distingue ici deux types d'aberrations :

- ◊ Les aberrations situées en amont du coronographe, dites aberrations « *upstream* » ϕ_u : ces aberrations, décrites dans la pupille d'entrée du système (plan A) sont les plus problématiques. Ces dernières vont en effet dégrader les performances du coronographe et provoquer l'apparition de résidus lumineux (speckles) sur le détecteur, rendant difficile (voire impossible) d'y observer une planète.
- ◊ Les aberrations situées en aval du coronographe, dites aberrations « *downstream* » ϕ_d . Ces aberrations, créées par les éléments situés entre le coronographe et le détecteur, sont décrites dans le plan de Lyot. Ces aberrations ont un impact sur la structure du signal résiduel présent dans le plan focal, sans toutefois créer un signal parasite supplémentaire, contrairement aux aberrations ϕ_u .

Comme nous l'avons déjà évoqué plus haut, ces aberrations ont des origines diverses, au nombre desquelles on compte la turbulence atmosphérique, qui, dans le cas de l'imagerie depuis le sol, engendre des aberrations turbulentes $\phi_{\text{turb}}(t)$ en entrée du système. Ces aberrations, qui varient rapidement au cours du temps, sont corrigées par la boucle d'optique adaptative (voir section 2.1.3).

Une fois la turbulence corrigée, les systèmes d'imagerie à haut contraste sont limités par la présence d'aberrations quasi-statiques ϕ_u en amont du coronographe (voir la section 1.2.3 du chapitre 1) donnant naissance à des résidus lumineux en plan focal qui vont limiter fortement le contraste sur le détecteur scientifique. Dans le cas d'un système d'imagerie à haut contraste situé au sol,

couplé à une boucle d’OA, la mesure des aberrations est réalisée en prélevant une partie du faisceau principal à l’aide d’une lame semi-réfléchissante située en amont du coronographe pour le renvoyer vers l’ASO (comme représenté sur la figure 2.5). Par conséquent, les aberrations situées entre cette lame et le coronographe ne peuvent être mesurées par l’ASO, et par conséquent ne peuvent être compensées par la boucle d’OA. Ces aberrations, appelées traditionnellement aberrations « non-communes » (ou NCPA pour « *Non-Common Path Aberrations* ») sont aujourd’hui la source de limitation principale des performances des instruments dédiés à l’imagerie d’exoplanètes depuis le sol.

Dans ce manuscrit, nous nous intéresserons exclusivement à la mesure et la compensation de ces aberrations quasi-statiques dans le but d’optimiser le contraste obtenu sur le détecteur d’un instrument d’imagerie coronographique. Nous définissons ici le contraste comme l’intensité normalisée tel que :

$$\mathcal{C}(\gamma_r, \gamma_\theta) = \frac{i_c(\gamma_r, \gamma_\theta)}{i(0, 0)}, \quad (2.2.1)$$

avec i_c l’image coronographique et $i(0, 0)$ l’intensité de la FEP du système sans coronographe sur l’axe. L’un des moyens traditionnellement utilisés pour évaluer des performances d’un système d’imagerie coronographique est l’analyse du profil de contraste moyen $\bar{\mathcal{C}}(\gamma_r)$ obtenu sur le détecteur, qui correspond à une moyenne circulaire de $\mathcal{C}(\gamma_r, \gamma_\theta)$.

2.2.2 Les modèles de coronographes

Les divers types de masques coronographiques existant aujourd’hui reposent sur des concepts variés : certains occultent une partie du signal provenant de l’étoile dans le plan focal, d’autres déphasent une partie du signal pour atténuer le flux en provenance de l’étoile par interférences destructives. Toutefois, bien que les techniques diffèrent, l’objectif recherché est toujours le même, à savoir modifier le signal provenant de l’étoile de manière à minimiser la quantité de flux provenant de l’étoile à l’intérieur du Lyot Stop. Cette section présente quelques types de coronographes pour lesquels nous présenterons les répartitions d’intensité dans les différents plans du système d’imagerie coronographique (plans A, C et D sur la figure 2.7). Afin d’illustrer l’impact des aberrations sur les performances du système, ces répartitions d’intensité seront calculées en présence d’une phase aberrante ϕ_u en amont du coronographe d’amplitude 30 nm RMS. Par ailleurs, ces simulations ont été réalisées avec un Lyot Stop de diamètre $D_d = 0,99D_u$.

2.2.2.1 Le coronographe de Lyot

Il s’agit du premier modèle de coronographe, créé à l’origine par Bernard Lyot pour observer la couronne solaire [28]. Ce coronographe, dont le design est présenté sur la figure 2.8, permet d’occulter la partie centrale de la FEP (qui concentre le plus d’énergie). Il est composé d’une simple pastille occultante dont la taille fait classiquement quelques λ/D . La transmission t de ce masque coronographique vaut 0 à l’intérieur de la pastille et 1 en dehors.

Dans le plan de Lyot, situé en aval du coronographe, la lumière provenant de l’étoile est rejetée en dehors du Lyot Stop, comme présenté en haut de la figure 2.9. Rémi Soummer *et al.*[51] ont montré que l’usage d’un apodiseur placé dans la pupille d’entrée du système d’imagerie permettait d’optimiser les performances du coronographe de Lyot. On parle alors de coronographe de Lyot

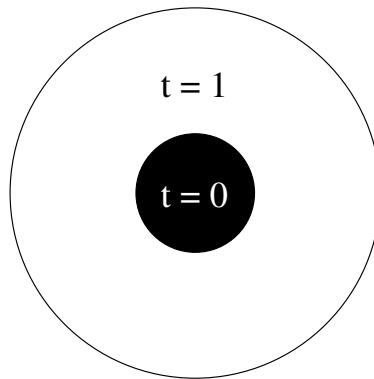


FIGURE 2.8 – Représentation schématique d'un coronographe de Lyot

apodisé (ou ALC pour « *Apodized Lyot coronagraph* »). La figure 2.9 (en haut à gauche) présente un exemple d'apodiseur utilisé avec un coronographe de Lyot.

L'impact des aberrations est ici visible dans la répartition d'intensité dans le plan du Lyot Stop (figure 2.9) : ces aberrations sont en effet reponsables de la présence de signal lumineux à l'intérieur de la pupille, ce qui se traduit par la présence d'un signal lumineux résiduel important sur l'image coronographique obtenue sur le détecteur (figure 2.9, en haut à droite). L'impact des aberrations est quantifié par le tracé des profils de contraste moyen (figure 2.9, en bas). Sur celui-ci, la différence de contraste obtenu avec et sans aberration est notable (elle est par exemple de l'ordre de 10^2 à $10\lambda/D$).

Ce modèle de coronographe fait aujourd'hui parti des plus répandus (il équipe notamment les instruments SPHERE et GPI). Il présente plusieurs avantages, à commencer par sa réalisation, notablement plus simple que celle des coronographes à masque de phase, tout en permettant d'atteindre de hautes valeurs de contraste sur le détecteur, comme l'ont montré des travaux concernant le couplage de ce coronographe à une fonction de transmission pupillaire optimisée [52]. L'un des inconvénients de ce coronographe réside dans son chromatisme, le diamètre optimal de la pastille occultante étant fonction de la longueur d'onde ; toutefois, l'utilisation d'une fonction d'apodisation adaptée permet de réduire l'impact du chromatisme [53]. Enfin, remarquons que ce coronographe ne peut être utilisé pour observer les planètes orbitant trop proche de leurs étoiles hôtes, dans la mesure où elles seront également masquées par la pastille occultante. Un tel comportement est visible sur le tracé des profils de contraste moyen (en bas de la figure 2.9) : proche de l'axe optique, entre $0\lambda/D$ et $2\lambda/D$ (ce qui correspond au rayon du coronographe utilisée pour cette simulation), on peut constater que les aberrations n'ont quasiment pas d'impact sur le contraste en plan focal. De manière analogue, une planète présente dans cette zone serait occultée par le coronographe de Lyot.

2.2.2.2 Le coronographe Roddier & Roddier

Premier coronographe à masque de phase créé, il repose sur le déphasage de la partie centrale de la FEP [54, 55, 56]. Le masque, présenté sur la figure 2.10, consiste en une pastille dont le diamètre angulaire vaut $1,06\lambda/D$. Le signal passant au travers de cette pastille subit un déphasage de $\Delta\phi = \pi$.

Le phénomène d'interférences destructives ainsi engendré permet de rejeter la lumière hors

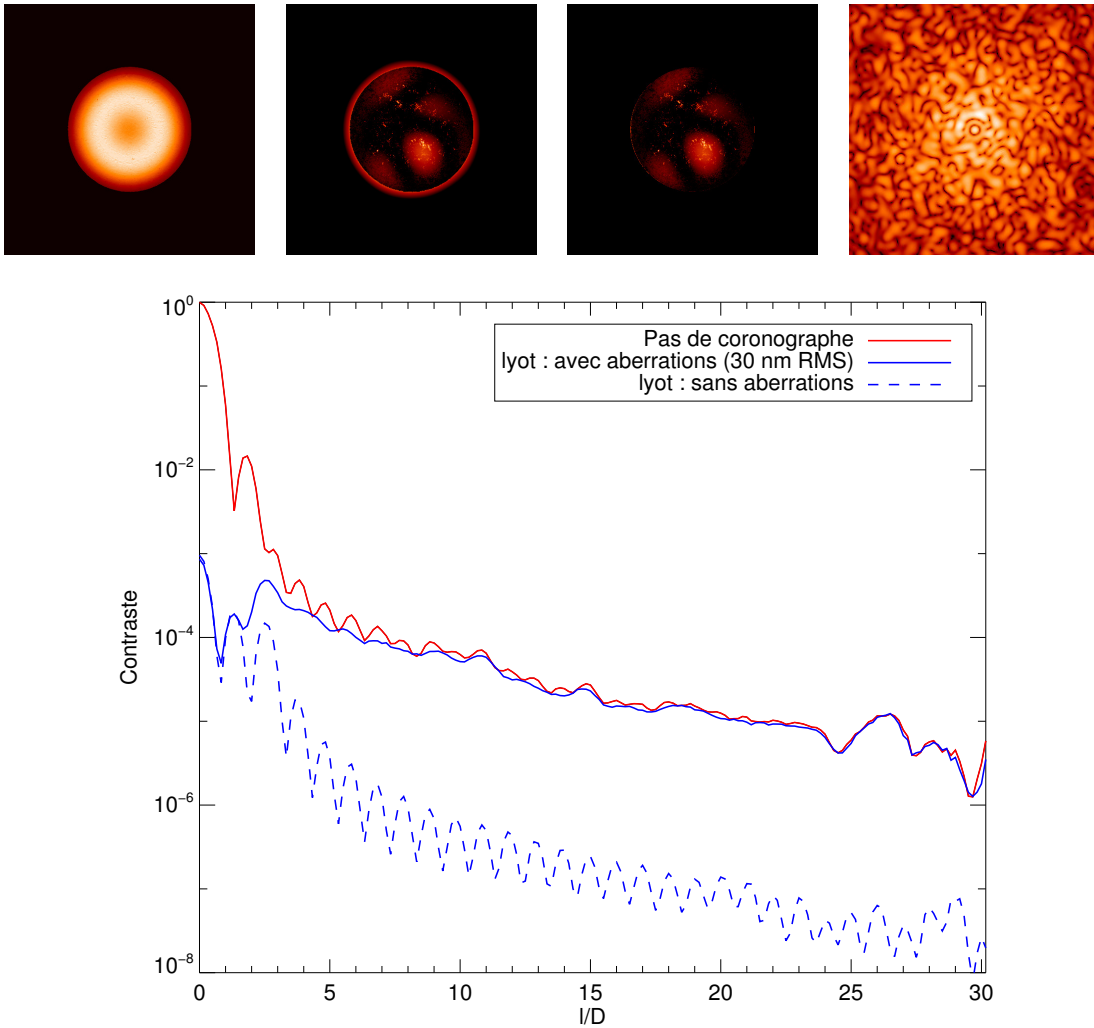


FIGURE 2.9 – En haut, de gauche à droite : répartition d'intensité dans un système d'imagerie équipé d'un coronographe ALC en entrée du système (plan A), avant et après passage par le Lyot Stop (plan C), et sur le détecteur (plan D). En bas, tracé des profils de contraste moyens en l'absence de coronographe (rouge) et avec un coronographe ALC (bleu). Pour comparaison, le profil de contraste moyen calculé en l'absence d'aberration en amont du coronographe est également tracé (traits tiretés bleu).

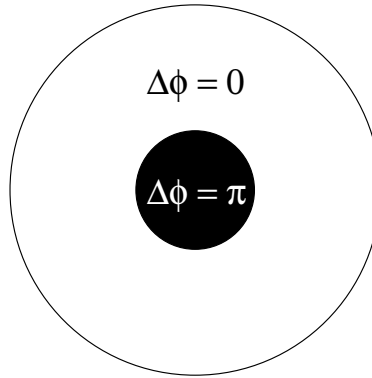


FIGURE 2.10 – Représentation schématique d'un coronographe de Roddier & Roddier.

de la pupille dans le plan de Lyot, comme présenté sur la figure 2.11 (en haut). Tout comme le coronographe de Lyot, il a été montré que l'utilisation d'une apodisation adaptée permettait d'optimiser les performances de ce coronographe [51]. On parle alors de coronographe de Roddier & Roddier Apodisé (ou ARPM pour « *Apodized Roddier & Roddier phase mask* »). Notons toutefois que contrairement au coronographe de Lyot, où la forme de la fonction d'apodisation varie selon le besoin, une unique fonction d'apodisation est utilisée avec le coronographe de Roddier & Roddier, à savoir la fonction spéroïdale de prolate d'ordre 0 [57], présentée en haut à gauche de la figure 2.11. L'utilisation d'une telle apodisation permet de supprimer totalement la lumière provenant de l'étoile dans le plan du détecteur (le faible résidu visible sur le tracé des profils en bas de la figure 2.11 est dû à la précision numérique de la simulation). L'impact des aberrations est ainsi d'autant plus flagrant avec ce coronographe ; celui-ci est nettement visible sur la répartition d'intensité dans le Lyot Stop, présenté sur la figure 2.11, où les résidus lumineux situés à l'intérieur de la pupille correspondent aux aberrations présentes en amont du coronographe. Comme dans le cas du coronographe de Lyot, ces aberrations créent un important résidu dans le plan focal (en haut à gauche de la figure 2.11), dégradant fortement le contraste obtenu sur le détecteur comme en atteste, sur les profils de contraste moyen, la différence entre le profil calculé à partir de l'image entachée de speckles et le profil idéal (pas d'aberrations).

Contrairement au coronographe de Lyot, le coronographe de Roddier & Roddier, fondé sur le déphasage d'une portion du faisceau incident, devrait permettre d'observer une planète gravitant près de son étoile hôte. Toutefois, ce coronographe souffre d'un double chromatisme : en effet, la taille optimale de la pastille déphasante ainsi que la différence de marche à introduire dépendent de la longueur d'onde. Ainsi, les performances de ce coronographe, qui se dégradent extrêmement rapidement avec la longueur d'onde, ne permettent pas de l'utiliser sur le ciel.

2.2.2.3 Le coronographe à quatre quadrants

Egalement fondé sur le déphasage d'une partie de la FEP en plan focal, le coronographe à quatre quadrants (ou FQPM pour « *Four quadrant phase mask* ») se distingue du coronographe de Roddier & Roddier par son design, présenté sur la figure 2.12. Ce masque est en effet constitué de quatre quadrants, dont deux induisent un déphasage de $\Delta\phi = \pi$ [58, 59, 60, 61].

Grâce à ce design, on s'affranchit du chromatisme lié à la taille de la pastille déphasante dont souffrait le coronographe de Roddier & Roddier. Ce coronographe reste affecté par le chromatisme

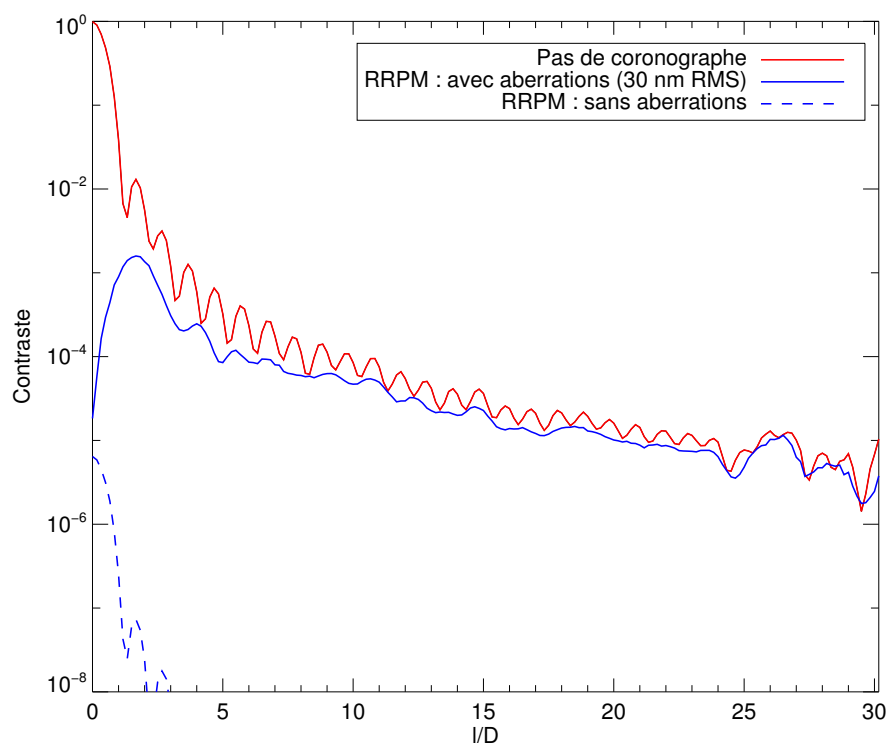
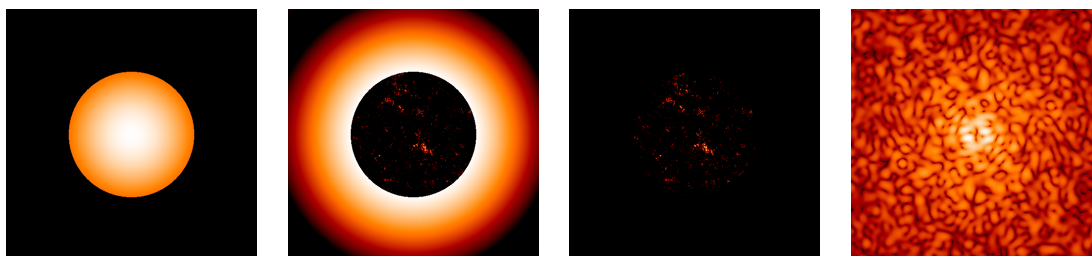


FIGURE 2.11 – En haut, de gauche à droite : répartition d'intensité dans un système d'imagerie équipé d'un coronographe ARPM en entrée du système (plan A), avant et après passage par le Lyot Stop (plan C), et sur le détecteur (plan D). En bas, tracé des profils de contraste moyens en l'absence de coronographe (rouge) et avec un coronographe ARPM (bleu). Pour comparaison, le profil de contraste moyen calculé en l'absence d'aberration en amont du coronographe est également tracé (traits tiretés bleu).

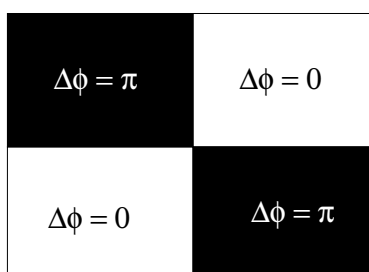


FIGURE 2.12 – Représentation schématique d'un coronographe à quatre quadrants.

CHAPITRE 2. OUTILS ET MÉTHODES

lié au déphasage introduit par les quadrants, qui dépend de la longueur d'onde ; toutefois, l'utilisation de matériaux biréfringents [62] permet de réduire cette dépendance, atténuant ainsi l'impact du chromatisme sur le contraste obtenu en plan focal. La répartition d'intensité dans le plan de Lyot et sur le détecteur présentée sur la figure 2.13 illustre ici encore la très grande sensibilité du système d'imagerie coronographique à la présence d'aberrations. La comparaison entre les profils de contraste moyen calculé avec et sans aberration permet de constater une chute importante du contraste obtenue en plan focal, qui atteint 10^3 à $5\lambda/D$.

2.2.2.4 Conclusion sur les coronographes

Il existe plusieurs autres types de coronographes, dont le coronographe de type vortex [63, 64, 65, 66], forme continue du coronographe à quatre quadrants qui doit son nom à la structure du masque, qui permet d'introduire un vortex de phase en plan focal. Ce coronographe a permis d'imager les exoplanètes orbitant autour de l'étoile HR8799 [67] (voir le chapitre 1). Citons également le coronographe double zone, version achromatisée du coronographe de Roddier & Roddier [68, 69].

Les trois coronographes présentés précédemment permettent de constater que le choix du modèle de coronographe possède un impact certain sur la structure de l'image : ainsi, pour une même phase aberrante ϕ_u , on observe des répartitions d'intensité différentes dans le plan de Lyot et sur le détecteur selon que le coronographe utilisé soit un coronographe de Lyot apodisé (figure 2.9), un coronographe de Roddier & Roddier apodisé (figure 2.11) ou un coronographe à quatre quadrants (figure 2.13).

Enfin, constatez ici que l'efficacité des coronographes chute rapidement en présence d'aberrations. Ainsi, afin d'optimiser le contraste sur le détecteur pour rendre possible l'imagerie d'un objet aussi peu lumineux qu'une exoplanète, il est nécessaire de les mesurer pour pouvoir compenser au mieux ces aberrations. Nous avons en particulier pu voir, dans cette section, l'impact notable qu'avait une phase aberrante d'amplitude 30 nm RMS en amont du coronographe. D'après l'équation 2.1.12, une telle amplitude correspond, en l'absence de coronographe, à un rapport de Strehl de 91% ce qui, en imagerie classique, correspond à un instrument de bonne qualité optique. On met ainsi en évidence les performances extrêmes requises par l'imagerie à haut contraste.

2.2.3 Modèle de formation d'images coronographiques

Dans la section 2.1.1 a été donnée l'expression de l'image observée sur le détecteur en fonction de l'objet observé et de la FEP de l'instrument utilisé pour l'observation. De manière analogue, il est possible de construire un modèle de formation d'images coronographiques, associé à un instrument d'imagerie dont le principe est représenté sur la figure 2.7. Ce type d'instrument est toutefois plus complexe qu'un instrument d'imagerie classique ; en particulier, la présence du coronographe, qui n'affecte que les objets se trouvant sur l'axe optique rend le modèle de formation d'images associé non convolutif.

On modélise une image coronographique i_c de la manière suivante :

$$i_c = \alpha h_{\text{det}} \star h_c(\phi_u, \phi_d) + o \star h_{nc}(\phi_u + \phi_d) \star h_{\text{det}} + n. \quad (2.2.2)$$

Cette expression est composée de deux termes distincts (en plus du bruit de mesure n) : le premier, $\alpha h_{\text{det}} \star h_c(\phi_u, \phi_d)$, représente l'image d'un objet ponctuel émettant un flux α situé sur l'axe

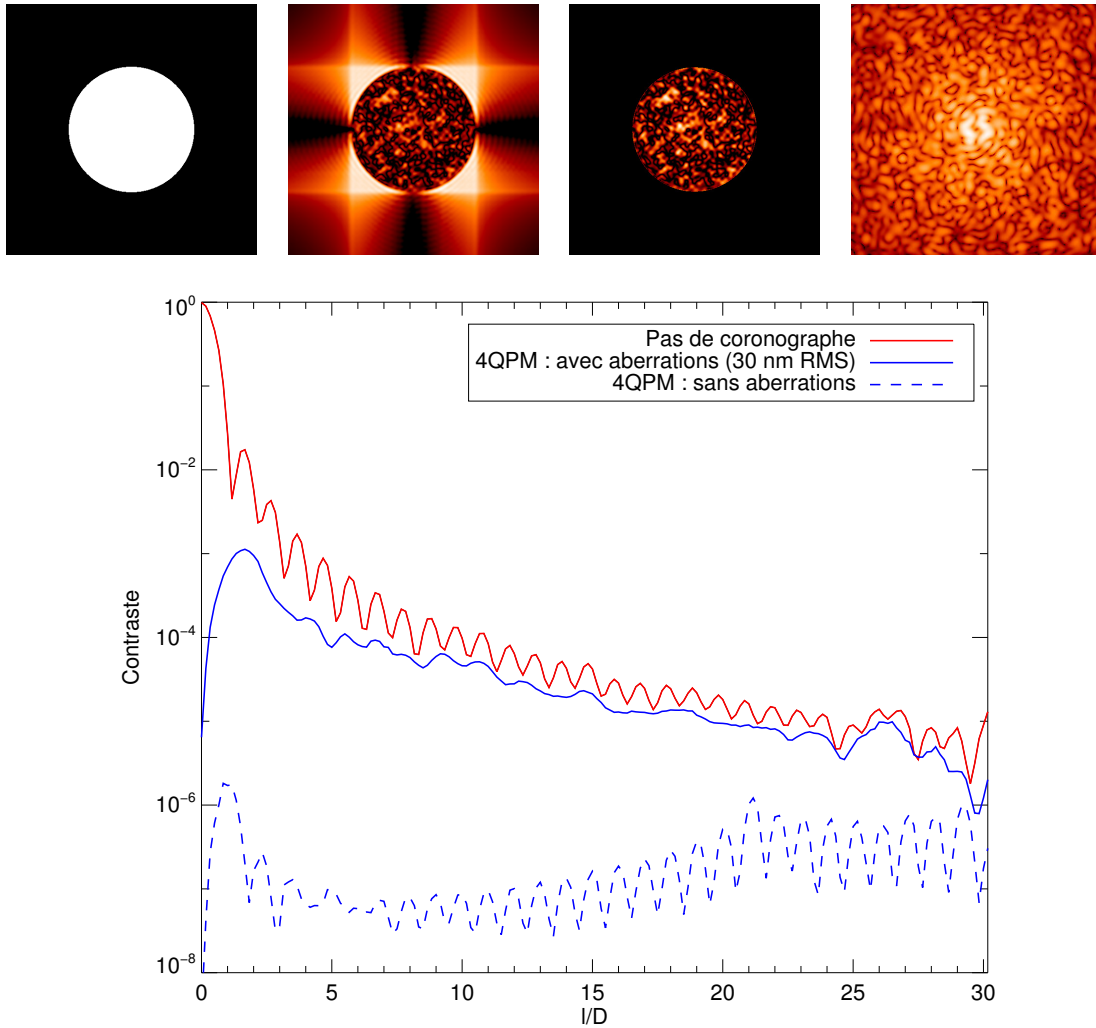


FIGURE 2.13 – En haut, de gauche à droite : répartition d'intensité dans un système d'imagerie équipé d'un coronographe FQPM en entrée du système (plan A), avant et après passage par le Lyot Stop (plan C), et sur le détecteur (plan D). En bas, tracé des profils de contraste moyens en l'absence de coronographe (rouge) et avec un coronographe FQPM (bleu). Pour comparaison, le profil de contraste moyen calculé en l'absence d'aberration en amont du coronographe est également tracé (traits tiretés bleu).

CHAPITRE 2. OUTILS ET MÉTHODES

optique, qui sera donc affecté par la présence du coronographe. $h_c(\phi_u, \phi_d)$ peut être considérée comme la FEP coronographique de l'instrument, *i.e.* l'image d'un objet ponctuel observé avec un système d'imagerie coronographique.

Le second terme de cette expression, $o \star h_{nc}(\phi_u + \phi_d) \star h_{det}$, correspond à l'image donnée par le système d'un objet o situé dans le champ. Cet objet n'étant pas affecté par la présence du coronographe (qui ne « voit » que les objets situés sur l'axe optique), on retrouve ici le modèle de formation d'image associé à un système d'imagerie classique (Eq. (2.1.7)). $h_{nc}(\phi_u + \phi_d)$ correspond à la FEP du système d'imagerie décrit sur la figure 2.7 en l'absence de coronographe dont l'expression est donnée par l'équation (2.1.4). Remarquez qu'en l'absence du coronographe, il est impossible de faire la différence entre les aberrations ϕ_u et ϕ_d . Le système associé devient alors un système d'imagerie classique entaché des aberrations $\phi = \phi_u + \phi_d$.

Remarquez que ce modèle de formation d'images coronographiques a déjà été utilisé avec succès par M. Ygouf [38] dans le cadre du développement d'une méthode de post-traitement dédiée aux images coronographiques (voir la section 1.2.4 du chapitre 1).

Dans la suite de cet ouvrage, nous nous intéresserons exclusivement au cas de l'observation d'un unique objet non résolu situé sur l'axe optique (pas d'objet dans le champ) avec un système d'imagerie coronographique. Le modèle de formation d'images associé s'écrit donc :

$$i_c = \alpha h_{det} \star h_c(\phi_u, \phi_d) + n. \quad (2.2.3)$$

Afin de disposer d'une expression analytique de l'image coronographique i_c en fonction des aberrations ϕ_u et ϕ_d , il est nécessaire de connaître la FEP coronographique h_c du système. L'expression du champ en entrée du système d'imagerie (plan A sur la figure 2.7) est analogue à celle donnée par l'équation (2.1.10) :

$$\psi_A = P_u e^{i\phi_u + \xi}, \quad (2.2.4)$$

où ξ représente les aberrations d'amplitude présentes dans la pupille d'entrée du système. L'expression du champ dans le plan du masque coronographique (plan B sur la figure 2.7) se calcule par transformée de Fourier :

$$\Psi_B = \mathcal{F}(P_u e^{i\phi_u + \xi}) \mathcal{M}. \quad (2.2.5)$$

\mathcal{M} désigne ici la fonction de transmission du masque coronographique, qui dépend du modèle de coronographe utilisé, comme détaillé dans la section précédente. L'expression du champ électrique juste avant son passage dans la pupille de Lyot (plan C sur la figure 2.7) s'écrit ainsi :

$$\psi_C^- = \mathcal{F}^{-1} [\mathcal{F}(P_u e^{i\phi_u + \xi}) \mathcal{M}]. \quad (2.2.6)$$

Le passage par la pupille de Lyot se traduit par l'apparition, dans l'expression du champ électrique, de la fonction de transmission pupillaire P_d ainsi que des aberrations downstream ϕ_d :

$$\psi_C = \mathcal{F}^{-1} [\mathcal{F}(P_u e^{i\phi_u + \xi}) \mathcal{M}] P_d e^{i\phi_d}. \quad (2.2.7)$$

Une transformée de Fourier nous permet d'obtenir l'expression du champ électrique sur le détecteur scientifique (plan D sur la figure 2.7) :

$$\psi_D = \mathcal{F}\{\mathcal{F}^{-1} [\mathcal{F}(P_u e^{i\phi_u + \xi}) \mathcal{M}] P_d e^{i\phi_d}\}. \quad (2.2.8)$$

La FEP coronographique du système est, comme dans le cas non coronographique (imagerie classique), le module carré du champ sur le détecteur, soit :

$$h_c = |\mathcal{F}\{\mathcal{F}^{-1} [\mathcal{F}(P_u e^{i\phi_u + \xi}) \mathcal{M}] P_d e^{i\phi_d}\}|^2. \quad (2.2.9)$$

2.2.4 Modélisation numérique fine des coronographes de type Lyot

Il est possible de modéliser numériquement une image coronographique i_c à partir des aberrations ϕ_u et ϕ_d présentes dans le système d'imagerie en utilisant l'équation (2.2.3). Une telle opération requiert toutefois de calculer la FEP coronographique h_c , donnée par l'équation (2.2.9).

Les transformées de Fourier présentes dans cette équation sont représentées numériquement par des transformées de Fourier discrètes (TFD), classiquement calculées par l'algorithme de « *Fast Fourier Transform* » (FFT) [70], qui permet d'optimiser le temps de calcul d'une TFD. Cet algorithme n'est toutefois valable que si le tableau considéré et sa transformée de Fourier ont la même taille. Par ailleurs, cet algorithme impose un lien entre les échantillonnages spatiaux effectués dans les espaces réels et de Fourier.

Dans le cas de la simulation numérique d'images, ces conditions se traduisent par un lien entre diamètre de la pupille (en pixels) et échantillonnage e en plan focal. Considérons le cas du calcul, d'une FEP dans un tableau de côté N (en pixels) possédant un échantillonnage e (qui doit être supérieur ou égal à 2 pour satisfaire le théorème de Shannon, comme mentionné dans la section 2.1.1) à partir d'un tableau contenant une pupille de diamètre D (en pixels). Afin de pouvoir calculer cette FEP par FFT, le diamètre D de la pupille doit être tel que :

$$D = \frac{N}{e} \quad (2.2.10)$$

Dans le cas de la simulation d'une FEP coronographique, il est nécessaire de modéliser le masque coronographique \mathcal{M} , situé en plan focal. Considérons le cas du coronographe de Roddier & Roddier : comme on l'a vu précédemment, ce coronographe est constitué d'une pastille de diamètre angulaire $1,06\lambda/D$ déphasant de π le signal qui la traverse. Lors de la simulation numérique, dans le cas d'un calcul par FFT, le diamètre de cette pastille sera de $1,06e$ pixels. Dans le cas où $e = 2$ (suffisant pour conserver la totalité de l'information dans l'image), cette pastille déphasante aura un diamètre de 2,12 pixels, ce qui est loin d'être suffisant pour représenter avec précision un objet circulaire sur une grille de pixels carrés. Remarquez que le même problème se pose avec le coronographe de Lyot, qui consiste en une pastille opaque masquant le centre de la FEP. Le diamètre de cette pastille (typiquement quelques λ/D), rend également toute modélisation fine du masque coronographique \mathcal{M} associé impossible pour des valeurs d'échantillonnage e faibles.

L'utilisation de FFT pour simuler des FEP coronographiques apparaît dès lors assez contraignante : en effet, pour les coronographes dont les masques sont composés d'éléments de petites tailles dans le plan focal (tels que le coronographe de Lyot ou le coronographe de Roddier & Roddier), une modélisation propre de la chaîne d'imagerie coronographique ne peut être réalisée qu'en utilisant de fortes valeurs d'échantillonnage dans le plan du masque coronographique (plan B sur la figure 2.7). Or, d'après l'équation (2.2.10), cette valeur d'échantillonnage est liée au diamètre de la pupille d'entrée du système, qui doit lui-même avoir une taille suffisante pour permettre de décrire convenablement les aberrations entachant le système d'imagerie. Dès lors, la seule solution pour simuler des FEP coronographiques (pour les coronographes de Lyot et de Roddier & Roddier) est de travailler avec des tableaux de grande taille (N grand), permettant d'avoir à la fois un diamètre pupillaire assez grand et une forte valeur d'échantillonnage pour modéliser finement les masques coronographiques. Remarquez toutefois que cette solution est elle-même peu satisfaisante, dans la mesure où elle requiert des temps de calcul extrêmement longs, du fait de la taille des tableaux manipulés.

CHAPITRE 2. OUTILS ET MÉTHODES

Une autre approche pour simuler finement des FEP coronographiques a été développée par R. Soummer *et al.* [71]. Reprenons l'expression du champ électrique Ψ_B dans le plan focal où se trouve le masque coronographique donné par l'équation (2.2.5) :

$$\Psi_B = \mathcal{F}(\psi_A)\mathcal{M}. \quad (2.2.11)$$

Dans le cas d'un coronographe de Lyot, le masque \mathcal{M} est tel que :

$$\mathcal{M}(\gamma_r) = \begin{cases} 0 & \text{si } \gamma_r \leq d_{Lyot}/2 \\ 1 & \text{sinon} \end{cases} \quad (2.2.12)$$

Rappelons que γ_r représente la coordonnée radiale dans le plan focal. d_{Lyot} est le diamètre de la pastille constituant le coronographe de Lyot. Nous définissons le masque M tel que $M = 1 - \mathcal{M}$. L'équation (2.2.5) peut alors se réécrire sous la forme :

$$\Psi_{B_{Lyot}} = \mathcal{F}(\psi_A)(1 - M). \quad (2.2.13)$$

Dans le cas d'un coronographe de Roddier & Roddier, le masque coronographique \mathcal{M} déphase le signal passant dans une pastille de diamètre $1,06\lambda/D$. Comme précédemment, nous définissons un masque M décrivant la forme du masque coronographique : M vaut 1 à l'intérieur de la pastille déphasante, et 0 en dehors. Dans le cas du coronographe de Roddier & Roddier, le champ Ψ_B peut s'écrire :

$$\Psi_{B_{RRPM}} = \mathcal{F}(\psi_A)(1 - (1 - e^{j\Delta\phi})M). \quad (2.2.14)$$

Le déphasage induit par la pastille étant de $\Delta\phi = \pi$ pour un coronographe de Roddier & Roddier, on obtient :

$$\Psi_{B_{RRPM}} = \mathcal{F}(\psi_A)(1 - 2M). \quad (2.2.15)$$

Les coronographes de Lyot ou de Roddier & Roddier possèdent un design similaire ; on parle ainsi parfois de coronographe « type Lyot » pour désigner ces coronographes fondés sur une pastille de petite dimension qui déphase ou occulte la partie centrale de la FEP. Pour ces coronographes, l'expression du champ Ψ_B peut être écrite, sans perte de généralité, sous la forme :

$$\Psi_B = \mathcal{F}(\psi_A)(1 - \epsilon M), \quad (2.2.16)$$

où ϵ est un scalaire valant 1 pour un coronographe de Lyot et 2 pour un coronographe de Roddier et Roddier. M est un masque binaire qui vaut 1 à l'intérieur de la pastille (déphasante ou occultante) et 0 sinon. Les expressions des champs dans le plan de Lyot ψ_c et sur le détecteur Ψ_D s'écrivent alors simplement comme :

$$\psi_C = \psi_A - \epsilon \mathcal{F}^{-1} [\mathcal{F}(\psi_A)M] P_d e^{i\phi_d}, \quad (2.2.17)$$

et :

$$\Psi_D = \mathcal{F}(\psi_A) - \epsilon \mathcal{F} \{ \mathcal{F}^{-1} [\mathcal{F}(\psi_A)M] P_d e^{i\phi_d} \}. \quad (2.2.18)$$

On peut remarquer ici que le calcul du champ Ψ_D ne requiert la connaissance du terme $\mathcal{F}(\psi_A)$ qu'à l'intérieur du masque M , qui n'est non nul qu'à l'intérieur du coronographe. La méthode proposée par R. Soummer *et al.* [71] est fondée sur ce constat : celle-ci consiste à ne calculer la transformée de Fourier du champ ψ_A qu'aux endroits où le masque M est non nul. Une telle opération est réalisée en calculant la transformée de Fourier sous forme matricielle (ou MFT pour « *Matrix Fourier Transform* »), en sur-échantillonnant fortement le masque coronographique, ce qui permet une modélisation numérique précise des coronographes type Lyot.

2.3 Contrôle des aberrations quasi-statiques dans les systèmes d'imagerie à haut contraste

L'importance du contrôle (estimation et compensation) des aberrations quasi-statiques, qui limitent fortement les performances des systèmes d'imagerie à haut contraste a été plusieurs fois évoquée au cours de ce chapitre. Comme il a déjà été dit précédemment, l'usage d'un ASO situé sur une voie différente de la voie d'imagerie (tel que l'ASO d'une boucle d'OA) ne permet qu'une mesure limitée de ces aberrations, dans la mesure où une partie des aberrations (les NCPA) ne peuvent être mesurées, n'étant pas « vues » par l'ASO.

Aussi, les méthodes dédiées au contrôle des aberrations quasi-statiques dans les systèmes d'imagerie à haut contraste, que nous allons maintenant passer en revue, s'appuient généralement sur les données plan focal acquises à l'aide du détecteur scientifique lui-même, permettant ainsi de contrôler efficacement les aberrations en amont du coronographe.

2.3.1 Electric field Conjugation

La méthode appelée « *Electric Field Conjugation* » (EFC) [10, 72] consiste à minimiser l'énergie présente sur le détecteur dans une zone donnée, communément appelée « *Dark Hole* » (DH). Cette méthode est une évolution du speckle nulling [11], dont l'objectif est identique. Il est intéressant de noter que l'EFC est composé de deux parties assez indépendantes l'une de l'autre : la première concerne la compensation, fondée sur la calibration d'une matrice d'interaction entre les tensions appliquées au DM et le champ mesuré sur le détecteur. La seconde partie est celle concernant l'estimation du champ complexe sur le détecteur. Nous reprenons ci-après la description de ces deux parties réalisée dans [72].

Considérons un système d'imagerie coronographique équipé d'un miroir qui, situé dans la pupille d'entrée du système, y introduit une aberration ϕ_{DM} . L'expression du champ électrique dans la pupille d'entrée du système est alors donné, en utilisant les notations précédemment définies dans cette section, par la relation :

$$\psi_A = P_u e^{j\phi_u + \xi} e^{j\phi_{DM}} \quad (2.3.1)$$

Dans un système d'imagerie coronographique, l'expression complète du champ électrique sur le détecteur est donné par l'équation (2.2.8). Ici, cette expression est simplifiée en modélisant l'ensemble de la chaîne optique par la transformation linéaire C , ce qui nous permet d'écrire :

$$\Psi_f = C(P_u e^{j\phi_u + \xi} e^{j\phi_{DM}}). \quad (2.3.2)$$

Le formalisme de l'EFC repose ici sur une approximation, appelée approximation faible phase, qui consiste à supposer que les aberrations de phase ϕ et d'amplitude ξ , ainsi que la déformation introduite par le DM ϕ_{DM} sont faibles. Notez toutefois qu'une résolution du problème non-linéaire a été proposée par S. Thomas *et al.* [72].

Dans le cadre de l'approximation faible phase, l'équation précédente peut être reformulée sous la forme :

$$\begin{aligned} \Psi_f &= C(P_u e^{j\phi_u + \xi}) + jC(P_u \phi_{DM}) \\ &= \Psi_D + jC(P_u \phi_{DM}), \end{aligned} \quad (2.3.3)$$

CHAPITRE 2. OUTILS ET MÉTHODES

avec $\Psi_D = C(\mathbf{P}_u e^{j\phi_u + \xi})$ le champ électrique sur le détecteur créé par les aberrations du système optique. Or, l'énergie \mathcal{E} présente dans la zone où l'on souhaite optimiser le contraste est définie par la relation :

$$\mathcal{E} = \langle \Psi_f | \Psi_f^* \rangle. \quad (2.3.4)$$

Par conséquent, une solution pour minimiser \mathcal{E} est d'introduire, à l'aide du DM, la déformation ϕ_{DM} telle que Ψ_f soit nulle. D'après l'équation (2.3.3), ceci revient à chercher la déformation ϕ_{DM} telle que :

$$\Psi_D + jC(\mathbf{P}_u \phi_{DM}) = 0. \quad (2.3.5)$$

La relation entre les tensions \mathbf{v} appliquée au miroir déformable et la phase aberrante ϕ_{DM} qui en résulte étant linéaire, nous posons $C(\mathbf{P}_u \phi_{DM}) = \mathbf{G}\mathbf{v}$, où \mathbf{G} représente une matrice d'interaction permettant de calculer le champ Ψ_{DM} dans le plan du détecteur associé à un vecteur de tensions \mathbf{v} . L'équation (2.3.5) peut ainsi être réécrite sous la forme suivante :

$$\mathbf{G}\mathbf{v} = j\Psi_D. \quad (2.3.6)$$

Les tensions \mathbf{v} à appliquer au DM pour minimiser l'énergie \mathcal{E} dans le DH sont par conséquent données par la relation [72] :

$$\mathbf{v} = \begin{bmatrix} \Re(\mathbf{G}) \\ \Im(\mathbf{G}) \end{bmatrix}^\dagger \begin{bmatrix} \Re(j\Psi_D) \\ \Im(j\Psi_D) \end{bmatrix} \quad (2.3.7)$$

où \mathbf{M}^\dagger représente l'inverse généralisée de la matrice \mathbf{M} , calculée par SVD. Plusieurs améliorations incluant une sur-pondération de certains éléments et l'inclusion d'un terme de régularisation ont été proposés dans [72].

La détermination des tensions \mathbf{v} à appliquer au DM requiert la connaissance du champ complexe créé par les aberrations du système Ψ_D . Ce champ est estimé à partir de plusieurs paires d'images acquises sur le détecteur en introduisant des aberrations calibrées ϕ_{EFC_k} avec le miroir déformable. D'après l'équation (2.3.3), la répartition d'intensité \mathbf{I}_k sur le détecteur s'écrit :

$$\mathbf{I}_k = |\Psi_D + jC(\mathbf{P}_u \phi_{EFC_k})|. \quad (2.3.8)$$

En notant \mathbf{I}_k^+ et \mathbf{I}_k^- les intensités sur le détecteur correspondant respectivement à l'introduction des déformations ϕ_{DM} et $-\phi_{DM}$, il vient :

$$\mathbf{I}_k^+ - \mathbf{I}_k^- = 4\Re(\Psi_D^* jC(\mathbf{P}_u \phi_{EFC_k})). \quad (2.3.9)$$

Ainsi, pour n paires d'images, on obtient la relation suivante :

$$\begin{bmatrix} \mathbf{I}_1^+ - \mathbf{I}_1^- \\ \vdots \\ \mathbf{I}_n^+ - \mathbf{I}_n^- \end{bmatrix} = 4 \begin{bmatrix} \Re(jC(\mathbf{P}_u \phi_{DM}^1)) & \Im(jC(\mathbf{P}_u \phi_{DM}^1)) \\ \vdots & \vdots \\ \Re(jC(\mathbf{P}_u \phi_{DM}^n)) & \Im(jC(\mathbf{P}_u \phi_{DM}^n)) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Re(\Psi_D) \\ \Im(\Psi_D) \end{bmatrix} \quad (2.3.10)$$

Le champ électrique peut ainsi être estimé par inversion matricielle :

$$\begin{bmatrix} \Re(\Psi_D) \\ \Im(\Psi_D) \end{bmatrix} = \frac{1}{4} \begin{bmatrix} \Re(jC(\mathbf{P}_u \phi_{DM}^1)) & \Im(jC(\mathbf{P}_u \phi_{DM}^1)) \\ \vdots & \vdots \\ \Re(jC(\mathbf{P}_u \phi_{DM}^n)) & \Im(jC(\mathbf{P}_u \phi_{DM}^n)) \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} \mathbf{I}_1^+ - \mathbf{I}_1^- \\ \vdots \\ \mathbf{I}_n^+ - \mathbf{I}_n^- \end{bmatrix} \quad (2.3.11)$$

2.3. CONTRÔLE DES ABERRATIONS QUASI-STATIQUES DANS LES SYSTÈMES D'IMAGERIE À HAUT CONTRASTE

Cette inversion n'est possible que si les déformées ϕ_{EFC_k} introduites permettent de créer, sur le détecteur, au moins deux champs électriques différents dans la zone dans laquelle on souhaite minimiser l'énergie [10]. Ainsi, dans [72], 4 déformées ϕ_{EFC_k} sont utilisées pour estimer le champ électrique sur le détecteur (soit un total de 8 images requises pour l'estimation de champ).

L'EFC possède plusieurs avantages, à commencer par l'absence de modification du système optique. Cette méthode, fondée sur la calibration et l'inversion d'une matrice d'interaction est par ailleurs assez simple d'utilisation. Notons enfin que cette méthode de contrôle du front d'onde a été mise en œuvre expérimentalement avec succès en laboratoire, en particulier sur le banc HCIT du Jet Propulsion Laboratory (JPL), où elle a permis d'atteindre un contraste de $5 \cdot 10^{-10}$ [73], et sur le ciel [74].

Cette méthode possède toutefois plusieurs limitations : l'approximation faible phase sur laquelle elle repose n'est en effet pas toujours valable, et requiert d'utiliser l'EFC au sein d'un processus itératif pour une minimisation efficace. Par ailleurs, on peut remarquer, dans le formalisme ci-dessus, l'absence des aberrations en aval du coronographe ϕ_d , qui sont en réalité comprises dans la matrice d'interaction \mathbf{G} . Par conséquent, cette matrice ne sera valable que si les aberrations ϕ_d restent parfaitement stable au cours du temps, et devra être recalibrée si ces aberrations évoluent, ce qui peut s'avérer assez contraignant. En effet, toute modification de la position de l'image sur le détecteur, qui correspond à une aberration de tip-tilt, nécessitera la calibration d'une nouvelle matrice d'interaction.

2.3.2 La Self-Coherent Camera

La Self-Coherent Camera (SCC) est un ASO plan focal développé voici quelques années [7, 8, 12, 75, 76]. Cette méthode repose sur une modification du système d'imagerie coronographique présentée sur la figure 2.14. Le principe de la SCC consiste à faire interférer dans le plan du détecteur le champ Ψ_D avec une onde plane de référence Ψ_R . Cette référence est réalisée, comme le montre la figure 2.14, en perçant une seconde pupille dans le plan du Lyot Stop à une distance ζ du Lyot Stop. Au travers de cette pupille de référence passe ainsi une partie du signal diffracté par le coronographe (voir les figures 2.11 et 2.13). Du fait de son faible diamètre, les aberrations entachant le champ électrique à l'intérieur de cette pupille de référence sont supposées négligeables. Le phénomène d'interférence engendré en plan focal permet de créer des franges sur les speckles de l'image coronographique (figure 2.14, gauche). L'analyse de ces franges permet de remonter aux aberrations présentes en amont du coronographe.

La répartition d'intensité \mathbf{I} sur le détecteur, en présence d'interférences, peut être exprimée de la manière suivante :

$$\mathbf{I}(\gamma) = |\Psi_D(\gamma)|^2 + |\Psi_R|^2 + \Psi_D(\gamma)\Psi_R e^{\frac{2j\pi\gamma\zeta}{\lambda}} + \Psi_D(\gamma)\Psi_R e^{-\frac{2j\pi\gamma\zeta}{\lambda}}. \quad (2.3.12)$$

La transformée de Fourier $\tilde{\mathbf{I}}(\mathbf{r}) = \mathcal{F}[\mathbf{I}(\gamma)]$ s'écrit donc :

$$\tilde{\mathbf{I}}(\mathbf{r}) = \mathcal{F}[|\Psi_D(\gamma)|^2] + \mathcal{F}[|\Psi_R|^2] + \mathcal{F}(\Psi_D(\mathbf{r} - \frac{2\pi\zeta}{\lambda})) * \mathcal{F}(\Psi_R) + \mathcal{F}(\Psi_D(\mathbf{r} + \frac{2\pi\zeta}{\lambda})) * \mathcal{F}(\Psi_R). \quad (2.3.13)$$

Ainsi, la transformée de Fourier de l'image plan focal $\tilde{\mathbf{I}}$ est composée de trois pics différents : un pic central correspondant à la partie incohérente du signal et deux pics latéraux qui correspondent

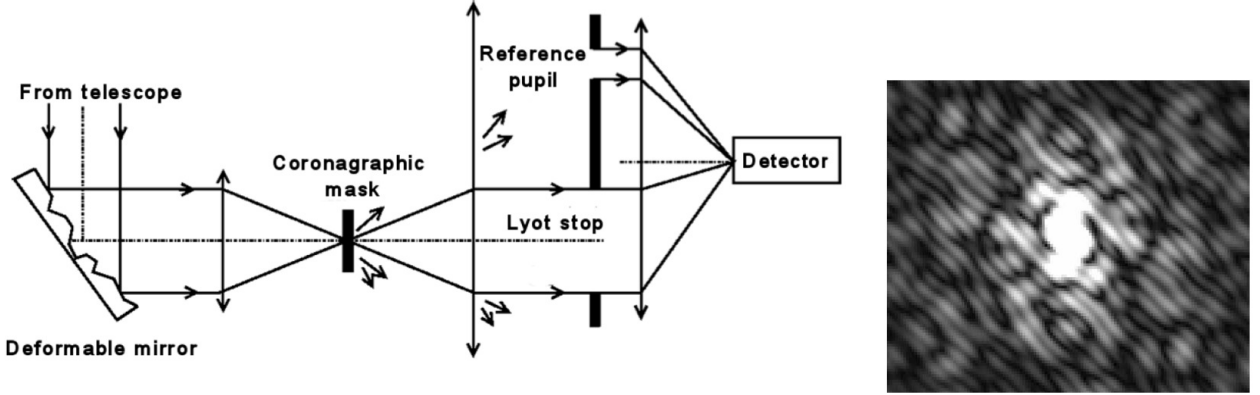


FIGURE 2.14 – Schéma de principe d’un système d’imagerie coronagraphique utilisant la SCC (à gauche ; source [7]) : le signal provenant du Lyot Stop interfère sur le détecteur avec un signal de référence, ce qui donnent naissance à des franges d’interférences sur les speckles présents dans l’image coronagraphique (à droite ; source [8]).

à la modulation des speckles dans le plan focal. Notez que ces pics sont symétriquement disposés de part et d’autre du plan focal et identiques. Il est donc possible d’estimer, en sélectionnant un de ces pics, la quantité $\Psi_D(\gamma)\Psi_R$ de la manière suivante :

1. multiplication de $\tilde{I}(\mathbf{r})$ par un masque binaire permettant de ne sélectionner que l’un des deux pics latéraux ;
2. Recentrage du pic latéral sélectionné pour éliminer la modulation ;
3. Calcul de la transformée de Fourier inverse de l’image obtenue.

Plus de détails sur ce processus pourront être trouvés dans [7]. L’estimation de la quantité $\Psi_D(\gamma)\Psi_R$ permet d’obtenir le champ électrique sur le détecteur $\Psi_D(\gamma)$, dans la mesure où le champ de référence Ψ_R est supposé constant.

Une fois le champ électrique sur le détecteur Ψ_D estimé, il est possible de minimiser l’énergie dans une zone du détecteur en appliquant un procédé analogue à celui utilisé par l’EFC (voir la section 2.3.1), à savoir la calibration d’une matrice d’interaction entre phase appliquée sur le DM et champ mesuré (ici par la SCC) sur le détecteur [7]. La matrice de commande, calculée comme l’inverse de cette matrice, permet de calculer la commande à appliquer au DM à partir du champ mesuré par la SCC. Nous nous arrêterons ici à la description de la SCC dans le cadre de son utilisation pour minimiser l’énergie dans une zone du plan focal. Remarquons toutefois que cette méthode permet également d’estimer les aberrations ϕ_u en amont du coronographe (le lecteur intéressé pourra trouver une description détaillée du formalisme associé dans [8, 75]).

Contrairement à l’EFC, une seule image est nécessaire pour estimer le champ électrique sur le détecteur avec la SCC. Toutefois, cette dernière repose sur une modification du système optique. Par ailleurs, la présence de franges sur le détecteur requiert un sur-échantillonnage des images coronagraphiques (nous reviendrons sur ce point dans la suite de ce manuscrit). Enfin, l’étape de compensation (via calibration d’une matrice d’interaction) possède plusieurs limitations.

Cette méthode, en cours de développement depuis plusieurs années, a permis d’obtenir des valeurs de contraste élevées (de l’ordre de 10^{-8}) sur le banc THD du LESIA [7].

2.3. CONTRÔLE DES ABERRATIONS QUASI-STATIQUES DANS LES SYSTÈMES D'IMAGERIE À HAUT CONTRASTE

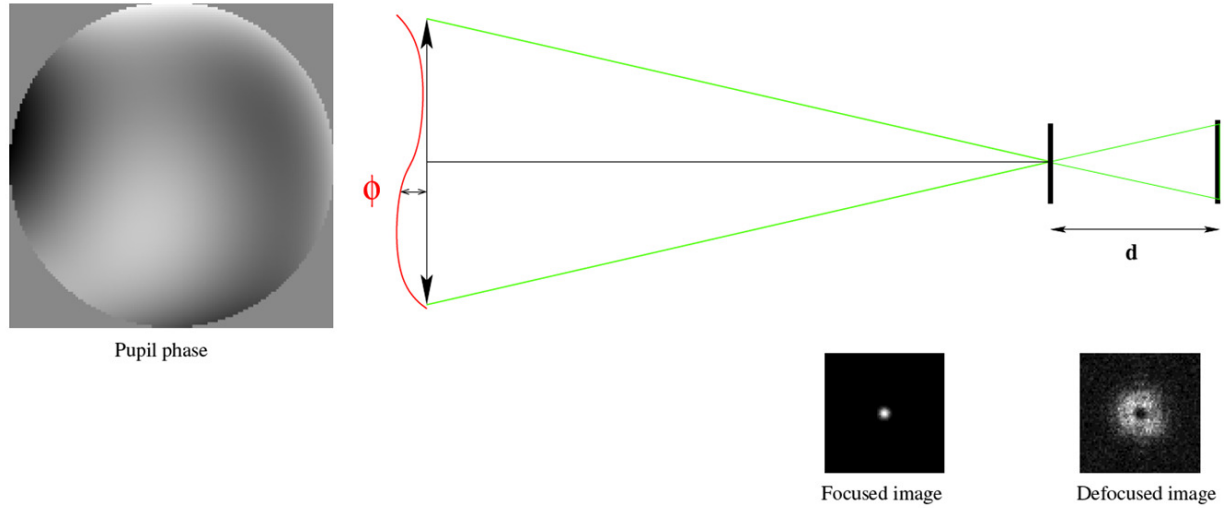


FIGURE 2.15 – Schéma de principe de la diversité de phase : pour reconstruire la phase aberrante ϕ , deux images différants d'une phase de diversité connue (ici du défocus) sont acquises sur le détecteur.

2.3.3 La diversité de phase

L'utilisation de la diversité de phase [77, 78] pour le contrôle des aberrations a été proposé en 1982 par R. Gonsalves. Cette méthode d'analyse de front d'onde, dont le principe est représenté sur la figure 2.15, est fondée sur la résolution d'un problème inverse qui consiste à reconstruire les aberrations en entrée d'un système d'imagerie classique (pas de coronographe) à partir d'images plan focal.

Du fait de la relation entre l'image acquise sur le détecteur i et la phase aberrante dans la pupille d'entrée ϕ (équations (2.1.7) et (2.1.4)), il n'est pas possible d'estimer les aberrations à partir d'une unique image i acquise sur le détecteur : en effet, plusieurs aberrations peuvent donner une même image en plan focal. A titre d'exemple, citons l'aberration de défocus, représentée par le polynôme de Zernike Z_4 : les aberrations $\phi_+ = Z_4$ et $\phi_- = -Z_4$ donneront la même image i sur le détecteur. Dès lors, il est impossible, à partir de cette seule image, de savoir si le système est entaché des aberrations ϕ_- ou ϕ_+ [79].

Pour lever cette ambiguïté, la diversité de phase utilise non pas une, mais deux images plan focal pour estimer les aberrations. La première, i_{foc} , est communément appelée image focalisée, et est acquise dans le plan focal. La seconde, i_{div} , appelée image de diversité, est créée en introduisant dans la pupille d'entrée du système une phase dite « de diversité » ϕ_{div} . L'utilisation conjointe des images i_{foc} et i_{div} permet de lever les ambiguïtés lors de la reconstruction, permettant ainsi d'estimer la phase aberrante ϕ . Le formalisme complet de la diversité de phase, sur lequel repose également la méthode d'analyse de surface d'onde développée au cours de cette thèse, sera présenté dans la section suivante.

Contrairement à l'EFC et à la SCC, la diversité de phase ne repose pas sur une approximation faible phase, ce qui la rend utilisable pour mesurer tout niveau d'aberrations. Par ailleurs, la résolution de problème inverse sur laquelle se fonde cette méthode permet de prendre en compte une statistique précise du bruit dans les images, ainsi que des informations *a priori* dont on dispose

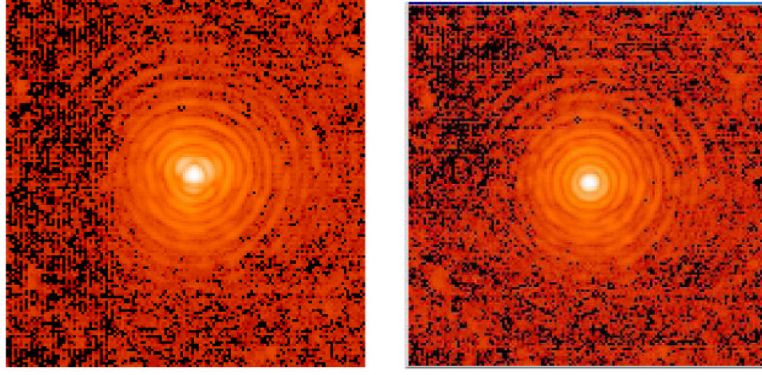


FIGURE 2.16 – Correction des aberrations quasi-statiques de SPHERE par diversité de phase : images acquises sur le détecteur IRDIS avant (à gauche) et après (à droite) compensation (source [9]).

sur les aberrations présentes dans le système optique, ce qui permet d’améliorer la qualité de l’estimation. Enfin, la diversité de phase permet d’estimer les aberrations à partir de seulement deux images (contrairement à l’EFC, qui en requiert plus) sans aucune modification du système d’imagerie (contrairement à la SCC). Cette méthode est aujourd’hui couramment utilisée pour calibrer les aberrations quasi-statiques d’un système d’imagerie optique (citons les instruments NACO [80] et SPHERE [9] du VLT).

La principale limitation de la diversité de phase réside dans le fait que cette méthode n’est pas a priori adaptée à l’imagerie à haut contraste. En effet, contrairement à la SCC ou à l’EFC, dont le but est de minimiser le contraste dans une zone du détecteur, la diversité de phase a pour but de mesurer les aberrations pour maximiser le rapport de Strehl dans un système d’imagerie classique. Dès lors, la calibration des aberrations quasi-statiques dans un système d’imagerie coronographique ne peut être réalisée par diversité de phase qu’en enlevant le coronographe, comme c’est le cas sur l’instrument SPHERE, dont la calibration est présentée sur le figure 2.16. Une telle calibration possède plusieurs limitations : ainsi, la diversité de phase ne permet pas d’estimer d’aberrations de hautes fréquences spatiales, qui n’ont que peu d’impact en l’absence de coronographe mais deviennent beaucoup plus visibles lorsque ce dernier est présent. Par ailleurs, le coronographe lui-même est susceptible d’introduire des aberrations, qui ne seront dès lors pas mesurées par la diversité de phase. Enfin, après calibration, il est nécessaire d’utiliser une procédure dédiée pour recentrer le masque coronographique sur la FEP.

Ces différentes limitations sont à l’origine des travaux réalisés au cours de cette thèse, qui ont portés sur l’extension de la diversité de phase à des systèmes d’imagerie coronographique.

2.4 Diversité de phase et résolution de problèmes inverses

Considérons un cas général où l’on dispose d’un modèle m permettant de relier des données observées y , entachées d’un bruit n , à des paramètres x :

$$y = m(x) + n. \quad (2.4.1)$$

2.4. DIVERSITÉ DE PHASE ET RÉOLUTION DE PROBLÈMES INVERSES

Ici, le calcul des données \mathbf{y} connaissant les paramètres \mathbf{x} correspond au *problème direct*, qui requiert la connaissance du *modèle direct* m . L'estimation des paramètres \mathbf{x} connaissant les données \mathbf{y} est le *problème inverse* correspondant, qui nécessite d'inverser le modèle de formation des données.

Les méthodes d'inversion naïves conduisent bien souvent à une amplification du bruit, lequel est inhérent à la mesure physique. Ainsi, dans ce cas où les données seules ne suffisent pas à obtenir une solution acceptable, il est nécessaire de développer des méthodes d'inversion plus sophistiquées, dites « régularisées » qui incorporent des contraintes supplémentaires pour imposer à la solution une certaine régularité compatible avec nos connaissances *a priori* sur celle-ci. Parmi ces estimateurs, on compte le maximum *a posteriori* (MAP) qui est utilisé dans des domaines divers et variés [81, 82]. Cette section a pour objet de présenter le formalisme de la diversité de phase, qui correspond à l'application de cette approche à l'estimation d'aberrations à partir d'images acquises au voisinage du plan focal.

Le but de la diversité de phase est d'estimer les aberrations ϕ entachant le système optique, à partir de deux images, une image focalisée \mathbf{i}_{foc} et une image de diversité \mathbf{i}_{div} , réalisée en introduisant une phase de diversité ϕ_{div} connue dans le plan pupille de l'instrument. Le modèle de formation d'image donné par l'équation (2.1.7) nous permet d'écrire :

$$\begin{aligned}\mathbf{i}_{\text{foc}} &= \mathbf{o} \star \mathbf{h}(\phi) \star \mathbf{h}_{\text{det}} + \mathbf{n}_{\text{foc}} \\ \mathbf{i}_{\text{div}} &= \mathbf{o} \star \mathbf{h}(\phi + \phi_{\text{div}}) \star \mathbf{h}_{\text{det}} + \mathbf{n}_{\text{div}}\end{aligned}\tag{2.4.2}$$

2.4.1 Le maximum *a posteriori*

La résolution de problèmes inverses par recherche du maximum *a posteriori* consiste à maximiser la probabilité $p(\mathbf{o}, \phi | \mathbf{i}_{\text{foc}}, \mathbf{i}_{\text{div}})$ d'observer l'objet \mathbf{o} et les aberrations ϕ entachant le système optique connaissant les images \mathbf{i}_{foc} et \mathbf{i}_{div} . Cette approche peut être formalisée comme suit :

$$(\hat{\mathbf{o}}_{\text{MAP}}, \hat{\phi}_{\text{MAP}}) = \arg \max_{\mathbf{o}, \phi} p(\mathbf{o}, \phi | \mathbf{i}_{\text{foc}}, \mathbf{i}_{\text{div}}).\tag{2.4.3}$$

Le théorème de Bayes permet de relier les probabilités $p(\mathbf{o}, \phi | \mathbf{i}_{\text{foc}}, \mathbf{i}_{\text{div}})$ et $p(\mathbf{i}_{\text{foc}}, \mathbf{i}_{\text{div}} | \mathbf{o}, \phi)$:

$$p(\mathbf{o}, \phi | \mathbf{i}_{\text{foc}}, \mathbf{i}_{\text{div}}) = \frac{p(\mathbf{i}_{\text{foc}}, \mathbf{i}_{\text{div}} | \mathbf{o}, \phi) p(\mathbf{o}, \phi)}{p(\mathbf{i}_{\text{foc}}, \mathbf{i}_{\text{div}})}.\tag{2.4.4}$$

Le terme $p(\mathbf{i}_{\text{foc}}, \mathbf{i}_{\text{div}})$ ne dépendant pas des paramètres à estimer (\mathbf{o} et ϕ), on peut écrire, en combinant les deux équations précédentes :

$$(\hat{\mathbf{o}}_{\text{MAP}}, \hat{\phi}_{\text{MAP}}) = \arg \max_{\mathbf{o}, \phi} p(\mathbf{i}_{\text{foc}}, \mathbf{i}_{\text{div}} | \mathbf{o}, \phi) p(\mathbf{o}, \phi).\tag{2.4.5}$$

$\hat{\mathbf{o}}_{\text{MAP}}$ et $\hat{\phi}_{\text{MAP}}$ sont ainsi respectivement définis comme l'objet et les aberrations les plus probables (au sens du maximum *a posteriori*) étant données les images et connaissances *a priori* dont on dispose sur les paramètres recherchés.

La recherche du maximum d'une fonction F est équivalent à la recherche du minimum de la fonction opposée $-F$. Aussi, pour résoudre un problème inverse, on minimise traditionnellement

CHAPITRE 2. OUTILS ET MÉTHODES

le critère $J_{MAP} = -\ln(p(\mathbf{i}_{\text{foc}}, \mathbf{i}_{\text{div}} | \mathbf{o}, \phi)p(\mathbf{o}, \phi))$ (on parle de critère de type MAP). On a dès lors :

$$\begin{aligned} (\hat{\mathbf{o}}_{MAP}, \hat{\phi}_{MAP}) &= \arg \min_{\mathbf{o}, \phi} J_{MAP}(\mathbf{o}, \phi) \\ &= \arg \min_{\mathbf{o}} [J_{MV}(\mathbf{o}, \phi) + \mathcal{R}_o(\mathbf{o}) + \mathcal{R}_\phi(\phi)], \end{aligned} \quad (2.4.6)$$

avec $J_{MV}(\mathbf{o}, \phi) = -\ln(p(\mathbf{i}_{\text{foc}}, \mathbf{i}_{\text{div}} | \mathbf{o}, \phi))$, $\mathcal{R}_o(\mathbf{o}) = -\ln(p(\mathbf{o}))$ et $\mathcal{R}_\phi(\phi) = -\ln(p(\phi))$. $J_{MV}(\mathbf{o}, \phi)$ est le terme dit de « vraisemblance ». $\mathcal{R}_o(\mathbf{o})$ et $\mathcal{R}_\phi(\phi)$ sont quand à eux des termes dit « d'*a priori* », représentant les informations dont on dispose sur les paramètres à estimer, comme par exemple leur densité spectrale de puissance (DSP). Ces termes sont couramment appelés termes de régularisation, nom qui sera utilisé dans ce manuscrit. En supposant le bruit gaussien et avec un *a priori* également gaussien, l'expression développée de chacun de ces termes est donnée par les équations suivantes :

$$\begin{aligned} J_{MV}(\mathbf{o}, \phi) &= (\mathbf{i}_{\text{foc}} - \mathbf{o} \star \mathbf{h}(\phi) \star \mathbf{h}_{\text{det}})^t \mathbf{C}_{n_{\text{foc}}}^{-1} (\mathbf{i}_{\text{foc}} - \mathbf{o} \star \mathbf{h}(\phi) \star \mathbf{h}_{\text{det}}) \\ &\quad + (\mathbf{i}_{\text{div}} - \mathbf{o} \star \mathbf{h}(\phi + \phi_{\text{div}}) \star \mathbf{h}_{\text{det}})^t \mathbf{C}_{n_{\text{div}}}^{-1} (\mathbf{i}_{\text{div}} - \mathbf{o} \star \mathbf{h}(\phi + \phi_{\text{div}}) \star \mathbf{h}_{\text{det}}) \\ \mathcal{R}_o(\mathbf{o}) &= (\mathbf{o} - \mathbf{o}_m)^t \mathbf{C}_o^{-1} (\mathbf{o} - \mathbf{o}_m) \\ \mathcal{R}_\phi(\phi) &= (\phi - \phi_m)^t \mathbf{C}_\phi^{-1} (\phi - \phi_m). \end{aligned} \quad (2.4.7)$$

\mathbf{o}_m et ϕ_m sont ici respectivement les moyennes de l'objet et de la phase. \mathbf{C}_x^{-1} représente ici la matrice de covariance de la variable \mathbf{x} . Dans le cas où les bruits \mathbf{n}_{foc} et \mathbf{n}_{div} sont décorrélés, les matrices de covariances associées sont diagonales, ce qui permet de simplifier l'expression de $J_{MV}(\mathbf{o}, \phi)$. Ainsi, dans ce cas, le critère $J_{MAP}(\mathbf{o}, \phi)$ à minimiser peut s'écrire de la manière suivante :

$$\begin{aligned} J_{MAP}(\phi, \mathbf{o}) &= \frac{1}{2} \left\| \frac{\mathbf{i}_{\text{foc}} - \mathbf{o} \star \mathbf{h}(\phi) \star \mathbf{h}_{\text{det}}}{\boldsymbol{\sigma}_{n_{\text{foc}}}} \right\|^2 + \frac{1}{2} \left\| \frac{\mathbf{i}_{\text{div}} - \mathbf{o} \star \mathbf{h}(\phi + \phi_{\text{div}}) \star \mathbf{h}_{\text{det}}}{\boldsymbol{\sigma}_{n_{\text{div}}}} \right\|^2 \\ &\quad + (\mathbf{o} - \mathbf{o}_m)^t \mathbf{C}_o^{-1} (\mathbf{o} - \mathbf{o}_m) + (\phi - \phi_m)^t \mathbf{C}_\phi^{-1} (\phi - \phi_m) \end{aligned} \quad (2.4.8)$$

où l'on note $\|\mathbf{x}\|^2$ la somme des valeurs au carré associées aux pixels du tableau \mathbf{x} : $\|\mathbf{x}\|^2 = \sum_k \mathbf{x}[k]^2$, avec k l'indice des pixels, qui sera omis dans la suite du manuscrit par souci de clarté, sauf précision contraire. $\boldsymbol{\sigma}_{n_{\text{foc}}}$ et $\boldsymbol{\sigma}_{n_{\text{div}}}$ représentent les cartes d'écart-type de bruit dans les images focalisées et de diversité. \mathbf{C}_ϕ et \mathbf{C}_o , dont les inverses interviennent dans les termes de régularisations $\mathcal{R}_o(\mathbf{o})$ et $\mathcal{R}_\phi(\phi)$ sont ici les matrices de covariances associées à l'objet \mathbf{o} et à la phase aberrante ϕ (respectivement).

La diversité de phase consiste donc à rechercher la phase aberrante ϕ et l'objet \mathbf{o} permettant de minimiser le critère J_{MAP} . Remarquez ici que d'après le formalisme qui précède, la diversité de phase permet d'estimer conjointement l'objet observé et les aberrations dans un système d'imagerie classique.

2.4.2 La minimisation numérique

Quel que soit le domaine d'application et la nature de l'objet que l'on cherche à estimer par maximum *a posteriori*, le critère J_{MAP} que l'on obtient (comme par exemple celui donné par

2.4. DIVERSITÉ DE PHASE ET RÉOLUTION DE PROBLÈMES INVERSES

l'équation (2.4.8)) ne permet pas d'avoir une expression analytique de la solution dès lors que ce dernier n'est pas quadratique en l'ensemble des variables, ou que l'on recherche une solution sous contraintes (positivité, etc.). Dès lors, il est nécessaire de minimiser le critère par des méthodes numériques.

Il existe deux grandes familles de méthodes permettant de minimiser numériquement une fonction. La première est celle des méthodes de minimisation globale [83, 84]. Parmi celles-ci, citons la méthode de minimisation par recuit simulé [85, 86], fondée sur des principes thermodynamiques. Ces méthodes présentent l'avantage de ne pas être sensibles à la présence de minima locaux dans la fonction à minimiser. Toutefois, elles sont extrêmement coûteuses en temps de calcul, raison pour laquelle nous ne les utiliserons pas ici. La seconde famille est celle des méthodes de minimisation locales, fondées sur l'utilisation du gradient (parfois même de la Hessienne) de la fonction à minimiser. Contrairement aux méthodes de minimisation globale, ces méthodes ne permettent de déterminer qu'un minimum local de la fonction, point auquel il convient de faire attention lors de la minimisation.

Considérons ici une fonction $F(\mathbf{X})$ ($\mathbf{X} = (x_1, \dots, x_n) \in \mathbb{R}^n$, $F(\mathbf{X}) \in \mathbb{R}$) dont on souhaite trouver le minimum. Le principe des méthodes de minimisation locale, pour une fonction F continument différentiable, est le suivant : en partant d'un point de départ \mathbf{X}_0 , on construit une série $\{\mathbf{X}_i\}_{i=0, \dots, n-1}$ qui converge vers la solution $\widehat{\mathbf{X}}$ en un nombre n d'itérations. La construction de cette suite est généralement réalisée de la manière suivante : à l'itération i :

1. Évaluation de $F(\mathbf{X}_i)$ et de son gradient $\nabla F(\mathbf{X}_i)$,
2. A partir de ces deux valeurs, calcul de l'itéré suivant \mathbf{X}_{i+1} tel que :

$$F(\mathbf{X}_{i+1}) < F(\mathbf{X}_i) \quad (2.4.9)$$

La recherche de l'itéré \mathbf{X}_{i+1} est elle-même constituée de deux sous-étapes distinctes :

1. Calcul d'une direction $\mathbf{d}_i \in \mathbb{R}^{n*}$
2. Calcul d'un pas $t_i \in \mathbb{R}$ dans la direction \mathbf{d}_i

\mathbf{X}_{i+1} est ensuite donné par la relation :

$$\mathbf{X}_{i+1} = \mathbf{X}_i + t_i \mathbf{d}_i \quad (2.4.10)$$

Remarquons ici que le principe de ces méthodes de minimisation de la fonction F repose sur le recherche d'un point $\widehat{\mathbf{X}}$ permettant d'annuler son gradient ($\nabla F(\widehat{\mathbf{X}}) = 0$, dans le cas d'une minimisation sans contraintes). L'utilisation de ces méthodes n'a donc de sens que si un tel point existe, *i.e.* que si la fonction F est convexe. Il est par ailleurs nécessaire que la minimisation puisse être réalisée en un nombre fini d'itérations, ce qui signifie que la suite $\{\mathbf{X}_i\}_{i=0, \dots, n-1}$ construite au cours de la minimisation doit être bornée ($\exists C / \forall \mathbf{X}_i, |\mathbf{X}_i| < C$). Cette condition est illustrée sur la figure 2.17.

Si ces deux conditions sont vérifiées, il est possible de minimiser numériquement la fonction. La figure 2.18 illustre le processus de recherche de minimum local en présentant la minimisation de la fonction de Rosenbrock, classiquement utilisée pour tester les algorithmes de minimisation locaux. Sur cette figure, on voit la suite de points $\{\mathbf{X}_i\}_{i=0, \dots, n-1}$ se diriger, itération après itération, depuis le point de départ vers le minimum de la fonction.

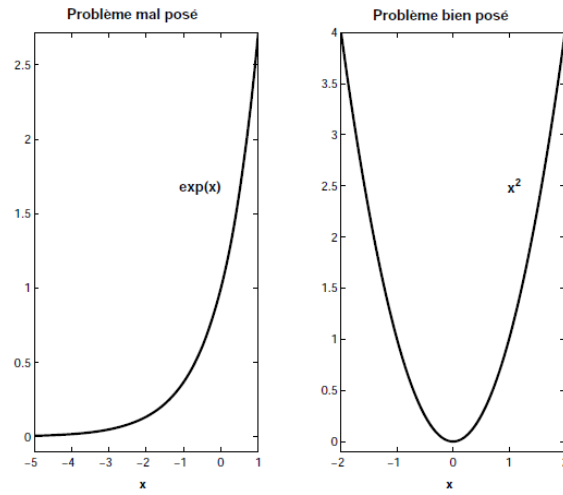


FIGURE 2.17 – Minimisation numérique : à droite, exemple d’une fonction dont il est possible de trouver le minimum en un nombre fini d’itérations, au contraire de la fonction représentée à gauche.

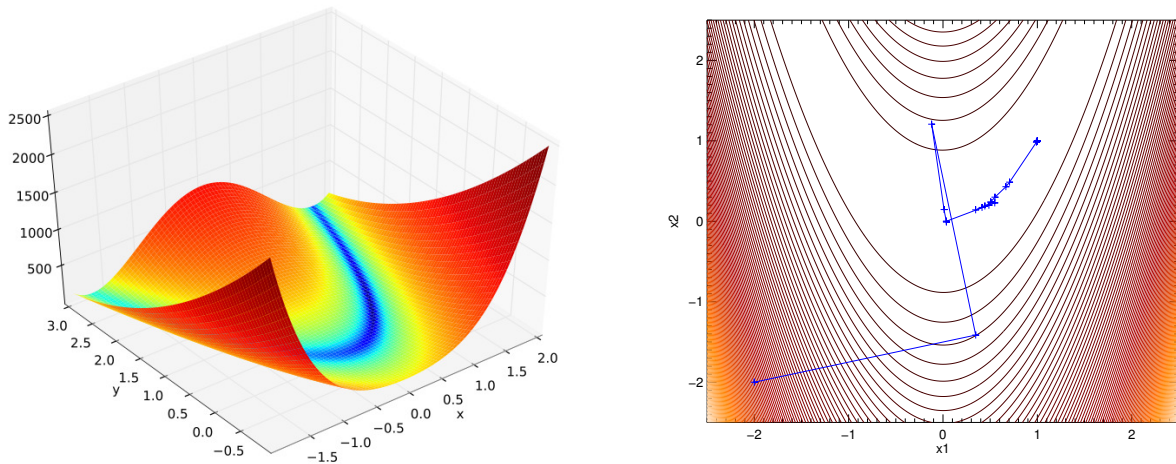


FIGURE 2.18 – Fonction de Rosenbrock (à gauche) dont le minimum se trouve en $[1, 1]$. La minimisation de cette fonction est illustrée à droite, où chaque valeur de la série $\{\mathbf{X}_i\}_{i=0,\dots,n-1}$ est représentée par une croix bleue, depuis le point de départ $\mathbf{X}_0 = [-2, -2]$ jusqu’au minimum $\widehat{\mathbf{X}} = [1, 1]$

2.4. DIVERSITÉ DE PHASE ET RÉOLUTION DE PROBLÈMES INVERSES

Les différentes méthodes de minimisation locale diffèrent par les algorithmes de recherche de pas t_i et de direction \mathbf{d}_i à chaque itération. Il en existe de nombreuses, dont le lecteur intéressé pourra trouver une description plus détaillée dans [87]. Nous illustrerons seulement ici l'importance du choix de ces différentes méthodes sur la minimisation au travers de quelques méthodes de recherche de direction. La plus simple de ces méthodes consiste à choisir, à chaque itération, la direction opposée au gradient courant de la fonction : $\mathbf{d}_i = -\nabla F(\mathbf{X}_i)$. L'algorithme associé à ce choix de direction est nommé algorithme de plus grande descente : à chaque itération, on descend dans la direction de plus grande pente, opposée à celle du gradient. Si ce choix de direction paraît être le plus naturel, c'est aussi en général un choix médiocre, dans la mesure où la convergence vers le minimum est extrêmement longue : par exemple, dans le cas de la fonction de Rosenbrock, représentée sur la figure 2.18, 7078 itérations ont été nécessaires pour parvenir au minimum de la fonction en utilisant cette méthode.

La méthode de Newton permet une minimisation sensiblement plus rapide en utilisant la matrice hessienne \mathbf{H} de la fonction F (\mathbf{H} étant définie comme la matrice contenant les dérivées secondes de F) pour déterminer une direction de descente à chaque itération, qui est alors telle que $\mathbf{d}_i = -\mathbf{H}_i^{-1} \nabla F(\mathbf{X}_i)$. Une telle méthode requiert toutefois le calcul et l'inversion de la matrice Hessienne à chaque itération, ce qui la rend peu pratique d'utilisation. Par ailleurs, une telle approche est instable dans la mesure où elle requiert une matrice $\mathbf{H} > 0$. Aussi utilise-t-on plus souvent les méthodes dites de « Quasi-Newton » qui consistent à construire, au cours de la minimisation, une suite de matrices $\{\mathbf{W}_i\}_{i=0,\dots,n-1}$ qui convergent vers l'inverse de la matrice Hessienne \mathbf{H}^{-1} en $\widehat{\mathbf{X}}$. La direction de minimisation est alors donnée par $\mathbf{d}_i = -\mathbf{W}_i \nabla F(\mathbf{X}_i)$. La solution dite BFGS [88, 89, 90, 91] (du nom de ses quatre inventeurs Broyden, Fletcher, Goldfarb et Shanno) permet de calculer la matrice \mathbf{W}_{i+1} à chaque itération à partir des valeurs courantes de \mathbf{X}_i et du gradient de la fonction. La recherche de direction par la méthode BFGS permet une minimisation bien plus rapide de la fonction F : ainsi, dans le cas de la fonction de Rosenbrock (figure 2.18), 25 itérations suffisent pour trouver le minimum. Enfin, dans un souci d'optimisation numérique, les méthodes de minimisation de type VMLM (pour « *Variable Metric with Limited Memory* ») ont été développées [87]. Ces dernières reposent sur une implantation algorithmique particulière de la méthode BFGS permettant d'appliquer cette dernière aux problèmes de grandes dimensions.

La méthode utilisée pour la minimisation de critère au cours de cette thèse est une méthode dérivée de la minimisation de type VMLM, la méthode VMLM-B (« *Variable Metric with Limited Memory and Bounds* ») [92], qui permet en plus de fixer des contraintes (bornes) sur une partie des paramètres lors de la minimisation.

Chapitre 3

COFFEE, un ASO plan focal pour l'imagerie à haut contraste

Le travail réalisé au cours de cette thèse consistait à développer une extension de la diversité de phase dédiée aux systèmes d'imagerie coronographique. Dans ce chapitre sera présenté la première version de cette nouvelle extension développée au cours de cette thèse, baptisée COFFEE (« *CO*rona-graphic *F*ocal-plane wave-Front *E*stimation for *E*xoplanet *d*etection »). Le formalisme associé à cet ASO, fondé sur la définition d'un nouveau critère de type MAP sera décrit dans la section 3.1. Dans la section 3.2, nous nous intéresserons à l'impact des différentes sources d'erreurs (bruit, erreurs de modèle...) sur la qualité de l'estimation réalisée par COFFEE. Enfin, la section 3.3 présente la validation expérimentale de ce nouvel ASO réalisée en laboratoire. Les travaux présentés dans ce chapitre ont donné lieu à deux publications, l'une concernant le principe sur lequel repose COFFEE [93] et l'autre portant sur son implantation, l'étude de ses performances par simulations numériques et sa validation expérimentale [94]. Ce dernier article, publié dans la revue *Astronomy & Astrophysics*, pourra être trouvé en annexe C de ce manuscrit.

3.1 Principe

COFFEE est une extension de la diversité de phase aux systèmes d'imagerie coronographique. Nous nous intéresserons tout d'abord au modèle de formation d'image coronographique utilisé au cours de cette thèse (section 3.1.1), à partir duquel a été défini un nouveau critère de type MAP, dont l'expression sera détaillée dans la section 3.1.2. Le modèle de coronographe utilisé par la première version de COFFEE présentée dans ce chapitre sera quant à lui détaillé dans la section 3.1.3.

3.1.1 Modèle de formation d'images

Le travail réalisé durant cette thèse a pour objet la calibration des aberrations quasi-statiques en amont du coronographe, réalisée avant l'observation scientifique. On considère donc ici le cas d'un unique objet ponctuel situé en entrée d'un système d'imagerie coronographique (présenté dans la section 2.2.1 chapitre 2) entaché d'aberrations. De manière analogue à la diversité de phase, COFFEE permet d'estimer les aberrations en amont ϕ_u et en aval ϕ_d du coronographe à partir de deux images coronographiques focalisée i_c^{foc} et de diversité i_c^{div} qui diffèrent d'une phase de

diversité ϕ_{div} connue. D'après le modèle de formation d'images coronographiques défini dans le chapitre 2, nous avons ainsi :

$$\begin{aligned} \mathbf{i}_c^{\text{foc}} &= \alpha_{\text{foc}} \mathbf{h}_{\text{det}} \star \mathbf{h}_c(\phi_u, \phi_d) + n_{\text{foc}} + \beta_{\text{foc}} \\ \mathbf{i}_c^{\text{div}} &= \alpha_{\text{div}} \mathbf{h}_{\text{det}} \star \mathbf{h}_c(\phi_u + \phi_{\text{div}}, \phi_d) + n_{\text{div}} + \beta_{\text{div}}. \end{aligned} \quad (3.1.1)$$

α_p est ici le flux émis par la source en entrée du système ($p \in \{\text{foc}, \text{div}\}$) et β_p représente un fond continu résiduel dans l'image \mathbf{i}_c^p . Rappelons que comme précédemment, \mathbf{h}_c est la FEP du système d'imagerie coronographique et \mathbf{h}_{det} celle du détecteur. De même, n_p représente le bruit de mesure. Lorsque le flux en entrée du système est élevé, ce bruit, qui résulte d'un mélange de bruit de photon et de détecteur, peut être considéré comme étant blanc et Gaussien ; sa variance est alors égale à la somme des variances des bruits de photons $\sigma_{\text{det}_p}^2$ et de détecteur $\sigma_{\text{phot}_p}^2$ [95] :

$$\sigma_{n_p}^2[k] = \sigma_{\text{det}_p}^2 + \sigma_{\text{phot}_p}^2[k], \quad (3.1.2)$$

où k représente l'indice du pixel du détecteur. Dans cette équation, σ_{det_p} est un scalaire déterminé lors de la calibration du détecteur utilisé, et la carte $\sigma_{\text{phot}_p}^2[k]$ peut être estimée à partir de l'image coronographique \mathbf{i}_c^p acquise via le détecteur [95] :

$$\sigma_{\text{phot}}^2[k] = \max(\mathbf{i}_c^p[k], 0) \quad (3.1.3)$$

Pour finir, remarquez que dans un premier temps, nous négligeons les aberrations d'amplitude ξ dont l'impact est en effet sensiblement moins important que celui des aberrations de phase. Nous reviendrons sur la prise en compte des aberrations d'amplitude dans le chapitre 4.

3.1.2 Définition d'un critère de type MAP

Tout comme la diversité de phase dont le formalisme a été présenté dans la section 2.4.1, COFFEE repose sur une approche de type MAP. Celle-ci consiste à rechercher les aberrations en amont $\hat{\phi}_u$ et en aval $\hat{\phi}_d$ du coronographe, ainsi que les flux $\hat{\alpha} = [\hat{\alpha}_{\text{foc}}, \hat{\alpha}_{\text{div}}]$ et les fonds $\hat{\beta} = [\hat{\beta}_{\text{foc}}, \hat{\beta}_{\text{div}}]$ qui maximisent la probabilité $p(\alpha, \beta, \phi_u, \phi_d | \mathbf{i}_c^{\text{foc}}, \mathbf{i}_c^{\text{div}})$. Comme nous l'avons vu dans la section 2.4.1 du chapitre 2, un tel problème peut être résolu en minimisant le critère J défini comme l'opposé du logarithme de cette probabilité, soit :

$$(\hat{\alpha}, \hat{\beta}, \hat{\phi}_u, \hat{\phi}_d) = \arg \min_{\alpha, \beta, \phi_u, \phi_d} J(\alpha, \beta, \phi_u, \phi_d), \quad (3.1.4)$$

avec :

$$\begin{aligned} J(\alpha, \beta, \phi_u, \phi_d) &= \frac{1}{2} \left\| \frac{\mathbf{i}_c^{\text{foc}} - [\alpha_{\text{foc}} \mathbf{h}_{\text{det}} \star \mathbf{h}_c(\phi_u, \phi_d) + \beta_{\text{foc}}]}{\sigma_{n_{\text{foc}}}} \right\|^2 \\ &+ \frac{1}{2} \left\| \frac{\mathbf{i}_c^{\text{div}} - [\alpha_{\text{div}} \mathbf{h}_{\text{det}} \star \mathbf{h}_c(\phi_u + \phi_{\text{div}}, \phi_d) + \beta_{\text{div}}]}{\sigma_{n_{\text{div}}}} \right\|^2 \\ &+ \mathcal{R}(\phi_u) + \mathcal{R}(\phi_d), \end{aligned} \quad (3.1.5)$$

où $\mathcal{R}(\phi_q)$ représente le terme de régularisation sur la phase aberrante ϕ_q , avec $q \in [u, d]$. D'après ce qui a été présenté dans le chapitre 2, l'expression de ce terme est la suivante :

$$\mathcal{R}(\phi_q) = (\phi_q - \phi_{q_m})^t \mathbf{C}_{\phi_q}^{-1} (\phi_q - \phi_{q_m}). \quad (3.1.6)$$

CHAPITRE 3. COFFEE, UN ASO POUR L'IMAGERIE À HAUT CONTRASTE

Rappelons que ϕ_{q_m} et $C_{\phi_q}^{-1}$ sont respectivement la moyenne et l'inverse de la matrice de covariance de la phase ϕ_q . Une phase aberrante en plan pupille peut se décomposer sur une base $\{\mathbf{b}_k\}_{k=1,\dots,N}$ donnée. Dans un premier temps du développement de COFFEE, il a été choisi de décomposer les aberrations sur une base de N_Z polynômes de Zernike $\{\mathbf{Z}_k\}_{k=1,\dots,N_Z}$ (voir la section 2.1.2.2 du chapitre 2), soit :

$$\phi_q = \sum_{k=1}^{N_Z} a_{kq} \mathbf{Z}_{kq}. \quad (3.1.7)$$

L'étude de la taille optimale N de la base sera étudiée par la suite. Les phases aberrantes en amont et en aval du coronographe sont de moyenne nulle ($\phi_{q_m} = 0$); les modes de Zernike définis dans une pupille circulaire sans occultation étant par ailleurs orthogonaux, l'expression donnée par l'équation (3.1.6) devient :

$$\mathcal{R}(\phi_q) = \sum_{k=1}^{N_Z} \frac{a_{kq}^2}{\sigma_{kq}^2}, \quad (3.1.8)$$

où σ_{kq} représente la variance *a priori* associée à chaque polynôme de Zernike \mathbf{Z}_{kq} .

La minimisation du critère J (équation (3.1.5)) est réalisé en utilisant la méthode VMLM-B présentée dans le chapitre 2 qui s'appuie sur les expressions analytiques des gradients $\partial J / \partial \phi_u$, $\partial J / \partial \phi_d$, $\partial J / \partial \alpha$ et $\partial J / \partial \beta$ dont les expressions détaillées pourront être trouvées dans l'annexe A de ce manuscrit.

La phase de diversité ϕ_{div} est choisie de manière à maximiser la taille de l'intervalle dans lequel le critère J est convexe, condition indispensable pour pouvoir minimiser le critère à l'aide d'une méthode de type Quasi-Newton. Dans le cas de la diversité de phase classique, la phase de diversité est usuellement composé de défocus, qui présente l'avantage d'être une aberration simple à introduire dans un système d'imagerie classique : il suffit, par exemple, de déplacer légèrement la caméra d'imagerie le long de l'axe optique. Toutefois, il a été montré, lors d'une étude préliminaire concernant l'extension coronographique de la diversité de phase [93], qu'une phase de diversité composée d'un mélange de défocus et d'astigmatisme introduite en amont du coronographe permettait de maximiser l'intervalle dans lequel J est convexe. Ainsi, la phase de diversité utilisée par cette première version de COFFEE est définie telle que :

$$\phi_{\text{div}} = a_{\text{div}}(\mathbf{Z}_4 + \mathbf{Z}_5), \quad (3.1.9)$$

avec $a_{\text{div}} = 0,8$ rad RMS. C'est cette phase de diversité qui sera utilisée dans ce chapitre. Notez toutefois que la détermination de la phase de diversité optimale présentée dans [93] est limitée à l'estimation d'aberration de basses fréquences spatiales. L'étude de la phase de diversité à utiliser avec COFFEE sera approfondie dans le chapitre 4.

3.1.3 Le modèle de coronographe parfait

Le modèle de formation d'image utilisé par COFFEE, donné par l'équation 3.1.1, requiert une expression analytique de la FEP coronographique $\mathbf{h}_c(\phi_u, \phi_d)$. Dans un premier temps, il a été décidé d'utiliser le modèle de coronographe dit « coronographe parfait » développé par J.-F. Sauvage *et al.* [96], en le modifiant légèrement afin de pouvoir prendre en compte une apodisation

dans la pupille d'entrée du système. Dans ce dernier cas, la fonction de transmission pupillaire en amont du coronographe s'écrit :

$$\mathbf{P}_u(\mathbf{r}) = \Pi\left(\frac{2r}{D_u}\right) \Phi(\mathbf{r}), \quad (3.1.10)$$

avec D_u le diamètre de la pupille d'entrée du système, $\Phi(\mathbf{r})$ la fonction d'apodisation et Π la fonction porte définie telle que $\Pi(2r/D_u) = 1$ si $r \leq D_u/2$ et 0 sinon. Le champ électrique en entrée du système s'écrit alors :

$$\psi_A = \mathbf{P}_u e^{j\phi_u}. \quad (3.1.11)$$

Notez qu'au cours de ce premier développement de COFFEE, la présence d'aberrations d'amplitude ξ , dont l'impact est plus faible que celui des aberrations de phase, a été négligé. Nous reviendrons sur ce point dans le chapitre 4. D'après [96], le champ Ψ_B dans le plan focal du coronographe s'écrit, dans le cas du coronographe parfait :

$$\Psi_B = \mathcal{F}(\psi_A) - \eta_0 \mathcal{F}(\mathbf{P}_u) \quad (3.1.12)$$

où η_0 est un scalaire qui minimise l'énergie en sortie du coronographe, soit :

$$\eta_0 = \arg \min_{\eta} \|\mathcal{F}(\psi_A) - \eta \mathcal{F}(\mathbf{P}_u)\|^2. \quad (3.1.13)$$

La valeur analytique de ce scalaire est connue [96], et vaut :

$$\eta_0 = \frac{1}{\mathcal{N}} \iint_S \psi_A^* \mathbf{P}_u d\mathbf{r}, \quad (3.1.14)$$

avec :

$$\mathcal{N} = \iint_S \mathbf{P}_u^* \mathbf{P}_u d\mathbf{r}. \quad (3.1.15)$$

Dans le cas où aucune aberration n'est présente dans le système, on obtient $\eta_0 = 1$ et $\Psi_B = 0$: en l'absence d'aberrations, ce modèle de coronographe supprime totalement la lumière provenant de l'étoile (ou, dans le cas d'une calibration, de la source sur l'axe), d'où son nom de coronographe parfait.

Notez bien que contrairement aux coronographes présentés dans le chapitre 2, ce modèle de coronographe parfait n'est pas à proprement parler un *véritable* coronographe, au sens où ce dernier ne correspond pas à un masque coronographique réel voué à être intégré dans un système d'imagerie coronographique. Ce modèle de coronographe parfait se veut être une modélisation mathématique de l'action d'un coronographe dans un système d'imagerie à haut contraste.

Le champ électrique dans le Lyot Stop ψ_C est obtenu par propagation du champ Ψ_B :

$$\begin{aligned} \psi_C &= (\psi_A - \eta_0 \mathbf{P}_u) \mathbf{P}_d e^{j\phi_d} \\ &= \Phi \mathbf{P}_d e^{j\phi_d} - \eta_0 \Phi \mathbf{P}_d e^{j\phi_d} \end{aligned} \quad (3.1.16)$$

avec $\mathbf{P}_d(r) = \Pi(2r/D_d)$. Le champ électrique sur le détecteur Ψ_D se calcule dès lors par une simple transformée de Fourier de ψ_C . Par conséquent, la FEP coronographique $h_c(\phi_u, \phi_d)$, définie comme le module carré du champ Ψ_D s'écrit :

$$h_c(\phi_u, \phi_d) = \left| \mathcal{F}(\Phi \mathbf{P}_d e^{j\phi_d}) - \eta_0 \mathcal{F}(\Phi \mathbf{P}_d e^{j\phi_d}) \right|^2 \quad (3.1.17)$$

L'équation (3.1.17) donne donc l'expression analytique de FEP coronographique requise par le modèle de formation d'images (équation 3.1.1) utilisé par la première version de COFFEE présentée dans ce chapitre. Cette expression présente l'avantage d'être un peu plus simple que l'expression de FEP coronographique générale (*i.e.* valable pour un masque coronographique \mathcal{M} quelconque établie dans la section 2.2.3 du chapitre 2). Par ailleurs, ce modèle de coronographe parfait permet d'obtenir une expression analytique de FEP coronographique incluant un terme de phase turbulente résiduelle, ce qui permettrait à terme d'utiliser COFFEE sur des images acquises durant l'observation scientifique elle-même.

La principale limitation de ce modèle de coronographe réside toutefois dans son adéquation incertaine avec les modèles de coronographes réels. En effet, comme nous l'avons dit plus haut, ce coronographe parfait n'est qu'une modélisation mathématique de l'action d'un coronographe dans un système optique. Par conséquent, une version de COFFEE reposant sur ce modèle ne pourra être appliqué à des données expérimentales que si le modèle de coronographe parfait décrit suffisamment bien les différents coronographes réels présentés dans la section 2.2.2 du chapitre 2 (ARPM, FQPM, ALC...). Ce point fera l'objet d'une étude détaillée dans la suite de ce chapitre.

3.2 Évaluation des performances par simulation

Dans cette section, les performances de la première version de COFFEE sont évaluées par simulations numériques. Les objectifs d'une telle analyse sont multiples, à commencer par vérifier la validité du formalisme développé dans la section précédente sur lequel repose COFFEE (section 3.2.1). Dans un second temps, nous nous intéresserons à l'impact des différentes sources d'erreurs sur la qualité de la reconstruction telles que le bruit (section 3.2.2), la taille de l'objet (section 3.2.3), une phase de diversité mal connue (section 3.2.4) ou encore la présence d'aliasing (section 3.2.5). Enfin, nous analyserons en détail l'adéquation du modèle de coronographe parfait avec les coronographes réels dans la section 3.2.6. Les différentes simulations dont les résultats seront présentées dans cette section (exemption faite de la section 3.2.5) ont été réalisées avec les paramètres rassemblés dans le tableau 3.1.

Remarquez ici l'absence de terme de régularisation pour les reconstructions réalisées par COFFEE. Un tel choix est dû à la base utilisée pour ces simulations, composée de 36 modes de Zernike. En effet, la petite taille de cette base, qui ne décrit que les basses fréquences des phases aberrantes, rend l'estimation des différents modes de Zernike composant les aberrations ϕ_u et ϕ_d assez simple pour pouvoir se passer d'*a priori* sur ces aberrations.

Afin de générer des aberrations représentative des aberrations optiques entachant un système d'imagerie à haut contraste, la simulation des aberrations ϕ_u et ϕ_d est réalisée en considérant que la variance de chaque mode de Zernike σ_k^2 décroît avec l'ordre radial n_k du mode de Zernike considéré [97] :

$$\sigma_k^2 \propto \frac{1}{n_k^2}, \quad (3.2.1)$$

ce qui correspond à une décroissance en $1/\nu^2$ (ν : fréquence spatiale) de la DSP des aberrations présentes dans le système optique. Une telle décroissance de la DSP, caractéristique des défauts de polissage des surfaces optiques, a été observée dans le cas de l'instrument SPHERE [98, 99].

Afin de définir la qualité de la reconstruction réalisée par COFFEE, nous définissons ici l'erreur de reconstruction ϵ_q (avec, comme précédemment, $q \in [u, d]$) comme l'erreur du front d'onde

3.2. ÉVALUATION DES PERFORMANCES PAR SIMULATION

Simulation d'images coronagraphiques	
Échantillonnage	2 pixels (Shannon)
Taille des images	128×128 pixels ($93 \times 93 \lambda/D$)
Source lumineuse	monochromatique ($\lambda = 635$ nm)
Aberrations en amont du coronographe ϕ_u	WFE = 80 nm RMS
Aberration en aval du coronographe ϕ_d	WFE = 20 nm RMS
Nombre de modes de Zernike utilisés pour la simulation	36 polynômes
COFFEE : estimation des aberrations	
Nombre de modes de Zernike utilisés pour la reconstruction	36 polynômes
Régularisation	aucune

TABLE 3.1 – COFFEE : paramètres utilisés pour les simulations présentées dans les sections 3.2.1, 3.2.2, 3.2.3 et 3.2.4.

résultant de la différence entre phase vraie ϕ_q et phase reconstruite $\hat{\phi}_q$, soit :

$$\epsilon_q = \sigma_{\phi_q - \hat{\phi}_q}. \quad (3.2.2)$$

Remarquez que dans le cas où la phase est décomposée sur une base de N_Z polynômes de Zernike, cette erreur de reconstruction s'écrit :

$$\epsilon_q = \sqrt{\sum_{k=1}^{N_Z} |a_{k_q} - \hat{a}_{k_q}|^2} \quad (3.2.3)$$

Les valeurs d'erreurs de reconstructions qui seront données dans cette section sont moyennées sur 10 tirages de phase aberrante différents, ceci afin d'être certain que le comportement de COFFEE n'est pas lié à un tirage de phase particulier.

Pour finir, rappelons ici que ce sont les aberrations situées en amont du coronographe ϕ_u qui sont responsable de la présence de speckles quasi-statiques sur le détecteur (les aberrations en aval ϕ_d n'ont d'effet que sur la forme de ces speckles). Par conséquent, ce sont ces aberrations qu'il est nécessaire d'estimer le plus précisément possible en priorité. C'est pourquoi nous nous intéresserons tout particulièrement à la précision de la reconstruction de ces aberrations réalisée par COFFEE dans les simulations qui vont suivre.

3.2.1 Crime inverse et seuil de convergence

Le test appelé « crime inverse » consiste à évaluer les performances de la résolution du problème inverse dans un cas idéal, *i.e.* sans qu'aucune source d'erreur ne vienne entacher les données. L'erreur de reconstruction obtenue à l'issue de ce test permet ainsi de fixer la précision ultime de la méthode développée. Dans le cas de COFFEE, le crime inverse consiste à simuler, à partir de deux phases ϕ_u et ϕ_d données, deux images coronagraphiques (focalisée et de diversité) sans qu'aucune source d'erreur (bruit, aliasing...) soit présente, puis à tenter de reconstruire ces aberrations. Les

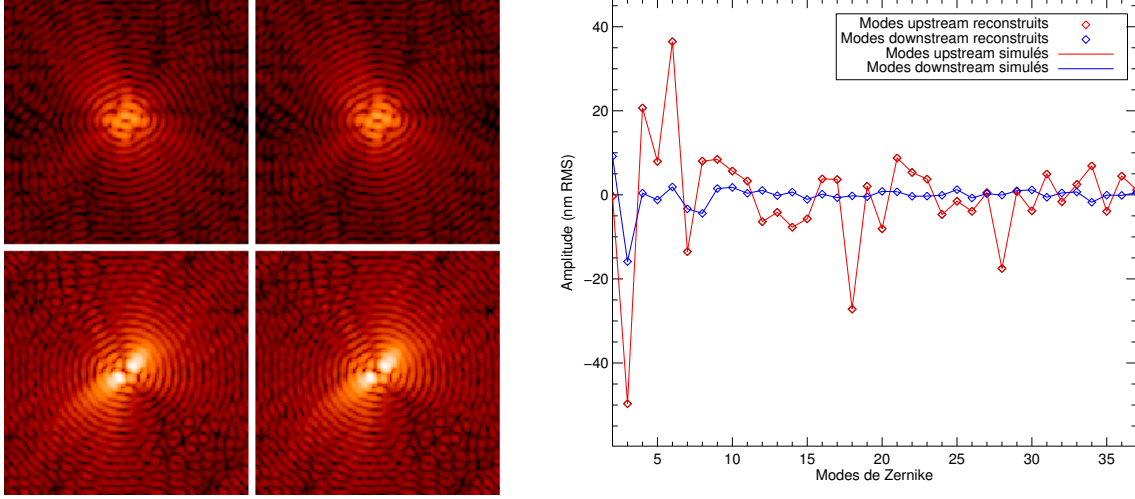


FIGURE 3.1 – Validation de COFFEE : cas « crime inverse ». A gauche, images simulées (gauche) et calculées après estimation (droite) focalisées (haut) et de diversité (bas). A droite, tracé des modes de Zernike associés aux phases ϕ_u (rouge) et ϕ_d (bleu) simulées (traits continus) et estimés par COFFEE (losanges) à partir des images coronagraphiques.

erreurs de reconstruction ϵ_u et ϵ_d obtenues après reconstruction quantifient ainsi la précision ultime atteignable par COFFEE.

Le résultat de ce test est présenté sur la figure 3.1. A gauche sont présentées les images coronagraphiques simulées à partir desquelles COFFEE réalise l'estimation des aberrations. Ces aberrations, simulées et reconstruites, sont présentés sur le graphe à droite de la figure 3.1, où l'on peut constater la très bonne qualité de la reconstruction : en effet, chaque mode de Zernike composant les aberrations simulées est parfaitement reconstruit par COFFEE, et ce pour les aberrations ϕ_u et ϕ_d . Cette très bonne correspondance entre aberrations simulées et reconstruites se traduit par de très faibles erreurs de reconstruction :

$$\begin{aligned}\epsilon_u &= 4,89 \cdot 10^{-8} \text{ nm RMS} \\ \epsilon_d &= 1,12 \cdot 10^{-7} \text{ nm RMS}\end{aligned}\tag{3.2.4}$$

Du fait de cette très bonne qualité de reconstruction, les images coronagraphiques calculées à partir des aberrations reconstruites (figure 3.1) sont quasi-identiques aux images simulées. Les erreurs de reconstructions obtenues, très faibles, sont ici dues à un bruit numérique intervenant lors de la minimisation. Ce premier test permet ainsi de valider le principe sur lequel repose COFFEE : les aberrations ϕ_u et ϕ_d peuvent être parfaitement estimées à partir des images simulées.

Pour terminer, arrêtons-nous un instant sur la minimisation du critère J indispensable à la reconstruction des aberrations par COFFEE. La méthode de minimisation utilisée (présentée dans le chapitre 2) fonctionnant de manière itérative, il est nécessaire de fixer une condition d'arrêt à COFFEE, *i.e.* une condition permettant de stopper la minimisation lorsque la qualité de la reconstruction est satisfaisante. Une première condition d'arrêt de la minimisation consiste à considérer que la reconstruction est achevée lorsque la valeur du critère J ne varie plus d'une itération à l'autre, soit :

$$J_{i+1} - J_i = 0.\tag{3.2.5}$$

3.2. ÉVALUATION DES PERFORMANCES PAR SIMULATION

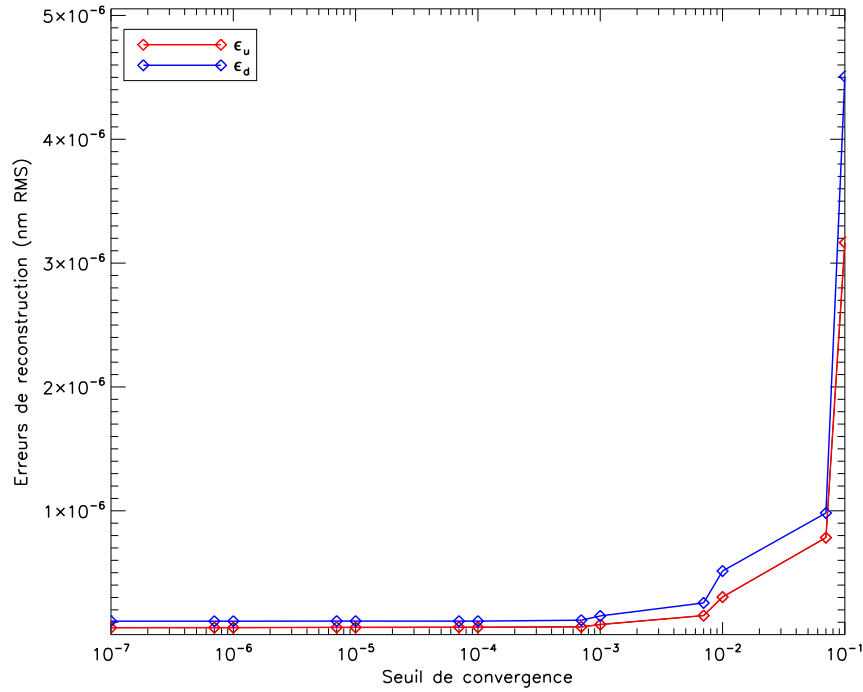


FIGURE 3.2 – Évolution des erreurs de reconstruction ϵ_u (en rouge) et ϵ_d (en vert) en fonction du seuil de convergence s .

Une telle condition, très sévère, n'est toutefois pas la meilleure option : en effet, passé un certain seuil, le critère ne diminue que très peu, ce qui se traduit par un gain en qualité de reconstruction négligeable. Il est alors bien plus intéressant de stopper l'algorithme pour diminuer le temps de calcul. Par conséquent, si la variation relative du critère entre deux itérations est inférieure à un seuil s que l'on fixe, la minimisation sera considérée comme achevée. Cette condition d'arrêt s'exprime ainsi :

$$2 \frac{J_{i+1} - J_i}{J_{i+1} + J_i} < s. \quad (3.2.6)$$

Afin de déterminer la valeur de seuil de reconstruction à utiliser, la reconstruction de type crime inverse a été reprise pour différentes valeurs de seuils de reconstruction. L'évolution des erreurs de reconstruction ϵ_u et ϵ_d en fonction de ce seuil de reconstruction sont représentées sur la figure 3.2, où l'on peut constater qu'à partir de $s = 10^{-3}$, la qualité de la reconstruction ne varie plus. Rappelons toutefois que cette simulation a été réalisée dans un cas idéal (en l'absence de toute source d'erreur). Aussi a-t-il été choisi de fixer empiriquement un seuil de convergence $s = 10^{-5}$ afin d'assurer une convergence convenable lors de la minimisation du critère J sans pour autant rendre la reconstruction trop chronophage.

3.2.2 Propagation de bruit

La limitation ultime d'un instrument d'imagerie réaliste réside dans le niveau de bruit présent dans les images acquises avec le détecteur. Les deux sources de bruits sont d'une part le détecteur lui-même, caractérisé par un de bruit de détecteur σ_{det} , et le bruit de photon σ_{phot} lié à la nature

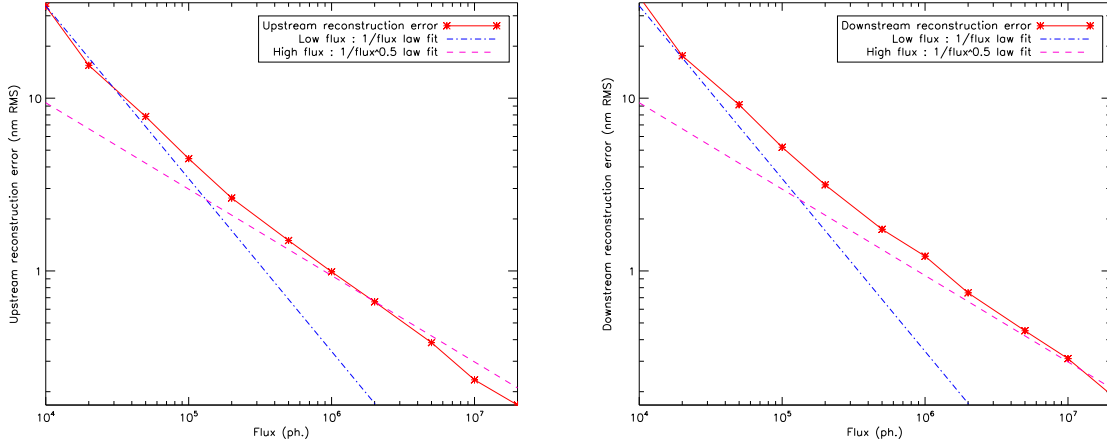


FIGURE 3.3 – Tracé des erreurs de reconstruction ϵ_u (à gauche) et ϵ_d (à droite) en fonction du flux incident α . Pour comparaison, les évolutions caractéristiques d'un bruit de photon seul ($1/\sqrt{\alpha}$, traits tiretés magenta) et d'un bruit de détecteur seul ($1/\alpha$, traits et points bleu) sont tracées.

corpusculaire de la lumière. Afin d'évaluer l'impact de ces deux sources de bruit, on simule, à partir d'aberrations ϕ_u et ϕ_d des images coronagraphiques focalisée et de diversité dans lesquelles sont ajoutés du bruit de photon et du bruit de détecteur ($\sigma_{\text{det}} = 6 \text{ e}^-$), ceci pour des valeurs de flux incident variant de 10^4 photons à $2 \cdot 10^7$ photons. Les images coronagraphiques calculées pour chaque valeur de flux sont ensuite utilisées par COFFEE pour estimer les aberrations $\hat{\phi}_u$ et $\hat{\phi}_d$.

On obtient ainsi les évolutions des erreurs de reconstruction en fonction du flux incident. Ces erreurs sont représentées sur la figure 3.3, où deux régimes peuvent être distingués :

- ◊ Lorsque le flux α est faible, le bruit dans l'image est dominé par le bruit de détecteur. Ce dernier est fixé par les caractéristiques de la caméra d'imagerie et ne dépend donc pas du flux : le RSB dans l'image est proportionnel à α . L'erreur de reconstruction, inversement proportionnelle au RSB, est donc proportionnelle à $1/\alpha$.
- ◊ Lorsque le flux α est élevé, le bruit de détecteur devient négligeable devant le bruit de photons, intrinsèquement lié à la nature corpusculaire de la lumière et voulant que l'écart-type sur le nombre de photons α reçu par un détecteur soit égal à $\sqrt{\alpha}$. Dès lors, le RSB dans l'image est proportionnel à $\sqrt{\alpha}$. Par conséquent, dans un régime de fort flux où le bruit de détecteur est négligeable, l'erreur de reconstruction, limitée par le bruit de photons, est proportionnelle à $1/\sqrt{\alpha}$.

Pour conclure, remarquez, sur la figure 3.3, que pour un flux incident $\alpha > 10^6$ photons, les erreurs de reconstructions sont inférieures à 1 nm RMS. Par conséquent, la qualité de l'estimation réalisée par COFFEE au cours d'un processus de calibration, où de haute valeurs de flux ($> 10^6$ photons) peuvent être atteintes, ne sera que très peu affectée par la présence de bruit dans les images.

3.2.3 Taille de l'objet

Le modèle de formation d'image utilisé par COFFEE (équation 3.1.1) suppose un objet ponctuel, ce qui n'est pas parfaitement exact : en effet, la calibration d'un instrument d'imagerie à haut

3.2. ÉVALUATION DES PERFORMANCES PAR SIMULATION

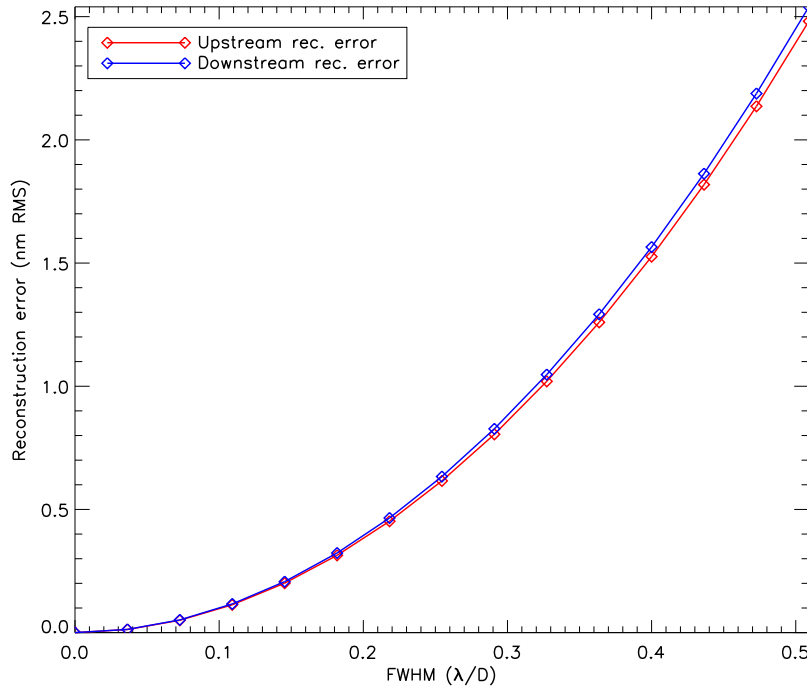


FIGURE 3.4 – Évolution des erreurs de reconstruction ϵ_u (en rouge) et ϵ_d (en bleu) en fonction de l’extension spatiale de la source utilisée pour la calibration.

contraste est conventionnellement réalisée avec une source laser produisant un éclairage non uniforme dans la pupille d’entrée. Ce dernier, qui n’est pas prise en compte dans le modèle de formation d’images, va donc avoir un impact sur la qualité de la reconstruction.

Considérons ici le cas d’une source laser fibrée monomode, communément utilisée pour la calibration des aberrations quasi-statiques d’un instrument d’imagerie. En entrée du système optique, le faisceau sortant de cette fibre possède un profil gaussien, caractérisé par sa largeur à mi-hauteur (ou FWHM pour « *Full Width at Half Maximum* »). Du fait de la nature cohérente de la lumière sortant de la fibre monomode, un tel objet peut être représenté comme une apodisation gaussienne dans la pupille d’entrée du système, calculée simplement par transformée de Fourier du profil gaussien en sortie de la fibre.

Considérant ceci, des images coronographiques sont simulées pour différentes valeurs de FWHM allant de $0\lambda/D$ à $0,5\lambda/D$ (ce qui correspond à des tailles réalistes pour un système d’imagerie), puis traitées par COFFEE qui estime à partir de ces dernières les aberrations en amont $\hat{\phi}_u$ et en aval $\hat{\phi}_d$ du coronographe en considérant que l’extension spatiale de l’objet est nulle. L’évolution des erreurs de reconstructions est présentée sur la figure 3.4, où l’on constate sans surprise que ces dernières augmentent avec la FWHM : en effet, plus cette dernière augmente, plus l’écart entre les modèles de formation d’images utilisés pour la simulation d’images et la reconstruction est grand, d’où une estimation de moins bonne qualité. Remarquez toutefois que ces erreurs restent très faibles, ce qui permet de conclure que la taille de l’objet ne sera pas une limitation pour la qualité de l’estimation. Par ailleurs, si jamais la taille de l’objet s’avérait être telle qu’elle ne puisse pas être négligée, il serait aisé de l’introduire dans le modèle de formation d’images utilisé par

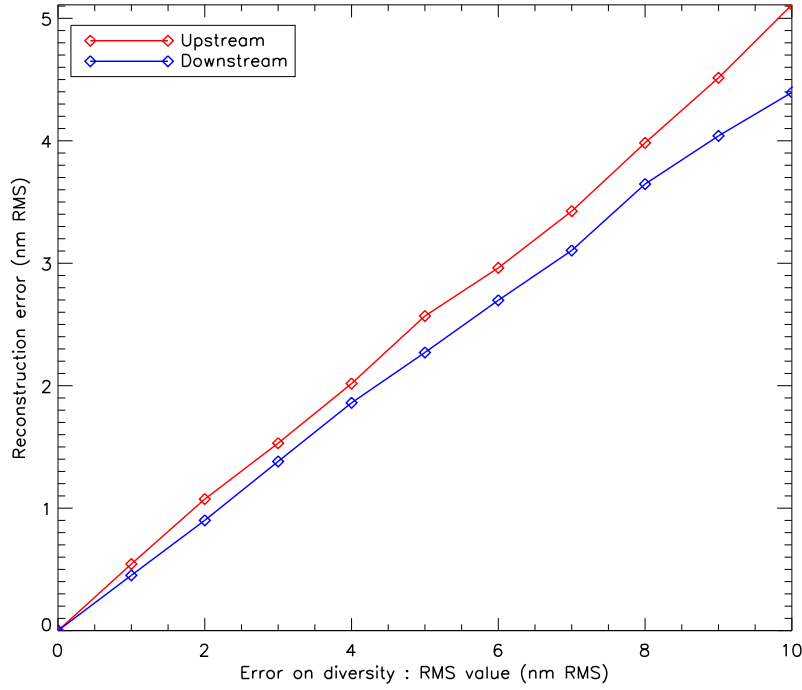


FIGURE 3.5 – Évolution des erreurs de reconstruction ϵ_u (en rouge) et ϵ_d (en bleu) en fonction d'une erreur sur la phase de diversité.

COFFEE.

3.2.4 Erreur sur la phase de diversité

La phase de diversité ϕ_{div} est l'une des données dont COFFEE a besoin pour réaliser l'estimation. Toute méconnaissance de cette dernière dégradera donc inévitablement la qualité de la reconstruction. Aussi, afin de quantifier l'impact d'une phase de diversité méconnue sur l'estimation réalisée par COFFEE, des images coronagraphiques focalisée et de diversité ont été simulées en considérant une phase de diversité $\phi'_{\text{div}} = \phi_{\text{div}} + \phi_{\text{err}}$ pour simuler l'image de diversité, avec ϕ_{err} une phase aberrante quelconque dont le WFE varie de 0 nm RMS à 10 nm RMS. La reconstruction de COFFEE, qui utilise ces images simulées, est ensuite réalisée en supposant que la phase de diversité est égale à ϕ_{div} .

Sur la figure 3.5 qui présente le résultat de cette simulation, les évolutions des erreurs de reconstructions ϵ_u et ϵ_d croissent linéairement avec l'amplitude de l'erreur sur la phase de diversité ϕ_{err} . La pente de cette évolution, qui est de 0,5, indique que cette erreur sur la phase de diversité se propage autant sur l'estimation de ϕ_u que sur celle de ϕ_d . Par conséquent, l'application de COFFEE à un système réel doit être précédée d'une calibration précise de la phase de diversité ϕ_{div} introduite dans le système lors de l'acquisition de l'image de diversité, ceci afin d'en avoir la meilleure connaissance possible, et donc d'optimiser la qualité de l'estimation.

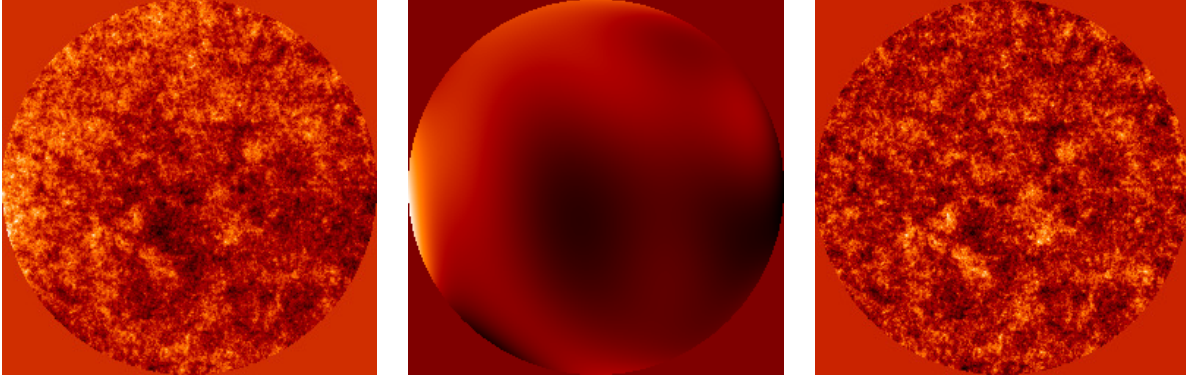


FIGURE 3.6 – Phase aberrante dont la DSP décroît en $1/\nu^2$ (à gauche) décrite par les 36 premiers modes de Zernike (au milieu). La différence entre ces deux cartes de phases (à droite) correspond à la partie haute fréquence de la phase non décrite par une base composée de 36 modes de Zernike.

3.2.5 Impact de l'aliasing

Les aberrations entachant un système optique sont composées d'une infinité de fréquences spatiales ν . L'énergie contenue dans ces différentes fréquences spatiales est donnée par la DSP S_ϕ , qui généralement décroît lorsque ν augmente : dans le cas des aberrations quasi-statiques dues aux défauts de polissage, on a ainsi $S_\phi \propto 1/\nu^2$. L'estimation réalisée par la première version de COFFEE présentée dans ce chapitre est réalisée sur une base de modes de Zernike tronquée qui ne permet de décrire qu'une quantité finie de fréquences spatiales ν comprises entre 0 et ν_Z , fréquence de coupure de la base. Autrement dit, il n'est pas possible de décrire une aberration de fréquence spatiale supérieure à ν_Z avec une telle base, comme illustré sur la figure 3.6.

Or, ces aberrations de hautes fréquences spatiales ($> \nu_Z$) donnent également naissance à des speckles dans l'image coronographique. Par conséquent, COFFEE, lors de l'estimation, va tenter de reconstruire les aberrations donnant naissance à ces speckles sur la base de Zernike tronquée. Ce phénomène de « repliement » des aberrations non-modélisée sur les aberrations décrites par la base utilisée lors de l'estimation sera par la suite appelé aliasing. On parlera dès lors de l'erreur d'aliasing pour désigner l'impact de ce phénomène sur la qualité de l'estimation réalisée par COFFEE.

Afin d'analyser l'impact de l'aliasing sur la reconstruction des aberrations ϕ_u et ϕ_d , des aberrations sont simulées en utilisant un grand nombre de modes de Zernike, puis estimées par COFFEE en utilisant un nombre croissant de modes de Zernike pour la reconstruction. Les paramètres utilisés pour cette simulation sont rassemblés dans le tableau 3.2. Notez que les valeurs de flux et de bruit électronique ont ici été fixées de manière à être représentatives du montage expérimental sur lequel COFFEE sera ensuite testé (les résultats relatifs à cette validation expérimentale seront présentés dans la section 3.3). Cette simulation a par ailleurs été réalisée avec et sans terme de régularisation (voir équations (3.1.5) et (3.1.8)) de manière à démontrer l'intérêt de l'utilisation d'*a priori* dans la reconstruction des aberrations par minimisation du critère J de l'équation (3.1.5).

La figure 3.7 représente l'évolution des erreurs de reconstruction en fonction du nombre de modes de Zernike estimés par COFFEE. Notez qu'ici, ces erreurs de reconstruction sont toutes calculées sur 350 modes, et possèdent par conséquent deux origines distinctes. La première réside dans les aberrations de hauts ordres non vues par COFFEE du fait de la taille finie de la base de

Simulation d'images coronagraphiques	
Échantillonnage	2 pixels (Shannon)
Taille des images	128×128 pixels ($93 \times 93 \lambda/D$)
Source lumineuse	monochromatique ($\lambda = 635$ nm)
Aberrations en amont du coronographe ϕ_u	WFE = 80 nm RMS
Aberration en aval du coronographe ϕ_d	WFE = 20 nm RMS
Nombre de modes de Zernike utilisés pour la simulation	350 polynômes
Bruit	bruit de photon et de détecteur ($\sigma_{\text{det}} = 1 \text{ e}^-$)
COFFEE : estimation des aberrations	
Nombre de modes de Zernike utilisés pour la reconstruction	de 15 à 275 polynômes
Régularisation	avec et sans (pour comparaison)

TABLE 3.2 – COFFEE : paramètres utilisés pour la simulation destinée à étudier l'impact de l'aliasing.

reconstruction (*i.e.* les aberrations décrites par les modes de Zernike dont le degré varie entre N_Z et 350, avec $N_Z \in [15, 275]$). Ces aberrations induisent une erreur que nous appellerons erreur de front d'onde non-modélisée par la suite. L'autre source d'erreur réside dans le phénomène d'aliasing, qui a pour effet de dégrader la qualité de l'estimation des N_Z modes de Zernike du fait de la présence d'aberrations hautes fréquences non décrites par la base sur laquelle sont estimées les aberrations.

Sur la figure 3.7, on peut constater que lorsqu'un grand nombre de modes est estimé avec COFFEE sans régularisation, les erreurs de reconstruction augmentent. En effet, ces aberrations, dont la variance est plus faible du fait de la décroissance de la DSP associée aux phases ϕ_u et ϕ_d , donnent naissance à des speckles moins intenses que les aberrations de bas ordres. Par conséquent, du fait de la présence de bruit (photon et détecteur), le RSB est plus faible sur ces speckles, ce qui mène à une augmentation de l'erreur de reconstruction. On parle alors d'amplification du bruit dans la reconstruction des aberrations. Par conséquent, le choix du nombre de modes de Zernike pour la reconstruction des aberrations en l'absence d'*a priori* sur les aberrations résulte d'un compromis entre l'aliasing, dont l'impact est d'autant plus important que N_Z est petit, et l'amplification du bruit apparaissant lorsqu'un grand nombre N_Z de modes est reconstruit. L'ajout des termes de régularisation sur les aberrations ϕ_u et ϕ_d à estimer permet de réduire notablement le phénomène de propagation de bruit. Comme on peut le constater sur la figure 3.7. En effet, dans ce cas, les erreurs de reconstructions n'augmentent plus lorsqu'un grand nombre de modes de Zernike est reconstruit. Par ailleurs, ces termes de régularisations permettent de réduire l'erreur due à l'aliasing, en introduisant dans la reconstruction des *a priori* sur l'amplitude des aberrations et la décroissance de leur DSP.

Pour finir, remarquez que les erreurs de reconstruction tracés sur la figure 3.7 sont ici importantes (plusieurs dizaines de nanomètres), traduisant la forte sensibilité de cette première version de COFFEE à l'aliasing, du fait d'une estimation réalisée sur une base de mode de Zernike tronquée. Dans le chapitre 4 sera présenté les modifications du formalisme permettant de réduire considérablement l'impact de l'aliasing sur la précision de l'estimation.

3.2. ÉVALUATION DES PERFORMANCES PAR SIMULATION

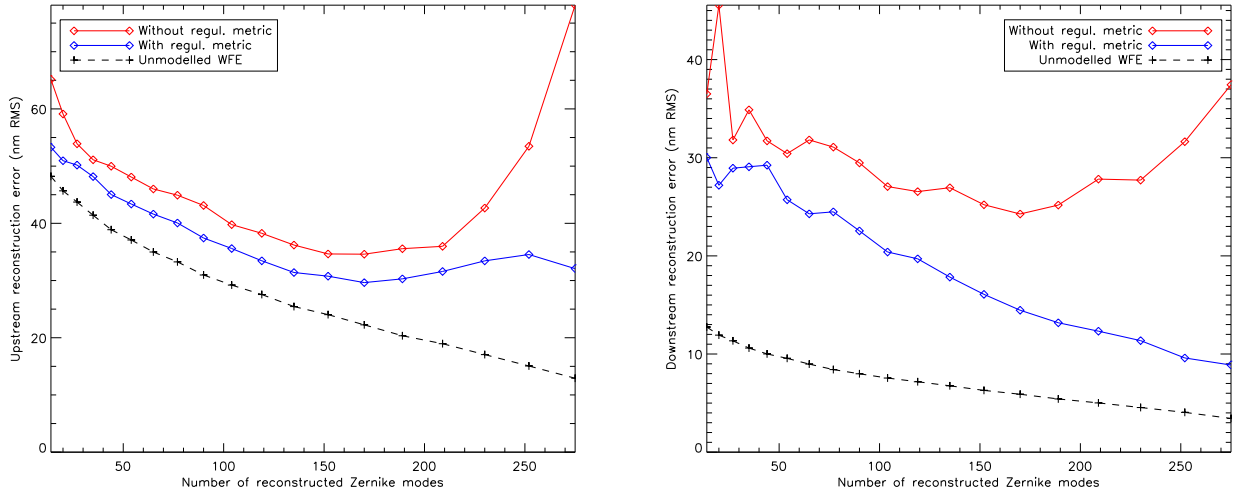


FIGURE 3.7 – Évolution des erreurs de reconstruction ϵ_u (à gauche) et ϵ_d (à droite) en fonction du nombre de modes de Zernike estimés avec (en bleu) et sans (en rouge) terme de régularisation. Pour comparaison, l’erreur de front d’onde non-modélisée est également tracée (traits-tirés noirs).

3.2.6 Adéquation du modèle de coronographe parfait aux coronographes réels

Ainsi qu’il a été mentionné dans la section 3.1.3, l’application de COFFEE à un système d’imagerie coronographique réel est conditionné par l’adéquation du modèle de coronographe parfait aux coronographes réels. Pour une phase aberrante donnée, cette condition impose que les speckles engendrés dans l’images coronographique soient les mêmes pour le modèle de coronographe parfait et pour les coronographes réels. Ce n’est qu’à cette condition que COFFEE pourra être utilisé sur des images coronographiques acquises sur un dispositif réel.

3.2.6.1 Comparaison aux modèles de coronographes réels

Dans un premier temps, le modèle de coronographe parfait a été comparé aux coronographes réels présentés dans la section 2.2.2 du chapitre 2. Pour ce faire, plusieurs FEP coronographiques ont été calculées à partir d’une même phase aberrante. L’une de ces FEP a été calculée en utilisant le modèle de coronographe parfait, et comparée à des FEP calculées avec des coronographes réels : FQPM, ARPM et ALC. Le résultat de cette première simulation est présenté sur la figure 3.8. Sur celle-ci, on constate une nette différence dans la structure de la FEP obtenue avec un modèle de coronographe parfait (figure 3.8, gauche) et celles des FEP calculées avec les coronographes FQPM et ALC. Dès lors, il paraît peu probable qu’une version de COFFEE utilisant le modèle de coronographe parfait puisse être appliqué avec des images coronographiques obtenus avec ces deux coronographes, dans la mesure où le modèle de formation d’image utilisé pour la reconstruction, fondé sur le modèle de coronographe parfait, ne décrira pas convenablement le comportement des coronographes FQPM et ALC.

En revanche, on remarque ici une très bonne correspondance entre la FEP calculée avec le modèle de coronographe parfait et celle obtenue avec le coronographe ARPM. Ainsi, en appliquant

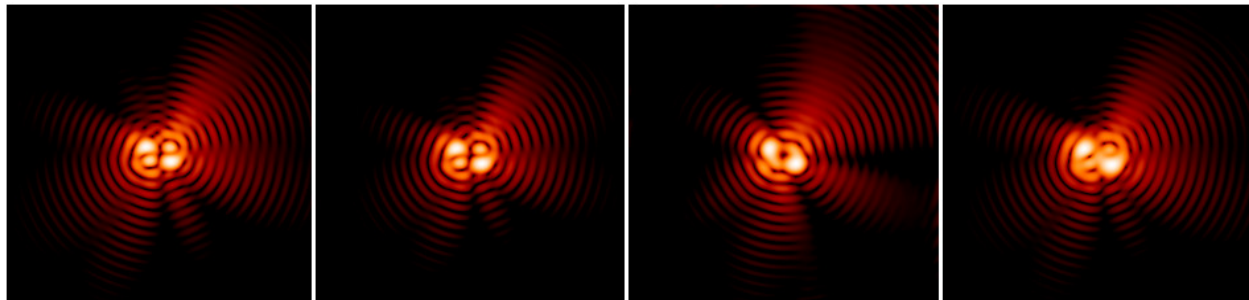


FIGURE 3.8 – Pour une phase aberrante donnée, calcul des FEP coronagraphiques avec différents modèles de coronographes. De gauche à droite : modèle de coronographe parfait, ARPM, FQPM, ALC.

le même raisonnement que pour les coronographes FQPM et ALC, la forte proximité de ces deux FEP permet d'envisager l'application de COFFEE à des images coronagraphiques réelles obtenues avec un coronographe de type ARPM.

Afin de confirmer les résultats de cette première étude qualitative, une comparaison plus systématique des différentes FEP calculées avec différents coronographes pour une même aberration a été réalisée. Le but est ici d'estimer des modes de Zernike avec COFFEE à partir de deux images coronagraphiques, ce qui ne sera possible que si les FEP associées aux coronographes parfait et réels sont suffisamment semblables pour un mode de Zernike donné. Cette similitude a été quantifiée en corrélant les FEP entre elles : plus cette corrélation est importante, plus la FEP associée au modèle de coronographe parfait sera proche de celle du modèle de coronographe réel. Les différentes valeurs de corrélations calculés pour les 150 premiers modes de Zernike sont présentés sur la figure 3.9. Il apparaît ici que le coronographe ARPM est le seul pour lequel la corrélation est très proche de 1 pour les 150 modes de Zernike. Pour le coronographe FQPM, on observe des valeurs de corrélations assez irrégulières et moins fortes que pour le coronographe ARPM. Quant au coronographe ALC, il est extrêmement proche du modèle de coronographe parfait pour certains modes (corrélation proche de 1), mais sensiblement moins pour d'autres modes (c'est en particulier le cas pour les premiers modes de Zernike), ce qui ne sera probablement pas toléré par l'algorithme de reconstruction.

Remarquez que le tracé des corrélations mode à mode présenté sur la figure 3.9 possède une structure cyclique, tout particulièrement visible dans le cas du coronographe de Lyot, où les chutes brutales de corrélation apparaissent régulièrement. Ces répétitions de motifs correspondent à la variation des degrés radiaux et azimutaux des modes de Zernike (voir la section 2.1.2.2 chapitre 2) : pour un coronographe donné, un motif correspond à la variation du degré azimutal à degré radial donné.

A l'issue de cette étude, le coronographe ARPM s'est révélé être le seul à posséder un comportement suffisamment proche de celui du modèle de coronographe parfait pour pouvoir être utilisé avec COFFEE : il a en effet été vérifié que l'utilisation d'images coronagraphiques simulées avec les coronographes FQPM et ALC ne permettaient pas de reconstruire les aberrations présentes dans le système d'imagerie coronagraphique, du fait de l'inadéquation du modèle de coronographe parfait à ces deux coronographes. Cette limitation fera l'objet d'une modification du modèle de formation d'image qui sera présentée dans le chapitre 4 de ce manuscrit.

3.2. ÉVALUATION DES PERFORMANCES PAR SIMULATION

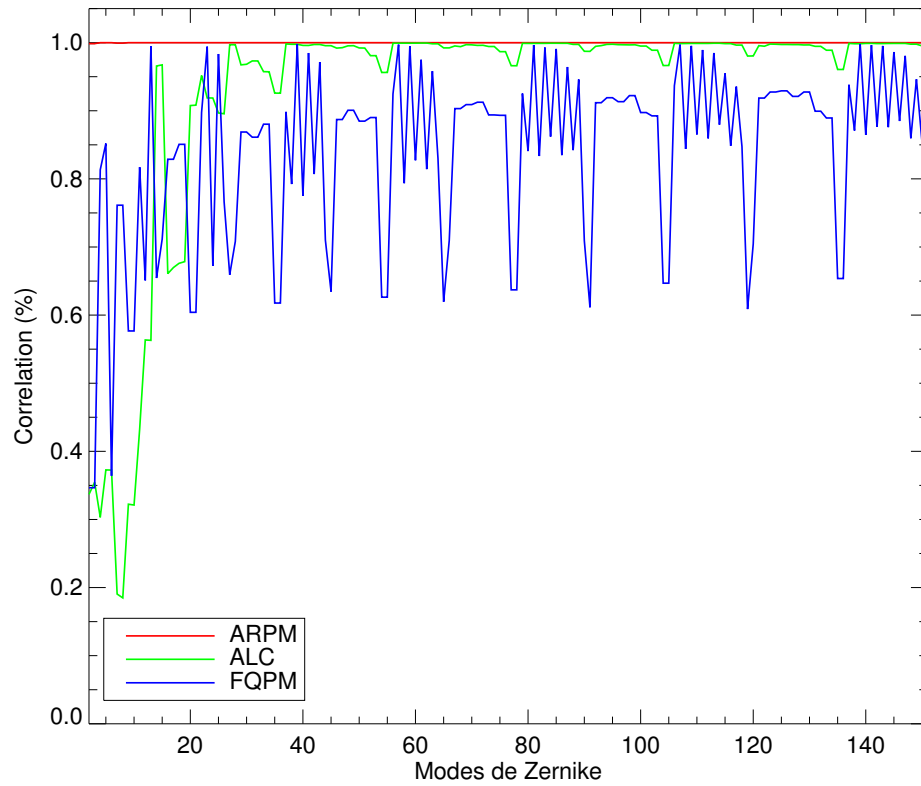


FIGURE 3.9 – Corrélations normalisées entre FEP calculées, pour chacun des 150 modes de Zernike, avec le modèle de coronographe parfait et avec des coronographes réels : FQPM (en bleu), ARPM (en rouge) et ALC (en vert).

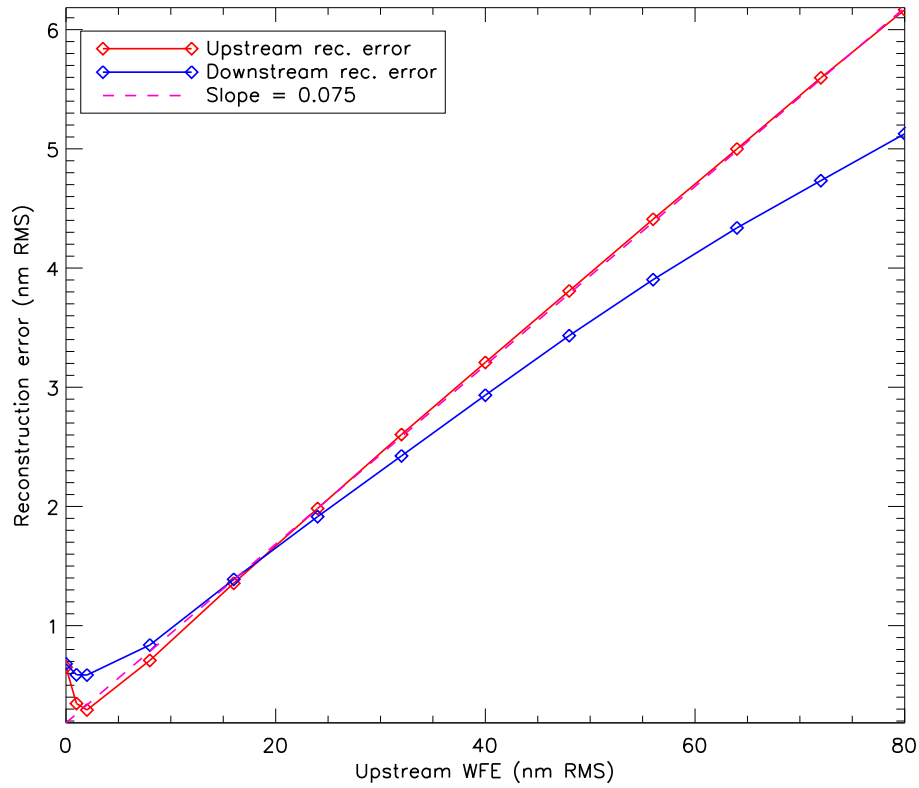


FIGURE 3.10 – Évolution des erreurs de modèle en amont ϵ_u (en rouge) et en aval ϵ_d (en bleu) du coronographe en fonction du WFE des aberrations en amont du coronographe.

3.2.6.2 Erreur de modèle

Ainsi que nous venons de le voir, le coronographe ARPM possède un comportement très similaire au modèle de coronographe parfait. Il n'en demeure pas moins que ces deux coronographes ne sont pas rigoureusement identiques. La différence de comportement de ces deux coronographes vis-à-vis des aberrations va donc se traduire par une erreur de modèle dans la reconstruction des aberrations en amont ϕ_u et en aval ϕ_d du coronographe. Afin de quantifier cette erreur de modèle, des images coronagraphiques ont été simulées considérant un coronographe ARPM à partir de phases aberrantes ϕ_u et ϕ_d . COFFEE a ensuite été utilisé pour estimer ces aberrations à partir des images simulées. Cette simulation, répétée pour plusieurs valeurs de WFE en amont du coronographe, a été réalisée en utilisant les paramètres rassemblés dans le tableau 3.1.

L'évolution des erreurs de modèle en amont et en aval du coronographe, présentées sur la figure 3.10, apparaît ici comme étant linéaire ; en particulier, l'erreur de reconstruction en amont du coronographe peut être considérée comme égale à 7,5% de la valeur RMS du WFE des aberrations ϕ_u , sauf dans le cas où cette valeur de WFE est faible (inférieur à 1 nm RMS), la variation de l'erreur de reconstruction étant alors non linéaire (tout en restant inférieur à 1 nm RMS).

Pour conclure, remarquez que cette erreur de modèle, qui varie linéairement avec le WFE de ϕ_u , limitera naturellement la qualité de l'estimation réalisée par COFFEE, mais n'affectera que peu les performances d'un processus de compensation itératif des aberrations utilisant COFFEE.

3.3. DÉMONSTRATION EXPÉRIMENTALE SUR LE BANC BOA

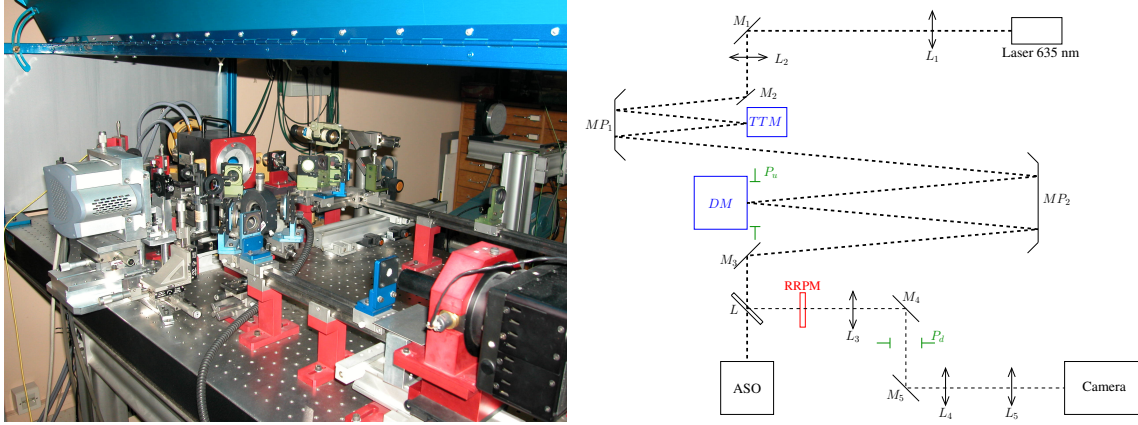


FIGURE 3.11 – Photo (à gauche) et représentation schématique (à droite) du banc BOA. M_i : miroirs de renvoi ; MP_i : miroirs paraboliques ; L_i : lentilles (doublets) ; BS : lame semi-réfléchissante ; TTM : miroir de Tip-Tilt ; DM : miroir déformable ; RRPM : masque de phase circulaire ; Φ : apodiseur ; WFS : ASO de la boucle d’OA.

3.3 Démonstration expérimentale sur le banc BOA

La première partie du travail réalisé durant cette thèse, présentée dans les deux sections précédentes, a consisté à développer l’analyseur de front d’onde COFFEE et à en étudier le comportement vis-à-vis des différentes sources d’erreurs par simulation. L’étape suivante a consisté à valider expérimentalement ce nouvel ASO plan focal sur un banc d’imagerie coronagraphique et d’évaluer les performances obtenues à la lumière de l’étude réalisée par simulation présentée dans la section 3.2.

Le banc sur lequel cette validation expérimentale a été réalisée est décrit dans la section 3.3.1. La section 3.3.2 présente une méthode d’introduction d’aberrations calibrées à partir de la boucle d’OA développée au cours de cette thèse. Le budget d’erreur associé au banc, déduit des simulations présentées dans la section 3.2, est détaillé dans la section 3.3.3. Dans la section 3.3.4, COFFEE est utilisé pour estimer des aberrations calibrées. Pour conclure cette validation expérimentale, le formalisme utilisé pour compenser les aberrations estimées par COFFEE est détaillé dans la section 3.3.5.

3.3.1 Le banc BOA

Cette première validation expérimentale de COFFEE a été réalisée sur le banc BOA (« Banc d’Optique Adaptative ») de l’Onera, sur lequel a été intégré un coronographe ARPM, composé d’un masque de phase circulaire plan focal, un apodiseur (fonction de prolate) ainsi qu’un Lyot Stop. Le banc ainsi modifié est présenté sur la figure 3.11. Remarquez ici que la boucle d’OA qui équipe ce banc permet de compenser les aberrations à l’aide d’un miroir dit miroir de Tip-Tilt (TTM), qui ne compense que ces deux modes de Zernike, et d’un DM qui corrige le reste des aberrations. Comme il a été démontré dans la section précédente, COFFEE ne peut être utilisé qu’avec des images coronagraphiques réalisées avec un coronographe ARPM. C’est donc avec ce type de coronographe que la validation a été réalisée.

CHAPITRE 3. COFFEE, UN ASO POUR L'IMAGERIE À HAUT CONTRASTE

La lumière, émise par une source laser fibrée monochromatique ($\lambda = 635 \text{ nm}$) passe au travers de l'apodiseur Φ localisé dans la pupille d'entrée du système (P_u). Le faisceau lumineux est ensuite réfléchi par le miroir de Tip-Tilt (TTM) puis par le miroir déformable (DM, 6×6 actionneurs). La lame semi-réfléchissante (BS) permet d'envoyer une partie du faisceau vers l'ASO (Shack-Hartmann, 5×5 sous-pupilles). Le reste du signal est focalisé sur le masque coronographique (masque de phase circulaire, diamètre de la pastille déphasante $d_c = 18,1 \mu\text{m}$). Après son passage dans le Lyot Stop, (P_d , $D_d = 0.99 D_u$), le faisceau est focalisé sur la caméra d'imagerie (256×256 pixels, échantillonnage $5,5$ pixels par λ/D , bruit de détecteur $\sigma_{\text{det}} = 1 \text{ e}^-$).

Pour finir, notez ici que ce banc n'est pas à proprement parler dédié au contrôle de front d'onde dans les systèmes d'imagerie à haut contraste. Le système d'OA, en particulier, ne permet en effet de contrôler que des aberrations de basses fréquences spatiales, de par le faible nombre d'actionneurs disponibles sur le DM. Par conséquent, l'objectif recherché lors de la validation de COFFEE sur BOA a été une démonstration de principe, à savoir mettre en évidence le bon fonctionnement de COFFEE sur des données réelles, tout en s'assurant que le comportement de ce nouvel ASO était conforme aux simulations dont les résultats ont été présentés dans la section précédente. Une démonstration en termes de performances (estimation nanométrique des aberrations, gain significatif en contraste dans tout le plan focal après compensation) requiert un dispositif adapté comprenant notamment un DM possédant un plus grand nombre d'actionneurs.

3.3.2 Introduction d'aberrations calibrées avec la boucle d'OA

La première étape de cette validation expérimentale a consisté à développer une méthode d'introduction d'aberrations calibrées en amont du coronographe à l'aide de la boucle d'OA destinées à être estimées par COFFEE afin d'en analyser les performances.

Considérons une aberration ϕ_{cal} que l'on souhaite introduire en amont du coronographe ; notre objectif est ici d'introduire, avec le DM, la phase la plus proche de ϕ_{cal} . Notons F la matrice d'influence du DM, qui permet de décrire une aberration introduite par le DM comme un vecteur de tensions v appliqué aux actionneurs ; introduire la phase ϕ_{cal} avec le DM revient à rechercher le vecteur de tensions v_{cal} satisfaisant la relation suivante :

$$v_{\text{cal}} = \arg \min_v \|\phi_{\text{cal}} - Fv\|^2. \quad (3.3.1)$$

La solution de ce problème est connue, et s'écrit comme suit :

$$v_{\text{cal}} = T\phi_{\text{cal}}, \quad (3.3.2)$$

avec T l'inverse généralisée de la matrice F . L'utilisation de la matrice d'interaction D , obtenue par calibration (voir la section 2.1.3 du chapitre 2) nous permet de calculer les pentes $s_{\text{cal}} = Dv_{\text{cal}}$ à utiliser pour modifier les pentes de références s_{ref} de la boucle d'OA. Ainsi, en fermant la boucle sur les pentes $s_{\text{ref}} + s_{\text{cal}}$, on introduit la phase $\phi_{\text{calDM}} = Fv_{\text{cal}}$ qui est la meilleure représentation de ϕ_{cal} réalisable avec le DM au sens des moindres carrés.

Il est toutefois important de remarquer que la phase ϕ_{calDM} , bien qu'étant la plus proche possible de ϕ_{cal} , peut être sensiblement différente de cette dernière, notamment du fait du faible nombre d'actionneurs disponibles sur le DM. Dans le cas de BOA (6×6 sur le DM), la phase aberrante introduite ϕ_{calDM} est sensiblement déformée lors de son introduction sur le banc avec la boucle d'OA,

3.3. DÉMONSTRATION EXPÉRIMENTALE SUR LE BANC BOA

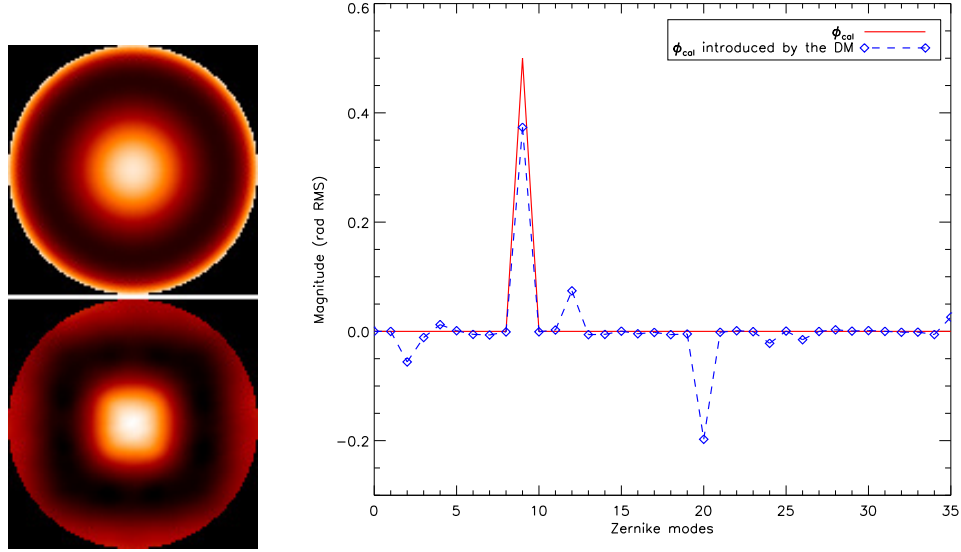


FIGURE 3.12 – Introduction d’une aberration calibrée sur le banc BOA : cas de l’aberration sphérique. La phase théorique (en haut à gauche) est sensiblement déformée par le système d’OA (en bas à gauche). La différence entre les deux aberrations est visible sur la décomposition en modes de Zernike de ces deux cartes de phase (à droite).

comme représenté sur la figure 3.12 dans le cas d’une phase composée uniquement d’aberration sphérique.

Au vu de la déformation induite par le DM, considérer que les aberrations sont parfaitement introduites par le boucle d’OA relèverait d’une approximation assez grossière. Par conséquent, avant d’être estimée par COFFEE, toute aberration est estimée par diversité de phase classique (pas de coronographe), afin de mesurer précisément les aberrations *réellement* introduites avec la boucle d’OA. La précision d’une telle estimation, étudiée par J.-F. Sauvage *et al.* [100] sur BOA, est de 4 nm RMS.

Enfin, il faut également prendre en compte le fait que le banc BOA lui-même est entaché d’aberrations $\phi_{u_{\text{BOA}}}$ en amont du coronographe. Par conséquent, si l’on introduit une aberration $\phi_{\text{cal}_{\text{DM}}}$ dans la pupille d’entrée du système avec la boucle d’OA, la phase aberrante ϕ_u en amont du coronographe sera telle que :

$$\phi_u = \phi_{\text{cal}_{\text{DM}}} + \phi_{u_{\text{BOA}}} \quad (3.3.3)$$

L’objectif étant ici de mesurer l’aberration $\phi_{\text{cal}_{\text{DM}}}$ introduite par la boucle d’OA, le processus suivant est utilisé pour supprimer l’impact des aberrations du banc $\phi_{u_{\text{BOA}}}$ dans l’estimation :

1. On introduit une phase $\phi_{\text{cal}_{\text{DM}}}$ sur le banc. COFFEE mesure une phase $\hat{\phi}_u^+ = \hat{\phi}_{\text{cal}_{\text{DM}}} + \hat{\phi}_{u_{\text{BOA}}}$.
2. On introduit ensuite une phase $-\phi_{\text{cal}_{\text{DM}}}$ sur le banc. COFFEE mesure une phase $\hat{\phi}_u^- = -\hat{\phi}_{\text{cal}_{\text{DM}}} + \hat{\phi}_{u_{\text{BOA}}}$.
3. La demi-différence $(\hat{\phi}_u^+ - \hat{\phi}_u^-)/2 = \hat{\phi}_{\text{cal}_{\text{DM}}}$ nous donne l’estimation de l’aberration introduite par COFFEE.

CHAPITRE 3. COFFEE, UN ASO POUR L'IMAGERIE À HAUT CONTRASTE

Remarquez que la calibration de l'aberration introduite par diversité de phase classique est réalisée en suivant ce même processus d'estimation différentielle.

Le processus de validation de l'estimation d'une aberration ϕ_{cal} connue avec COFFEE se déroule donc en trois temps :

1. Introduction de l'aberration ϕ_{cal} à l'aide de la boucle d'OA.
2. Estimation précise de l'aberration ϕ_{calDM} introduite par diversité de phase.
3. Mise en place du coronographe, puis estimation de ϕ_{calDM} avec COFFEE.

3.3.3 Budget d'erreur

L'étude paramétrique de l'impact des différentes sources d'erreurs sur les performances de COFFEE présentée dans la section 3.2 permet d'établir un budget d'erreur exhaustif correspondant à la précision attendue de l'estimation des aberrations ϕ_u réalisée par COFFEE sur BOA. Nous allons maintenant détailler les différents termes composant ce budget :

- ◇ **Bruit de photon et de détecteur** : le flux émis par la source du banc BOA est de $5 \cdot 10^6$ photons. D'après les simulations de la section 3.2.2, une telle valeur correspond à une erreur $\epsilon_{\text{noise}} = 0,9$ nm RMS.
- ◇ **Taille de l'objet** : la fibre située en entrée du banc émet un faisceau gaussien dont la FWHM vaut $0,27\lambda/D$, ce qui correspond, d'après la section 3.2.3, à une erreur $\epsilon_{\text{obj}} = 0,7$ nm RMS.
- ◇ **Erreur sur la phase de diversité** : la phase de diversité ϕ_{div} utilisée par COFFEE est introduite à l'aide de la boucle d'optique adaptative en utilisant le procédé décrit dans la section 3.3.2. Cette aberration est ensuite calibrée par diversité de phase classique, avec une précision de 4,0 nm RMS [100]. D'après la simulation présentée en section 3.2.4, cette erreur se propage avec un facteur 0,5 sur l'estimation des aberrations ϕ_u réalisée par COFFEE. On a ainsi, sur le banc BOA, une erreur $\epsilon_{\text{div}} = 2,0$ nm RMS.
- ◇ **Turbulence résiduelle** : les aberrations engendrées par la turbulence résiduelle, non corrigées par la boucle d'OA ne sont pas pris en compte dans le modèle de formation d'images. Afin de mesurer l'impact de cette turbulence résiduelle, 50 mesures de front d'ondes successives ont été acquises avec un ASO de type Shack-Hartmann. Ces mesures ont permis de calculer l'erreur de front d'onde turbulent résiduel sur BOA : $\sigma_{\phi_{\text{turb}}} = 1,2$ nm RMS. Ces aberrations turbulentes en amont du coronographe vont créer des speckles que COFFEE ne sera pas capable de différencier des speckles créés par les aberrations quasi-statiques. L'erreur due à la phase turbulente résiduelle sur BOA peut dès lors être évaluée à $\epsilon_{\text{turb}} = \sigma_{\phi_{\text{turb}}} = 1,2$ nm RMS.
- ◇ **Aliasing** : l'erreur d'aliasing, due à la présence d'aberration de hauts ordres non représentées par la base utilisée pour l'estimation a été étudiée dans la section 3.2.5. Il a en particulier été montré qu'une reconstruction réalisée avec une base de 170 polynômes de Zernike, utilisée par COFFEE pour estimer les aberrations sur BOA, se traduisait par une erreur d'aliasing $\epsilon_{\text{aliasing}} = 18,3$ nm RMS.
- ◇ **Erreur de modèle** : la légère différence de comportement entre le modèle de coronographe parfait utilisé par COFFEE et le coronographe ARPM installé sur le banc se traduit par une erreur de modèle valant 8% de l'erreur de front d'onde en amont du coronographe, comme

3.3. DÉMONSTRATION EXPÉRIMENTALE SUR LE BANC BOA

Objet résolu	$\epsilon_{\text{obj}} = 0,7 \text{ nm RMS}$
Bruit de photons et de détecteur	$\epsilon_{\text{noise}} = 0,9 \text{ nm RMS}$
Turbulence résiduelle	$\epsilon_{\text{turb}} = 1,2 \text{ nm RMS}$
Erreur sur la phase de diversité	$\epsilon_{\text{div}} = 2,0 \text{ nm RMS}$
Erreur de modèle	$\epsilon_{\text{model}} = 6,0 \text{ nm RMS}$
Aliasing	$\epsilon_{\text{aliasing}} = 18,3 \text{ nm RMS}$
Erreur totale	$\epsilon = \sqrt{\sum_i \epsilon_i^2} = 20,6 \text{ nm RMS}$
Erreur totale par mode de Zernike estimé	$\epsilon_Z = 1,6 \text{ nm RMS}$

TABLE 3.3 – Budget d’erreur pour l’estimation par COFFEE d’une aberration en amont du coronographe sur BOA.

nous l’avons montré dans la section 3.2.6. Dans le cadre de la validation expérimentale de COFFEE sur BOA, l’amplitude maximale des aberrations qui seront introduites pour être estimées par COFFEE est de 80 nm RMS. Dès lors, la reconstruction sera entachée d’une erreur $\epsilon_{\text{modèle}} = 6,0 \text{ nm RMS}$.

Les différents termes de ce budget d’erreur sont rassemblés dans le tableau 3.3, où l’on peut constater que l’erreur d’aliasing domine très nettement les autres termes.

La quantification des différents termes d’erreurs qui limitent les performances de COFFEE est d’une importance capitale. En effet, une fois ce budget validé par l’expérience, il sera nécessaire de modifier le formalisme de COFFEE pour en optimiser les performances. Dès lors, avoir identifié les plus gros contributeurs à ce budget d’erreur (dans notre cas, l’aliasing et l’erreur de modèle) va permettre d’orienter la recherche des améliorations possibles pour COFFEE.

3.3.4 Estimation d’aberrations de bas ordres

Dans cette section sont présentés les résultats obtenus dans le cadre de la démonstration expérimentale de l’estimation des aberrations avec COFFEE. Pour ce faire, des aberrations calibrées sont introduites avec le DM à l’aide du processus décrit dans la section 3.3.2, puis estimées avec COFFEE. Notez qu’en raison du faible nombre d’actionneurs disponibles sur le DM (6×6 dans la pupille), cette validation est limitée à l’estimation de basses fréquences spatiales.

3.3.4.1 Estimation préliminaire du Tip-Tilt downstream

Au cours de cette validation, la position de l’image sur le détecteur, quantifiée par le tip-tilt en aval du coronographe, s’est avérée être un problème critique. En effet, COFFEE s’est révélé capable d’estimer les aberrations ϕ_u et ϕ_d uniquement pour des valeurs de tip-tilt $\{a_{2d}, a_{3d}\}$ en aval du coronographe comprises dans l’intervalle $[-1 \text{ rad RMS}, 1 \text{ rad RMS}]$ ($[-100 \text{ nm RMS}, 100 \text{ nm RMS}]$ à $\lambda = 635 \text{ nm RMS}$). Un tel comportement contraint fortement l’utilisation de COFFEE sur un dispositif expérimental, dans la mesure où cet ASO ne pourrait être utilisé en l’état que si l’image coronographique se trouve dans une zone restreinte du détecteur.

Pour résoudre ce problème, une méthode d’estimation simple et rapide de la position de l’image coronographique sur le détecteur a été développée dans le but de réaliser une estimation grossière du tip-tilt en aval du coronographe avant l’estimation réalisée par COFFEE. Cette méthode est

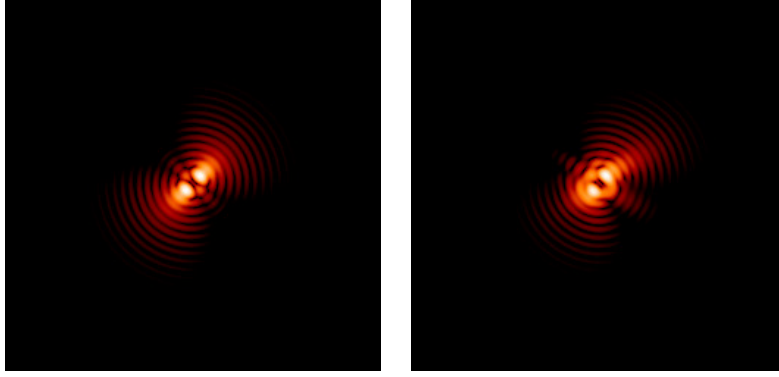


FIGURE 3.13 – Images coronagraphiques de diversité calculées avec des aberrations $\phi_u + \phi_{\text{div}}$ en amont et ϕ_d en aval du coronographe (à droite) et avec la phase de diversité seule (à gauche). La forme de ces images est très majoritairement liée à la phase de diversité ϕ_{div} dans les deux cas.

fondée sur l'image de diversité utilisée par COFFEE, qui est créée en ajoutant la phase de diversité ϕ_{div} , dont l'expression est donnée par l'équation (3.1.9) en amont du coronographe. L'amplitude de cette aberration étant importante ($\sigma_{\phi_{\text{div}}} = 113$ nm RMS à $\lambda = 635$ nm), les speckles présents dans l'image coronagraphique de diversité i_c^{div} seront majoritairement créés par la phase de diversité. Un tel comportement est illustré sur la figure 3.13, où deux images de diversité sont comparées : l'une est générée en ajoutant des aberrations en amont ϕ_u (WFE= 30 nm RMS) et en aval ϕ_d (WFE= 10 nm) du coronographe, et l'autre est calculée en l'absence d'aberrations (autre que la phase de diversité elle-même). Comme on le constate en comparant ces deux images, les speckles provenant de la phase de diversité sont aisément distinguables, même en présence d'aberrations en amont et en aval du coronographe.

La méthode développée consiste ainsi à rechercher les speckles créés par la phase ϕ_{div} , connue, dans l'image coronagraphique de diversité i_c^{div} . en pratique, cette image est comparée à une image coronagraphique calculée numériquement à partir de la phase de diversité seule, soit :

$$i_{c_{\text{th}}}^{\text{div}} = h_{\text{det}} \star h_c(\phi_{\text{div}}, \phi_d = 0). \quad (3.3.4)$$

La comparaison entre les images i_c^{div} et $i_{c_{\text{th}}}^{\text{div}}$ est réalisée en utilisant la méthode développée par Gratadour *et al.* [101], qui consiste à mesurer le décalage $(x_{\text{shift}}, y_{\text{shift}})$ entre les deux images correspondant au décentrage de l'image i_c^{div} sur le détecteur, en minimisant un critère J_{TT} , soit :

$$(\hat{x}_{\text{shift}}, \hat{y}_{\text{shift}}) = \arg \min_{x,y} J_{TT}(x, y) \quad (3.3.5)$$

avec :

$$J_{TT}(x, y) = \left\| \frac{i_c^{\text{div}}(x_o, y_o) - i_{c_{\text{th}}}^{\text{div}}(x_o, y_o) \star \delta(x_o - x, y_o - y)}{\sigma_{n_{\text{div}}}} \right\|^2. \quad (3.3.6)$$

x_o et y_o sont les coordonnées cartésiennes dans le plan focal, et δ est la fonction de Dirac. Le décentrage estimé à l'issue de la minimisation de J_{TT} est directement relié au tip a_{2_d} et tilt a_{3_d} en aval du coronographe :

$$a_{2_d} = \frac{\pi}{2e} \hat{x}_{\text{shift}} \quad a_{3_d} = \frac{\pi}{2e} \hat{y}_{\text{shift}}, \quad (3.3.7)$$

3.3. DÉMONSTRATION EXPÉRIMENTALE SUR LE BANC BOA

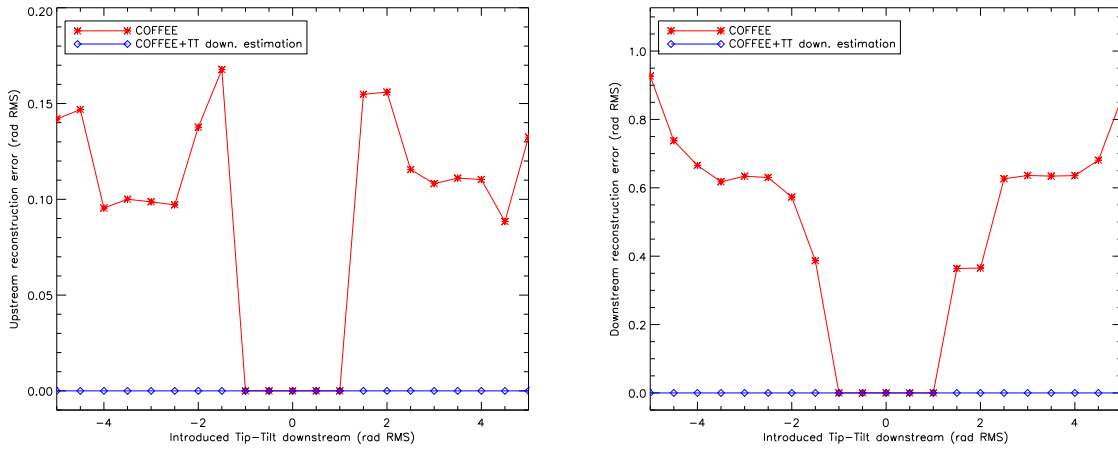


FIGURE 3.14 – Estimation des aberrations ϕ_u (à gauche) et ϕ_d (à droite) avec (lignes bleues) et sans (lignes rouges) estimation préliminaire du tip-tilt en aval du coronographe

où e représente la valeur de l'échantillonnage sur le détecteur. Ces deux valeurs de tip-tilt en aval du coronographe sont ensuite utilisées par COFFEE comme point de départ de la minimisation.

Cette méthode d'estimation préalable à la reconstruction réalisée par COFFEE permet de réaliser une mesure rapide (1 seconde de calcul pour des images de 256×256 pixels) du tip-tilt en aval du coronographe. La précision de cette estimation, déterminée en simulation, est de l'ordre de 1,5 nm RMS, ce qui est plus que suffisant compte tenu du niveau de précision requis par COFFEE (± 100 nm RMS).

Afin de démontrer l'apport de cette estimation de tip-tilt préliminaire, une simulation de reconstruction ϕ_u (WFE= 30 nm) et ϕ_d (WFE= 10 nm) d'aberrations avec COFFEE a été réalisée pour des valeurs de tip-tilt en aval du coronographe variant de -5 rad RMS à 5 rad RMS. Pour chaque valeur, la reconstruction a été réalisée avec et sans estimation préliminaire du tip-tilt aval. Les évolutions des erreurs de reconstruction obtenues à l'issue de cette simulation sont présentées sur la figure 3.14, où l'apport de l'estimation préliminaire est très clairement visible : en effet, lorsque celle-ci n'est pas réalisée, les erreurs de reconstructions augmentent fortement lorsque le tip-tilt aval dépasse 1 rad RMS, COFFEE n'étant alors plus capable de réaliser la reconstruction. A l'inverse, lorsque le tip-tilt aval est approximativement estimé à l'aide de la méthode présentée dans cette section, COFFEE est capable de reconstruire convenablement les aberrations pour toute valeur de tip-tilt aval, *i.e.* pour toute position de l'image sur le détecteur.

Dans la suite de ce manuscrit, cette méthode d'estimation préliminaire du tip-tilt downstream sera systématiquement utilisée par COFFEE.

3.3.4.2 Rampe de Tip-Tilt

La première validation expérimentale de COFFEE a consisté en l'estimation d'une rampe de tilt. Pour ce faire, des aberrations de tilt dont l'amplitude varie de -83 nm RMS à 83 nm RMS ont été introduites à l'aide de la boucle d'OA puis calibrées par diversité de phase classique conformément au protocole décrit dans la section 3.3.2. Le coronographe a ensuite été placé sur le banc, puis les différents tilts ont à nouveau été estimés, cette fois-ci avec COFFEE.

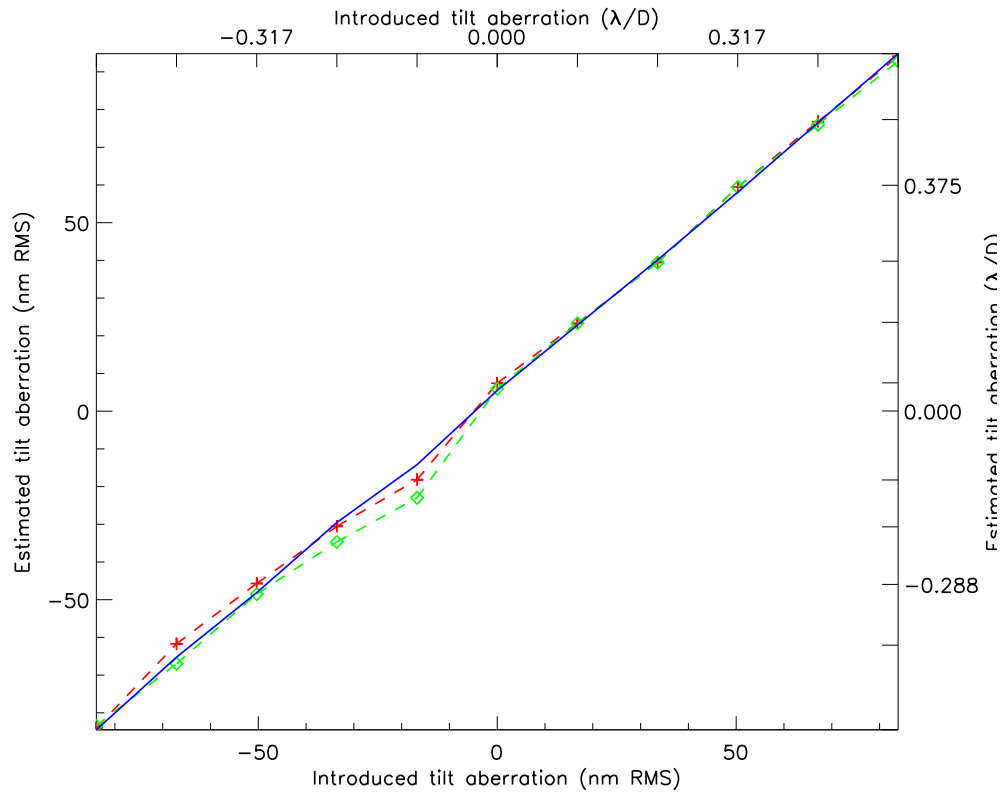


FIGURE 3.15 – Estimation d’une rampe de tilt avec COFFEE sur BOA : calibration par diversité de phase classique (en bleu), et estimation de la rampe par COFFEE avec (en rouge) et sans (en vert) bornes sur le tip-tilt en aval du coronographe.

3.3. DÉMONSTRATION EXPÉRIMENTALE SUR LE BANC BOA

La rampe de tilt ainsi reconstruite est présentée sur la figure 3.15 (en vert). L'erreur de reconstruction moyenne associée à cette rampe, qui vaut ici 2,1 nm RMS, est en partie due à une erreur d'estimation du tip-tilt en aval du coronographe $\{a_{2_d}, a_{3_d}\}$ qui se propage sur la reconstruction de la rampe de tilt introduite en amont du coronographe. Aussi, pour améliorer la qualité de la reconstruction, l'estimation de la rampe a dans un second temps été réalisée en bornant l'estimation du tip-tilt downstream. La valeur de ce tip-tilt est estimée à partir de l'image de diversité acquise sans introduire de tilt en amont du coronographe en utilisant la méthode décrite dans la section précédente. On obtient ainsi une estimation de $\{a_{2_d}, a_{3_d}\}$ avec une précision de 1,5 nm RMS.

La rampe de tilt a donc été à nouveau reconstruites en utilisant cette estimation comme point de départ de la reconstruction réalisée par COFFEE, et en bornant ces valeurs dans un intervalle de $\pm 1,5$ nm RMS au cours de l'estimation. Un tel procédé permet d'améliorer la précision de l'estimation de la rampe de tilt (figure 3.15, en rouge), pour laquelle l'erreur de reconstruction moyenne vaut 1,6 nm RMS, ce qui correspond bien au budget d'erreur établi dans la section 3.3.3.

3.3.4.3 Estimation d'une aberration quelconque

Afin de généraliser la validation présentée dans la section précédente, valable uniquement pour un mode de Zernike, COFFEE a été utilisé pour estimer une aberration ϕ_{cal} (WFE= 80 nm RMS) connue. Cette aberration, composée des 15 premiers modes de Zernike (ce qui correspond au nombre maximal de modes pouvant être convenablement introduits avec le DM de 6×6 actionneurs de la boucle d'OA), a été introduite sur BOA et calibrée en suivant le protocole de la section 3.3.2. Cette calibration a ensuite été utilisée pour évaluer la qualité de l'estimation réalisée par COFFEE.

Comme on peut le constater à droite de la figure 3.16, les aberrations estimées par COFFEE sont très proches des aberrations introduites sur le banc. Cette bonne qualité de reconstruction se traduit par des images calculées à partir des aberrations estimées par COFFEE (figure 3.16, en bas) très proches des images coronagraphiques expérimentales acquises sur BOA (figure 3.16, en haut).

L'erreur de reconstruction calculée à partir des cartes de phases calibrées ϕ_{cal} et reconstruites par COFFEE $\hat{\phi}_{\text{cal}}$ vaut ici 22,5 nm RMS, valeur très proche de celle prévue par le budget d'erreur établi dans la section 3.3.3. On démontre ainsi la très bonne adéquation entre l'étude paramétrique réalisée par simulation (section 3.3.3) et la démonstration expérimentale sur BOA.

3.3.5 La boucle pseudo-fermée

La dernière étape de cette validation expérimentale a consisté à utiliser l'estimation de COFFEE pour compenser les aberrations en amont du coronographe et ainsi optimiser le contraste sur le détecteur scientifique. Précisons à nouveau qu'étant données les limitations du banc BOA, en particulier de la boucle d'OA qui ne permet de contrôler que les aberrations de bas ordres, l'objectif recherché ici est de démontrer la faisabilité d'un tel processus de compensation, et non d'évaluer ses performances.

3.3.5.1 Formalisme

Dans le cadre de la compensation d'aberrations quasi-statiques dans des systèmes d'imagerie classiques (pas de coronographe), un processus nommé « *Pseudo-Closed Loop* » (PCL) a été développé [100]. Ce dernier consiste à introduire, via la boucle d'OA, l'opposée des aberrations

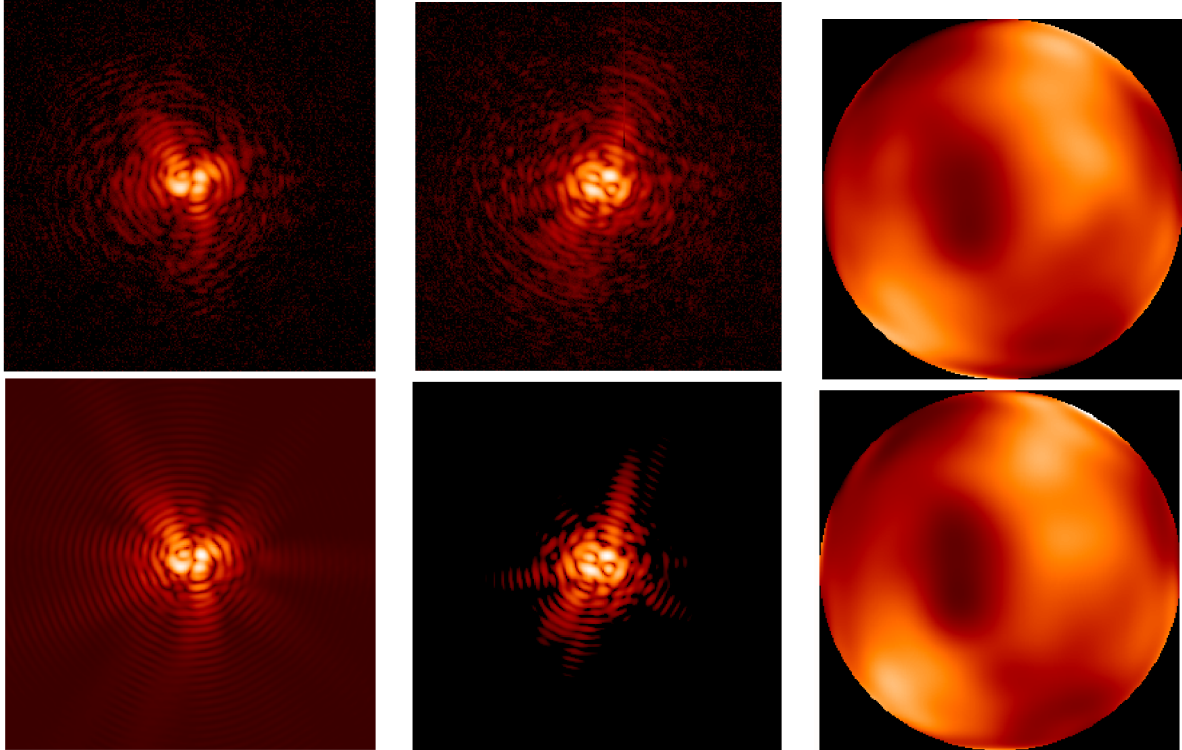


FIGURE 3.16 – Estimation d’une aberration de bas ordre ϕ_{cal} avec COFFEE. A gauche : image coronagraphique acquise sur le banc lors de l’introduction de ϕ_{cal} (en haut) et image calculée par COFFEE à partir de l’aberration $\hat{\phi}_u^+$ reconstruite (en bas). Au milieu : image coronagraphique acquise sur le banc lors de l’introduction de $-\phi_{\text{cal}}$ (en haut) et image calculée par COFFEE à partir de l’aberration $\hat{\phi}_u^-$ reconstruite (en bas). A droite : aberration ϕ_{cal} calibrée par diversité de phase classique (en haut) et aberration $\hat{\phi}_{\text{cal}}$ estimée par COFFEE (en bas).

3.3. DÉMONSTRATION EXPÉRIMENTALE SUR LE BANC BOA

présentes dans la pupille afin de minimiser la variance de la phase aberrante dans la pupille d'entrée du système. Pour désigner une telle compensation, on parle conventionnellement de conjugaison de phase.

Dans le cadre de cette thèse, le formalisme du processus de PCL a été modifié pour pouvoir être appliqué à un système d'imagerie coronographique. Le fonctionnement du processus de compensation est le suivant : pour une boucle d'OA fermée sur des pentes de références s_{ref}^i , à l'itération i de la PCL :

1. Acquisition des images coronographiques focalisée i_c^{foc} et de diversité i_c^{div} ;
2. A partir de ces deux images, estimation des aberrations $\hat{\phi}_u^i$ avec COFFEE ;
3. Calcul de la modification des pentes de références correspondant à la phase estimée $\delta s_i = DT\hat{\phi}_u^i$ (voir section 3.3.2) ;
4. Modification des pentes de références de la boucle d'OA : $s_{\text{ref}}^{i+1} = s_{\text{ref}}^i - g_{PCL}\delta s_i$, avec g_{PCL} le gain de la PCL.

3.3.5.2 Validation préliminaire sur le banc BOA

Comme nous l'avons vu dans la section 3.3.2, la boucle d'OA du banc ne peut contrôler efficacement que les 15 premiers modes de Zernike. Par conséquent, la compensation des aberrations sur BOA requiert une estimation la plus précise possible de ces 15 premiers modes de Zernike, contrairement au cas précédent (estimation seule), où le but était d'estimer le plus précisément possible tous les modes. Aussi, dans le cadre de la PCL, la base utilisée par COFFEE pour estimer les aberrations a été réduite à 36 modes de Zernike. Dans ce cas, l'aliasing, qui est le terme dominant dans le budget d'erreur établi en section 3.3.3, dégrade principalement les aberrations de hauts ordres, et n'a que peu d'impact sur les 15 premiers modes de la base utilisée pour la compensation. De la sorte, en négligeant l'erreur d'aliasing sur les 15 premiers modes de Zernike, le budget d'erreur pour l'estimation de COFFEE est réduit à $\epsilon = 6,5$ nm RMS. La réduction de la taille de la base utilisée pour l'estimation permet de réduire le temps de calcul nécessaire pour une itération de la PCL, qui, sur le banc BOA, varie alors de 1 à 2,5 minutes.

Afin d'améliorer la visibilité du gain apporté par la PCL, une phase aberrante décomposée sur les 15 premiers modes de Zernike a tout d'abord été ajoutée en amont du coronographe avant la mise en œuvre de la PCL. Ce choix découle des capacités limitées de la boucle d'OA qui ne permet qu'une correction des aberrations de bas ordres.

Les résultats obtenus lors de la mise en œuvre de la PCL ($g = 0,5$) sur BOA sont présentés sur la figure 3.17, où le gain apporté par la compensation des aberrations en amont du coronographe apparaît nettement : la variance de phase diminue ainsi rapidement et atteint un plateau après deux itérations de la PCL (figure 3.17, à gauche). La compensation des aberrations ϕ_u en amont du coronographe se traduit par un gain notable en contraste sur le détecteur, comme en témoigne l'évolution des profils de contraste moyen (figure 3.17, à droite) calculés à partir des images coronographiques acquises avant compensation et après 7 itérations de la PCL.

Ce processus de compensation est naturellement limité par la précision avec laquelle COFFEE estime les aberrations, quantifiée par le budget d'erreur établi en section 3.3.3, mais également par la capacité du DM à introduire une aberration donnée dans la pupille du système. En effet, comme nous l'avons déjà vu, le processus de compensation (étape 3 de la PCL) consiste à rechercher la phase la plus proche de l'estimation $\hat{\phi}_u$ représentable par le DM au sens des moindres carrés.

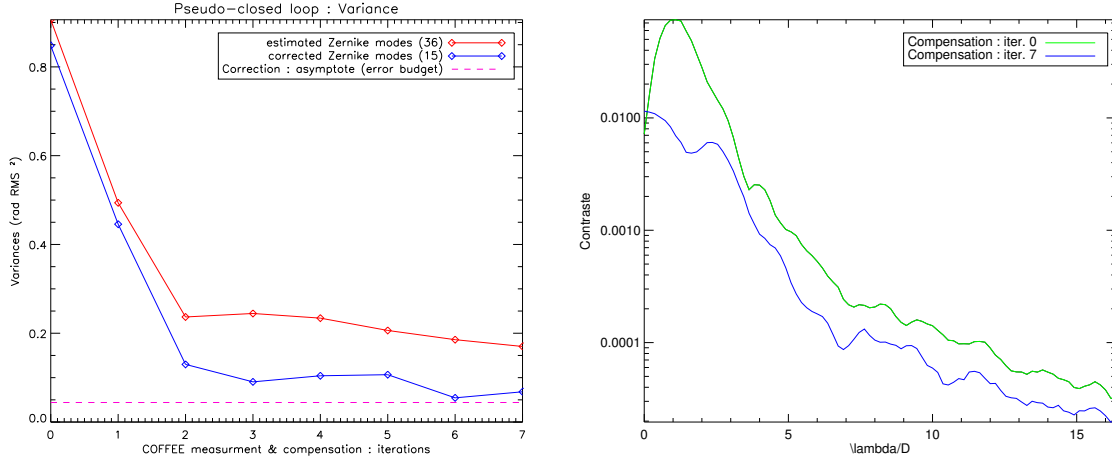


FIGURE 3.17 – Validation de la PCL sur le banc BOA ($g = 0,5$). A gauche, évolution de la variance de phase des 36 modes estimés par COFFEE (en rouge) et des 15 modes contrôlés par la boucle (en bleu). La ligne magenta représente la limite prévue par le budget d’erreur. A droite, évolution des profils de contraste moyens avant (en vert) et après (en bleu) compensation des aberrations par la PCL.

Ainsi, la différence entre la phase estimée et la phase réellement introduite va également limiter les performances de la PCL. Dans le cas du DM 6×6 du banc BOA, cette erreur, évaluée par simulation numérique, vaut $\epsilon_{\text{DM}} = 14,7$ nm RMS. Considérant les deux limitations de la boucle (erreur d’estimation liée à COFFEE et erreur liée à l’introduction imparfaite des aberrations avec le DM), on calcule la variance limite σ_{PCL}^2 atteignable par la PCL pour les 15 premiers modes de Zernike :

$$\sigma_{\text{PCL}}^2 = 4,4 \cdot 10^{-2} \text{ rad RMS}^2. \quad (3.3.8)$$

Comme on peut le constater sur la figure 3.17, après compensation et stabilisation des 15 premiers modes de Zernike, la variance de phase liée à ces premiers modes (en bleu) atteint la variance de phase σ_{PCL}^2 prévue par la théorie (en magenta). Un tel résultat démontre une fois encore la bonne adéquation de la démonstration expérimentale de COFFEE et l’étude théorique de ces performances réalisée par simulation numérique.

En appliquant la PCL au banc BOA, on démontre la capacité de COFFEE à être utilisé au sein d’un processus de compensation destiné à optimiser le contraste sur le détecteur scientifique. Une démonstration en termes de performances requiert notamment un DM possédant plus d’actionneurs permettant de corriger plus efficacement les aberrations en amont du coronographe. COFFEE doit par ailleurs être amélioré afin de réduire l’impact des différentes sources d’erreurs sur la qualité de l’estimation, en particulier celle de l’aliasing afin de permettre une estimation des aberrations avec une précision nanométrique, hauts ordres compris.

3.4 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre a été présenté un nouvel ASO plan focal dédié à l’imagerie à haut contraste nommé COFFEE. Le formalisme de ce dernier, qui repose sur la résolution d’un problème inverse

3.4. CONCLUSION DU CHAPITRE

utilisant un modèle fin de formation d'images coronographiques a été présenté dans la section 3.1. Dans la section 3.2, les performances de cette première version de COFFEE ont été analysées par simulations numériques, notamment dans le but d'évaluer la robustesse de COFFEE aux différentes sources d'erreurs présentes sur un instrument réel. Il a notamment été montré qu'une version de COFFEE utilisant un modèle de coronographe parfait pouvait être utilisé sur des images obtenues avec un coronographe ARPM. Enfin, dans la section 3.3, COFFEE a été démontré expérimentalement sur le banc BOA de l'Onera en y intégrant un coronographe ARPM afin de pouvoir réaliser des images coronographiques. Après avoir développé un protocole expérimental pour introduire des aberrations calibrées à l'aide de la boucle d'OA du banc, COFFEE a été utilisé avec succès pour estimer des aberrations introduites en amont du coronographe. La précision de cette estimation s'est avérée être en parfait accord avec le budget d'erreur établi à partir de l'étude théorique des performances de COFFEE. Enfin, COFFEE a été utilisé au sein d'un processus de compensation, la PCL, pour compenser les aberrations estimées en amont du coronographe et ainsi optimiser le contraste sur le détecteur scientifique.

Cette démonstration a permis de mettre en évidence les principales limitations de COFFEE, à commencer par l'aliasing, dû à la présence d'aberrations de hauts ordres non représentées dans la base de modes de Zernike tronquée utilisée pour l'estimation. Aussi, afin d'améliorer les performances de COFFEE, il est nécessaire de modifier son formalisme en utilisant une base adaptée à l'estimation de hautes fréquences spatiales. L'autre limitation majeur de COFFEE réside dans son modèle de formation d'images, qui n'est compatible qu'avec le coronographe ARPM, moyennant une erreur de modèle non négligeable. Par conséquent, pour réduire cette erreur de modèle et surtout afin de pouvoir utiliser COFFEE avec une plus large gamme de coronographe, il est impératif de modifier le modèle de formation d'images coronographique utilisé pour la résolution du problème inverse. Les différentes modifications de COFFEE destinées à en optimiser les performances font l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 4

Extension myope hauts ordres de COFFEE pour l'estimation d'aberrations de phase et d'amplitude

Suite au développement et à la validation de la première version de COFFEE réalisée au cours de cette thèse (voir le chapitre 3), plusieurs sources d'erreurs limitant fortement la précision de l'estimation des aberrations ont été mises en évidence. Considérant ces diverses limitations, le formalisme sur lequel repose COFFEE a été adapté pour améliorer la précision de l'estimation réalisée par cet ASO plan focal. Ces modifications ainsi que les performances de la nouvelle extension de COFFEE qui en résulte sont présentées dans ce chapitre.

Dans la section 4.1 seront présentées les modifications du formalisme permettant à COFFEE d'estimer des aberrations de hautes fréquences spatiales pour tout type de coronographe. Les performances de cette extension seront quantifiées par simulations dans la section 4.2. Dans le but d'améliorer la robustesse et la précision de l'estimation, COFFEE a également été adapté pour pouvoir estimer une erreur sur la phase de diversité (section 4.3) ainsi que des aberrations d'amplitude (section 4.4). Enfin, dans la section 4.5, nous présenterons la validation de COFFEE sur le banc d'imagerie à haut contraste du laboratoire d'astrophysique de Marseille.

Les travaux présentés dans les sections 4.1 à 4.3 ont fait l'objet d'une publication dans la revue *Optics Express* qui pourra être trouvée en annexe D de ce manuscrit.

4.1 Évolution du formalisme

Les performances de la version de COFFEE présentée dans le chapitre 3 étaient principalement limitées par l'aliasing et le modèle de coronographe parfait. Le premier provenait de l'incapacité de COFFEE à estimer des aberrations de hautes fréquences spatiales du fait de la base utilisée pour l'estimation, composée d'un nombre limité de polynômes de Zernike. Le modèle de coronographe parfait, quant à lui, restreignait l'utilisation de COFFEE aux systèmes d'imagerie coronographiques équipés d'un coronographe ARPM, au prix d'une erreur de modèle non négligeable.

Plusieurs modifications ont donc été apportées à COFFEE afin d'en optimiser les performances. La première, décrite dans la section 4.1.1, concerne la base utilisée pour l'estimation qui a été modifiée pour permettre à COFFEE d'estimer des aberrations de hautes fréquences spatiales. Une

telles estimation implique le développement d'une métrique de régularisation adaptée à la nouvelle base, présentée dans la section 4.1.2. Enfin, dans la section 4.1.3 l'expression de la FEP coronographique utilisée par COFFEE est modifiée dans le but de rendre COFFEE compatible avec une large gamme de coronographes.

4.1.1 Choix d'une base adaptée

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, COFFEE est fondée sur une approche de type maximum *a posteriori* qui consiste à rechercher les aberrations en amont $\hat{\phi}_u$ et en aval $\hat{\phi}_d$ du coronographe, ainsi que les flux $\hat{\alpha}$ et les fonds $\hat{\beta}$ qui maximisent la vraisemblance *a posteriori* $p(\alpha, \beta, \phi_u, \phi_d | \mathbf{i}_c^{\text{foc}}, \mathbf{i}_c^{\text{div}})$. Ainsi qu'il a été présenté dans le chapitre 3, la résolution de ce problème inverse consiste à minimiser le critère J dont nous rappelons ici l'expression :

$$J(\alpha, \beta, \phi_u, \phi_d) = \frac{1}{2} \left\| \frac{\mathbf{i}_c^{\text{foc}} - [\alpha_{\text{foc}} \mathbf{h}_{\text{det}} \star \mathbf{h}_c(\phi_u, \phi_d) + \beta_{\text{foc}}]}{\sigma_{n_{\text{foc}}}} \right\|^2 + \frac{1}{2} \left\| \frac{\mathbf{i}_c^{\text{div}} - [\alpha_{\text{div}} \mathbf{h}_{\text{det}} \star \mathbf{h}_c(\phi_u + \phi_{\text{div}}, \phi_d) + \beta_{\text{div}}]}{\sigma_{n_{\text{div}}}} \right\|^2 + \mathcal{R}(\phi_u) + \mathcal{R}(\phi_d). \quad (4.1.1)$$

Afin d'estimer les aberrations en amont ϕ_u et en aval ϕ_d du coronographe avec COFFEE, il est nécessaire de définir une base $\{\mathbf{b}_k\}_{k=1, \dots, N}$ sur laquelle sont décrites les aberrations. Dans le chapitre précédent, nous avons choisi de travailler avec une base constituée d'un nombre fini de polynômes de Zernike $\{\mathbf{Z}_k\}_{k=1, \dots, N_Z}$ qui ne permet de décrire qu'un nombre fini de fréquences spatiales. L'estimation réalisée par COFFEE s'est alors révélée être particulièrement sensible à l'aliasing, phénomène induit par la présence, dans les images coronographiques, de speckles engendrés par des aberrations de hautes fréquences non modélisées par la base de polynômes de Zernike tronquée. Un tel phénomène était à l'origine d'une double limitation pour COFFEE : d'une part, ces aberrations de hautes fréquences spatiales ne pouvaient pas être reconstruites ; par ailleurs, leur présence dégradait notablement la précision de l'estimation des aberrations de basses fréquences décrites par la base $\{\mathbf{Z}_k\}_{k=1, \dots, N_Z}$. Cette dernière erreur (erreur d'aliasing) était en particulier le terme dominant du budget d'erreur établi à l'occasion de la validation de COFFEE sur le banc BOA.

Afin de s'affranchir de ces deux limitations, il est nécessaire d'utiliser une base permettant d'estimer des aberrations de hautes fréquences spatiales. Une solution possible consiste à utiliser une base de pixels $\{\mathbf{p}_{q_k}\}_{k=1, \dots, N}$, soit :

$$\phi_q = \sum_{k=1}^N \phi_{q_x} \mathbf{p}_{q_k}, \quad (4.1.2)$$

avec, comme précédemment, $q \in [u, d]$ et avec $k \in 1, \dots, N$ l'indice des pixels dans la pupille. N représente ici le nombre de pixels présents dans la pupille, et vaut donc $N = \pi D_q^2/4$ pour une pupille de diamètre D_q (en pixels). ϕ_{q_x} représente ici la valeur du k -ième pixel dans la pupille en amont ($q = u$) ou en aval ($q = d$) du coronographe, et \mathbf{p}_{q_k} est l'indicatrice du k -ième pixel définie telle que :

$$\mathbf{p}_{q_k}[k'] = \begin{cases} 1 & \text{si } k' = k \\ 0 & \text{sinon,} \end{cases} \quad (4.1.3)$$

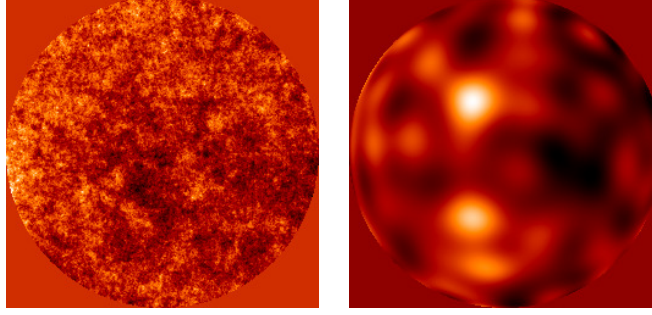


FIGURE 4.1 – Illustration de la différence entre une phase aberrant possédant une $DSP \propto 1/\nu^2$ (à gauche) et sa décomposition sur les 170 premiers modes de Zernike (à droite), qui ne peuvent représenter les hautes fréquences spatiales de la phase.

avec $k' \in \{1, \dots, N\}$. L'utilisation d'une telle base pour la minimisation permet donc à COFFEE d'estimer la valeur ϕ_{q_x} de la phase aberrante en chaque pixel de la pupille. Un tel choix de base permet de décrire sensiblement plus de fréquences spatiales que la base composée de 170 modes de Zernike précédemment utilisée par COFFEE, comme illustré sur la figure 4.1.

L'aliasing qui limitait jusqu'à maintenant fortement les performances de COFFEE était dû à la présence, dans les images coronographiques, de speckles nés de ces aberrations de hautes fréquences spatiales non décrites par la base utilisée pour l'estimation. L'utilisation de cette nouvelle base permet de décrire *l'intégralité* des aberrations ayant un impact visible dans une image de $N \times N$ pixels sur laquelle l'échantillonnage vaut e (*i.e.* e pixels représentent un élément de résolution λ/D) dans une pupille de diamètre $D = N/e$ pixels. L'erreur d'aliasing est ainsi considérablement réduite. L'utilisation d'une telle base notablement plus grande qu'une base de modes de Zernike tronquée, est toutefois plus sensible à la présence de bruit et doit donc être utilisée avec un terme de régularisation approprié auquel nous allons maintenant nous intéresser.

4.1.2 Régularisation

Le terme de régularisation $\mathcal{R}(\phi_q)$ apparaissant dans le critère J (équation (4.1.1)) représente les connaissances *a priori* sur les aberrations à estimer. Son expression, donnée dans le chapitre 2, est rappelée ici :

$$\mathcal{R}(\phi_q) = (\phi_q - \phi_{q_m})^t \mathbf{C}_{\phi_q}^{-1} (\phi_q - \phi_{q_m}). \quad (4.1.4)$$

Les aberrations à estimer sont supposées gaussiennes, homogènes, et sont donc dotées d'une DSP¹ \mathbf{S}_{ϕ_q} . Moyennant ces hypothèses, l'expression de $\mathcal{R}(\phi_q)$ peut être reformulée de la manière suivante :

$$\mathcal{R}(\phi_q) = \sum_{\nu} \frac{|\mathcal{F}[\phi_q](\nu)|^2}{\mathbf{S}_{\phi_q}(\nu)}. \quad (4.1.5)$$

L'objectif est ici de mesurer les aberrations quasi-statiques entachant l'instrument. Par conséquent, la DSP est considérée telle que $\mathbf{S}_{\phi_q}(\nu) \propto 1/\nu^2$, ce qui correspond aux défauts de polissage des surfaces optiques [98, 99].

1. En toute rigueur, nous devrions parler de densité spectrale d'énergie (DSE). On sacrifiera ici à l'usage en parlant de DSP

4.1. ÉVOLUTION DU FORMALISME

Afin de pouvoir facilement appliquer la régularisation uniquement aux pixels contenus dans le masque pupillaire, il est plus simple de transposer l'expression donnée par l'équation (4.1.5) dans l'espace réel plutôt que dans l'espace de Fourier en utilisant le théorème de Parseval (les détails pourront être trouvés dans l'annexe B de ce manuscrit). On a ainsi :

$$\mathcal{R}(\phi_q) = \mu_q \|\nabla \phi_q\|^2, \quad (4.1.6)$$

où ∇x représente le gradient de x . Le facteur de pondération μ_q , qui sera par la suite appelé « hyperparamètre », est tel que :

$$\mu_q = \frac{1}{\sigma_{\nabla \phi_q}^2}, \quad (4.1.7)$$

avec $\sigma_{\nabla \phi_q}^2 = \sigma_{\nabla_x \phi_q}^2 + \sigma_{\nabla_y \phi_q}^2$, où $\sigma_{\nabla_x \phi_q}^2$ et $\sigma_{\nabla_y \phi_q}^2$ sont respectivement les variances de $\nabla \phi_q$ dans les deux directions cartésiennes x et y . L'expression de l'hyperparamètre donnée par l'équation 4.1.7, déduite des équations (4.1.4) et (4.1.6), est fondée sur le fait que l'opérateur ∇ « blanchit » la phase, *i.e.* que la DSP $S_{\nabla \phi_q}$ est blanche. En effet, on a :

$$\begin{aligned} S_{\nabla \phi_q} &= \left\langle |\mathcal{F}(\nabla \phi_q)|^2 \right\rangle \\ &= \left\langle |2j\pi\nu \mathcal{F}(\phi_q)|^2 \right\rangle \\ &= (2\pi\nu)^2 \left\langle |\mathcal{F}(\phi_q)|^2 \right\rangle \\ &= 4\pi^2\nu^2 S_{\phi_q}. \end{aligned} \quad (4.1.8)$$

Or, on a par ailleurs $S_{\phi_q} \propto 1/\nu^2$; à la lumière de l'équation (4.1.8), on peut en déduire que la DSP $S_{\nabla \phi_q}$ est blanche.

Par ailleurs, remarquons que la valeur de $\sigma_{\nabla \phi_q}^2$ peut être calculée à partir de la DSP S_{ϕ_q} et de la variance de la phase elle-même. En effet, en utilisant l'expression donnée par l'équation (4.1.8), il vient :

$$\sigma_{\nabla \phi_q}^2 = \int S_{\nabla \phi_q}(\nu) d\nu = \int 4\pi^2\nu^2 S_{\phi_q} d\nu. \quad (4.1.9)$$

La valeur de l'hyperparamètre, fixée par la DSP S_{ϕ_q} connue de la phase, ne requiert donc aucun ajustement manuel (la validité de cette expression sera démontrée dans la section 4.2.2). Les détails pratiques relatifs à l'implantation algorithmique de ce terme de régularisation, et notamment l'expression de son gradient, pourront être trouvés dans l'annexe B de ce manuscrit.

Pour finir, notez que l'estimation réalisée par COFFEE est peu sensible à une erreur sur l'*a priori* (décroissance de la DSP plus rapide ou plus lente), comme il a été démontré dans [102].

4.1.3 Modification du modèle de formation d'images

Le modèle de formation d'images utilisé par COFFEE requiert une expression analytique de la FEP coronographique h_c du système. Dans le chapitre précédent, cette expression a été établie en considérant un modèle de coronographe parfait. Toutefois, l'usage de ce modèle pour la résolution du problème inverse s'est avéré fortement contraignant pour COFFEE, qui ne pouvait être utilisé que sur des images obtenues avec un coronographe ARPM au prix d'une erreur de reconstruction non négligeable valant 8% de l'erreur de front d'onde en amont du coronographe.

Considérant ces limitations, le modèle de formation d’images utilisé par COFFEE a été modifié en remplaçant l’expression de la FEP coronographique calculée avec le modèle de coronographe parfait par l’expression obtenue pour un masque coronographique \mathcal{M} quelconque, établie dans la section 2.2.3 du chapitre 2. Nous rappelons cette expression ci-dessous :

$$h_c = |\mathcal{F}\{\mathcal{F}^{-1} [\mathcal{F}(P_u e^{i\phi_u}) \mathcal{M}] P_d e^{i\phi_d}\}|^2. \quad (4.1.10)$$

Comme précédemment, P_u est la fonction de transmission pupillaire de la pupille d’entrée du système (qui peut contenir une apodisation), et P_d est celle du Lyot Stop. Rappelons également que nous négligeons pour le moment l’impact des aberrations d’amplitude ξ (nous reviendrons sur ce point dans la section 4.4).

L’expression de FEP coronographique donnée par l’équation (4.1.10) est valable pour tout masque coronographique \mathcal{M} : dès lors, son inclusion dans le modèle de formation d’images coronographique permet de rendre COFFEE compatible avec une large gamme de coronographes, au contraire du modèle de coronographe parfait qui limitait son utilisation au coronographe ARPM. Naturellement, une telle modification du modèle de formation d’image, et donc du critère J (équation (4.1.1)), implique un nouveau calcul des gradients $\partial J / \partial \phi_u$ et $\partial J / \partial \phi_d$ dont les expressions peuvent être trouvées dans l’annexe B de ce manuscrit.

Pour finir, notez que dans le cas des coronographes de type Lyot, la FEP coronographique est calculée en utilisant la méthode développée par R. Soummer *et al.* [71] présentée dans la section 2.2.4 du chapitre 2 de ce manuscrit, ceci afin de modéliser au mieux l’action du coronographe.

4.2 Performances de l’extension hauts ordres

L’extension de COFFEE décrite dans la section précédente a fait l’objet d’une étude destinée à en quantifier les performances, dont les résultats sont présentés dans cette section. Les paramètres utilisés pour ces simulations sont détaillés dans la section 4.2.1. L’influence du bruit sur l’estimation réalisée par COFFEE est présentée dans la section 4.2.2. Dans la section 4.2.3, nous reviendrons sur le choix de la phase de diversité à utiliser pour optimiser la qualité de la reconstruction des aberrations. Afin d’illustrer les performances de la nouvelle extension de COFFEE, un cas typique d’estimation sera présenté dans la section 4.2.4. Enfin, dans la section 4.2.5, nous nous intéresserons aux performances de l’extension de COFFEE au sein d’un processus de compensation des aberrations dans un système d’imagerie coronographique.

4.2.1 Paramètres

Les paramètres utilisés pour évaluer les performances de l’extension hauts ordres de COFFEE sont ceux donnés dans le tableau 4.1, sauf précision contraire. Ces derniers ont été en partie choisis de manière à être représentatifs du cas de la calibration de l’instrument SPHERE réalisée avec le détecteur infrarouge IRDIS (voir la section 1.3.2 du chapitre 1) réalisée à $\lambda = 1589$ nm. Le masque coronographique choisi est ainsi celui de l’instrument SPHERE qui a été conçu pour cette longueur d’onde, et la fonction d’apodisation (figure 4.2) provient d’une image scientifique de l’apodiseur de SPHERE réalisée avec IRDIS.

L’évaluation de la précision d’estimation de COFFEE est réalisée en synthétisant des images coronographiques calculées à partir de cartes de phases ϕ_u et ϕ_d générées de manière à posséder

4.2. PERFORMANCES DE L'EXTENSION HAUTS ORDRES

Taille de l'image	128 × 128 pixels
Échantillonnage	2 pixels par λ/D (<i>i.e.</i> Shannon)
Source	Monochromatique, $\lambda = 1589$ nm
Pupille d'entrée	$D_u = 64$ pixels
Lyot stop	$D_d = D_u$
Aberrations en amont du coronographe (ϕ_u)	WFE _u = 50 nm RMS
Aberrations en aval du coronographe (ϕ_d)	WFE _d = 20 nm RMS
Coronographe	ALC ; diamètre angulaire du masque coronographique $d = 4,52\lambda/D$
Flux	10 ⁹ photons
Bruits	Bruit de photons, bruit de détecteur ($\sigma_{\text{det}} = 1 \text{ e}^-$)

TABLE 4.1 – Paramètres utilisées par les simulations dédiées à l'évaluation des performances de l'extension hauts ordres de COFFEE.

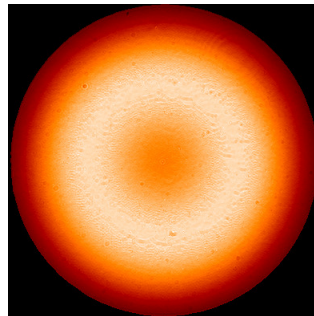


FIGURE 4.2 – Fonction d'apodisation du coronographe ALC utilisée par les simulations. Cette carte d'apodisation a été extraite d'une image expérimentale acquise sur l'instrument SPHERE.

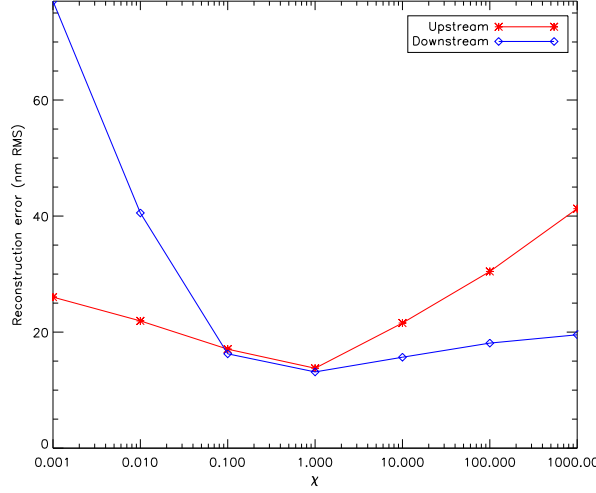


FIGURE 4.3 – Évolution des erreurs de reconstruction en amont (en rouge) et en aval (en bleu) du coronographe en fonction de la valeur de l'hyperparamètre.

une DSP décroissant en $1/\nu^2$. A partir de ces images, COFFEE estime des aberrations $\hat{\phi}_u$ et $\hat{\phi}_d$. Comme dans le chapitre précédent, toutes les erreurs de reconstruction données dans cette section (expection faite de la section 4.2.4) ont été moyennées sur 10 tirages de phases.

Dans un premier temps, la phase de diversité utilisée pour ces simulations est la même que celle définie dans le chapitre précédent, soit $\phi_{\text{div}} = a_{\text{div}}(\mathbf{Z}_4 + \mathbf{Z}_5)$, avec $a_{\text{div}} = 0,8$ rad RMS. Le choix de cette phase de diversité sera discuté dans la section 4.2.3.

4.2.2 Propagation du bruit

La présence de bruit dans les images représente la limitation ultime d'un instrument d'imagerie. Comme nous le mentionnions précédemment, l'utilisation d'un terme de régularisation (équations (4.1.6) et (4.1.7)) pondéré par un hyperparamètre μ_q , permet de limiter la propagation de bruit dans la reconstruction réalisée par COFFEE. Aussi allons-nous dans un premier temps démontrer que la valeur analytique de cet hyperparamètre (équation (4.1.9)) est celle qui permet d'obtenir une erreur de reconstruction minimale. Pour ce faire, des images coronagraphiques sont simulées avec un flux de 10^7 photons, du bruit de photons et un bruit de détecteur tel que $\sigma_{\text{det}} = 5 \text{ e}^-$. Un tel RSB, plus faible que dans le cas de la calibration d'un instrument, a été choisi afin d'augmenter l'impact de la valeur de l'hyperparamètre, qui est ici telle que $\mu_q = \chi/\sigma_{\nabla\phi_q}^2$, avec $\chi \in [10^{-3}; 10^3]$. Pour chaque valeur de χ , les aberrations ϕ_u et ϕ_d utilisées pour simuler les images coronagraphiques sont estimées par COFFEE.

La figure 4.3, où sont présentées les erreurs de reconstruction ϵ_u et ϵ_d résultant de cette simulation, montre que la valeur analytique de l'hyperparamètre ($\chi = 1$) est celle permettant d'obtenir l'estimation la plus précise. En effet, lorsque $\chi < 1$ (sous-régularisation), la régularisation est trop faible pour empêcher la propagation de bruit dans la reconstruction. A l'inverse, lorsque $\chi > 1$ (sur-régularisation), l'impact de la régularisation est trop fort et empêche l'estimation des hautes fréquences spatiales des aberrations. Considérant un tel comportement, toutes les reconstructions réalisées par COFFEE présentées par la suite dans ce manuscrit ont été réalisées en utilisant la

4.2. PERFORMANCES DE L'EXTENSION HAUTS ORDRES

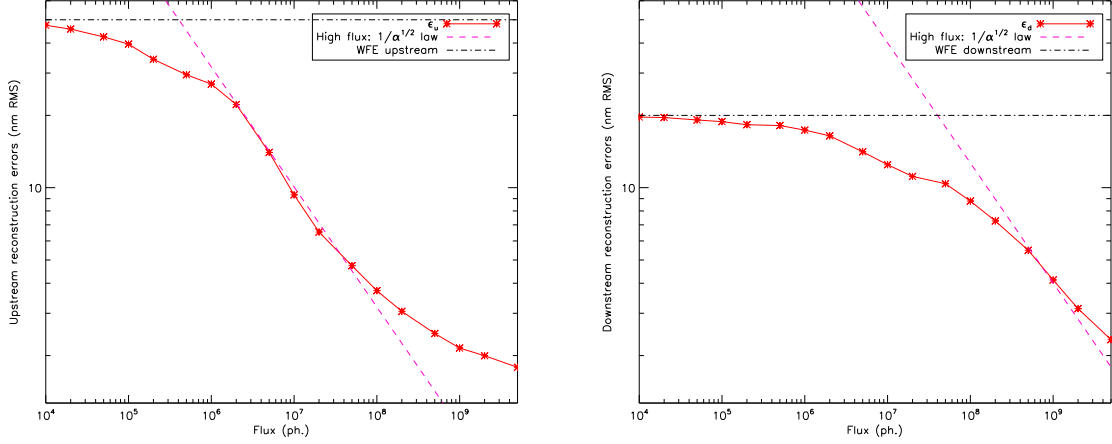


FIGURE 4.4 – Erreurs de reconstructions en amont (à gauche) et en aval (à droite) en fonction du flux incident α . A titre de comparaison, une loi de décroissance de régime fort flux (bruit de photons seul) en $1/\sqrt{\alpha}$ (magenta) est tracé. les traits-tirés noir représentent les valeurs de WFE en amont et en aval du coronographe.

valeur analytique de l'hyperparamètre ($\chi = 1$).

L'évolution des erreurs de reconstruction en fonction du flux en entrée du système est quant à elle présentée sur la figure 4.4. Comme précédemment, du bruit de photons et du bruit de détecteur ($\sigma_{\text{det}} = 1 \text{ e}^-$) ont été ajoutés aux images coronographiques utilisées par COFFEE. Lorsque le flux est faible, on constate que les erreurs de reconstructions atteignent un seuil de saturation qui correspond au WFE des aberrations à estimer. Un tel comportement est dû aux régularisations sur les aberrations ϕ_u et ϕ_d qui permettent de limiter la propagation de bruit dans le cas où les speckles sont difficilement distinguables sur l'image en raison de la faible valeur de flux. Dans un cas extrême où le flux est tel qu'aucun speckle ne peut être différencié du bruit, les aberrations estimées tendent alors vers 0, d'où la valeur des erreurs de reconstruction. Remarquons qu'en l'absence de régularisation, la propagation du bruit dans l'estimation induirait une erreur de reconstruction plus élevée dans un cas faible flux, de manière analogue au cas sous-régularisé ($\chi < 1$) présenté sur la figure 4.3.

Lorsque la valeur du flux augmente, on identifie à nouveau une décroissance en $1/\sqrt{\alpha}$, caractéristique d'une erreur d'estimation dominée par le bruit de photon (voir chapitre 3). Pour de très fortes valeurs de flux ($\alpha > 10^9$ photons), notez que l'erreur de reconstruction semble atteindre un autre seuil de saturation, dû aux limitations numériques des performances de l'algorithme de minimisation liées à la dynamique très élevée des cartes de variance de bruit présentes dans le critère J à minimiser. Remarquez toutefois que ce phénomène ne limite que très peu la qualité de la reconstruction, les erreurs de reconstructions étant alors de l'ordre du nanomètre.

4.2.3 Choix de la phase de diversité

Dans le chapitre précédent, COFFEE utilisait une phase de diversité composée d'un mélange de défocus et d'astigmatisme : $\phi_{\text{div}} = a_{\text{div}}(\mathbf{Z}_4 + \mathbf{Z}_5)$, avec $a_{\text{div}} = 0,8 \text{ rad RMS}$. Ce choix avait

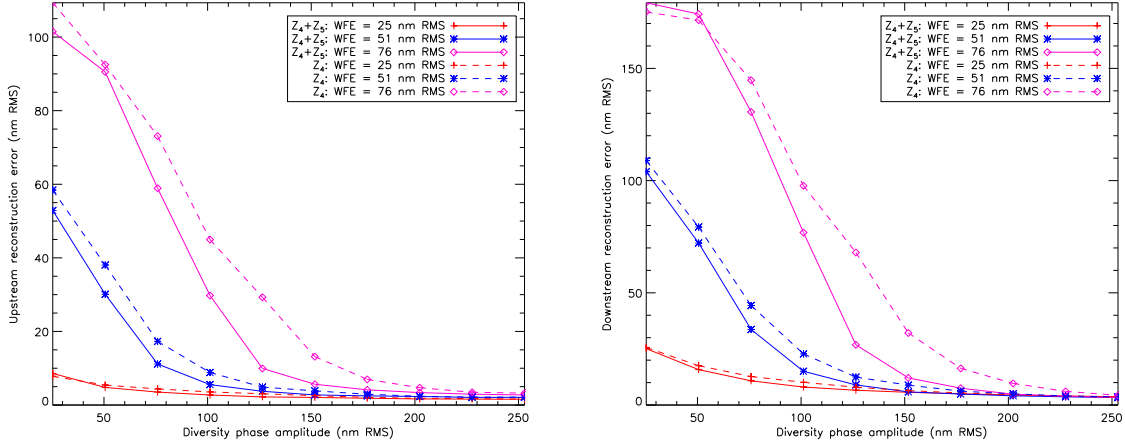


FIGURE 4.5 – Erreurs de reconstruction en amont (à gauche) et en aval (à droite) du coronographe en fonction de l’amplitude a_{div} de la phase de diversité composée de défocus seul (traits tiretés) ou composée de défocus et d’astigmatisme (traits continus).

été fait d’après l’étude réalisée par J.-F. Sauvage *et al.* [93], où l’usage d’une telle diversité permettait de maximiser l’intervalle dans lequel le critère J était convexe. Toutefois, cette étude était limitée au cas simple d’aberrations de très basses fréquences (défocus et astigmatisme), et utilisait par ailleurs le modèle de coronographe parfait dont on sait maintenant qu’il est peu représentatif des coronographes réels. Aussi cette étude a-t-elle été reprise de manière plus approfondie, avec un modèle de coronographe réel et des aberrations plus réalistes contenant de hautes fréquences spatiales.

Dans le cas de la diversité de phase classique (pas de coronographe), la phase de diversité optimale est fonction de plusieurs paramètres au nombre desquels le niveau de bruit présent dans les images du détecteur, l’amplitude des aberrations à estimer ou encore leur DSP [78]. La détermination de la phase de diversité optimale peut être réalisée de manière analytique via le calcul de la borne de Cramer-Rao, suivant le travail réalisé par Lee *et al.* [103] ; toutefois, une telle approche n’est valable qu’en l’absence de minima locaux. Or, on sait que l’usage d’une phase de diversité trop faible se traduit par l’apparition de minima locaux dans le critère à minimiser. Considérant ceci, une approche plus pragmatique, fondée sur des simulations numériques, a été choisie. L’objectif de cette dernière consiste à permettre d’identifier, pour un niveau d’aberrations connues, la phase de diversité à utiliser pour garantir une estimation précise avec COFFEE.

Deux phases de diversité ont été considérées : l’une composée d’un mélange de défocus et d’astigmatisme ($\phi_{\text{div}} = a_{\text{div}}(\mathbf{Z}_4 + \mathbf{Z}_5)$) et l’autre composée d’un défocus seul ($\phi_{\text{div}} = a_{\text{div}}\mathbf{Z}_4$). Pour chacune de ces phases de diversité, des aberrations ont été reconstruites en faisant varier l’amplitude a_{div} , et ce pour trois valeurs de front d’onde WFE_u en amont du coronographe différentes : 25 nm RMS, 51 nm RMS et 76 nm RMS. Les évolutions des erreurs de reconstruction ϵ_u et ϵ_d à l’issue de ces simulations sont présentées sur la figure 4.5.

Les erreurs de reconstruction proviennent ici du bruit, limitation ultime des performances de l’estimateur et de la présence de minima locaux qui disparaissent à mesure que l’amplitude a_{div} de la phase de diversité augmente menant ainsi à une meilleure estimation. Au-delà d’une certaine amplitude, le critère ne comporte plus de minima locaux : dès lors, les erreurs de reconstruction

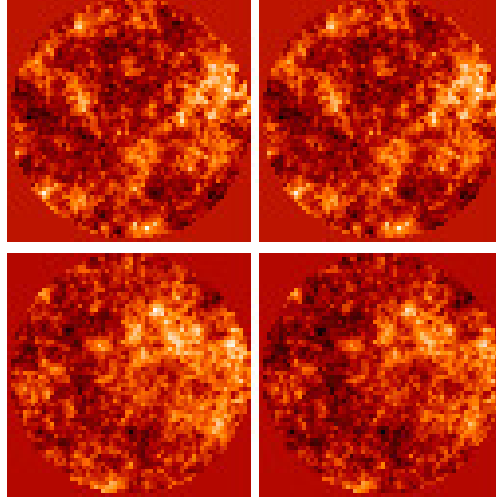


FIGURE 4.6 – Exemple d'estimation d'aberrations avec COFFEE. En haut : aberrations en amont du coronographe simulées ϕ_u (à gauche) et reconstruites $\hat{\phi}_u$ (à droite, $\epsilon_u = 1,78$ nm RMS). En bas, aberrations en aval du coronographe simulées ϕ_d (à gauche) et reconstruites $\hat{\phi}_d$ (à droite, $\epsilon_d = 3,85$ nm RMS).

atteignent alors une valeur limite qui n'est fonction que du niveau de bruit présent dans les images.

Remarquez ici que les erreurs de reconstruction décroissent plus rapidement avec une phase de diversité composée de défocus et d'astigmatisme qu'avec un défocus seul, ce qui confirme les résultats initiaux [93]. Plus précisément, pour avoir $\epsilon_u < 5$ nm RMS, a_{div} doit être supérieur à $2,5\text{WFE}_u$ pour une phase de diversité composée d'un défocus seul et à 2WFE_u pour une phase de diversité composée d'un mélange de défocus et d'astigmatisme. Au vu de ces résultats, il apparaît clairement que la phase de diversité précédemment utilisée ($\phi_{\text{div}} = a_{\text{div}}(\mathbf{Z}_4 + \mathbf{Z}_5)$) possède une amplitude $a_{\text{div}} = 0,8$ rad RMS amplement suffisante pour estimer les aberrations ϕ_u et ϕ_d dont les WFE valent respectivement à $\lambda = 1589$ nm RMS, 0,2 rad RMS et 0,08 rad RMS. Les simulations qui seront présentées dans la suite de ce chapitre seront donc réalisées avec cette même phase de diversité, sauf précision contraire.

Pour conclure, cette étude permet de montrer que pour permettre à COFFEE de réaliser une reconstruction de phase de bonne qualité, la phase de diversité utilisée doit avoir une amplitude nettement supérieure à celle des aberrations à estimer, et ce qu'elle soit composée de défocus seul ou d'un mélange de défocus et d'astigmatisme.

4.2.4 Exemple d'estimation d'aberrations avec COFFEE

Cette section présente une simulation d'estimation d'aberrations avec COFFEE dans un cas typique, réalisée en utilisant les paramètres rassemblés dans le tableau 4.1. Pour réaliser cette simulation, on génère aléatoirement deux cartes de phases aberrantes ϕ_u ($\text{WFE}_u = 50$ nm RMS) et ϕ_d ($\text{WFE}_d = 20$ nm RMS) possédant une DSP $S_{\phi_q} \propto 1/\nu^2$ ($q \in \{u, d\}$). Deux images coronographiques focalisée i_c^{foc} et i_c^{div} sont ensuite calculés à partir de ces deux images puis données à COFFEE, qui estime à partir de des images les phases aberrantes $\hat{\phi}_u$ et $\hat{\phi}_d$.

Le résultat de cette reconstruction est présenté sur la figure 4.6, où les très faibles erreurs de

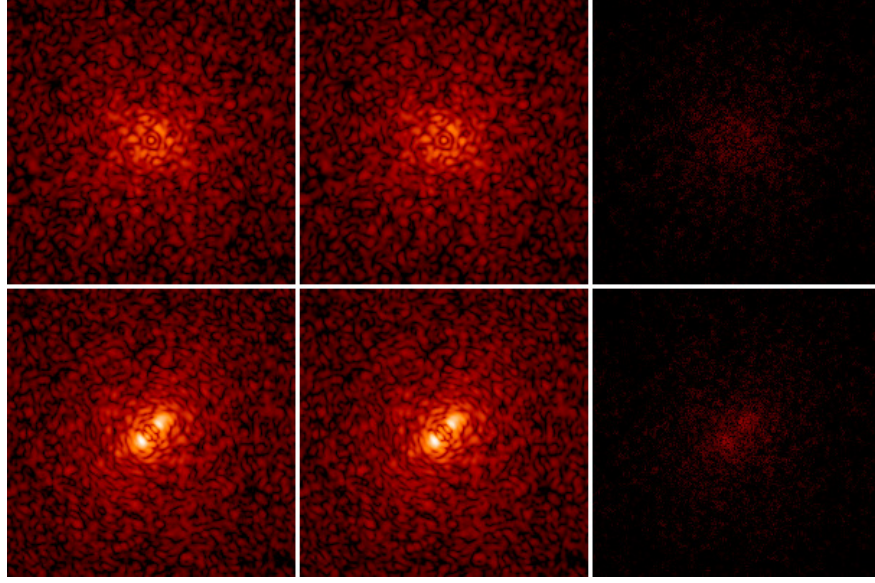


FIGURE 4.7 – Estimation d’aberrations avec COFFEE. De gauche à droite : images focalisée i_c^{foc} (en haut) et de diversité i_c^{div} (en bas) calculées à partir des aberrations simulées ϕ_u et ϕ_d , images coronagraphiques \hat{i}_c^{foc} (en haut) et \hat{i}_c^{div} (en bas) calculées à partir des aberrations reconstruites $\hat{\phi}_u$ et $\hat{\phi}_d$, différence absolue $|i_c^{\text{foc}} - \hat{i}_c^{\text{foc}}|$ (en haut) et $|i_c^{\text{div}} - \hat{i}_c^{\text{div}}|$ (en bas).

reconstructions en amont ϵ_u et en aval ϵ_d du coronographe témoigne de l’excellente qualité de la reconstruction, y compris des hautes fréquences spatiale des aberrations. La très bonne qualité de cette reconstruction est également illustré par les images \hat{i}_c^{foc} et \hat{i}_c^{div} calculées à partir des aberrations reconstruites $\hat{\phi}_u$ et $\hat{\phi}_d$, très proches des images simulées i_c^{foc} et i_c^{div} , présentées sur la figure 4.7.

4.2.5 Simulation de PCL

L’objectif, à terme, est d’optimiser le contraste obtenu en plan focal en compensant les aberrations estimées par COFFEE. Le processus développé à cet effet, baptisé PCL, a été présenté et validé expérimentalement sur la banc BOA (voir la section 3.3.5 du chapitre 3). A l’issue l’application de ce processus, il est apparu que la compensation était limitée par les performances de la boucle d’OA, incapable d’introduire dans la pupille des aberrations de hautes fréquences, et par la qualité de l’estimation réalisée par COFFEE, limitée notamment par les erreurs d’aliasing et de modèle.

L’utilisation de l’extension hauts ordres de COFFEE décrite précédemment devrait donc permettre d’obtenir un gain en contraste plus conséquent lors de son utilisation au sein du processus de PCL. Ce gain est évalué ici en simulant la calibration des aberrations quasi-statiques des aberrations d’un instrument d’imagerie à haut contraste tel que SPHERE. Pour ce faire, COFFEE est couplé avec un DM dont le nombre d’actionneurs, 41×41 , est le même que sur le DM équipant la boucle d’OA de SPHERE.

Le processus de compensation consiste à compenser les aberrations présentes en amont du coronographe ϕ_u par conjugaison de phase : COFFEE estime, à partir de deux images plan focal

4.2. PERFORMANCES DE L'EXTENSION HAUTS ORDRES

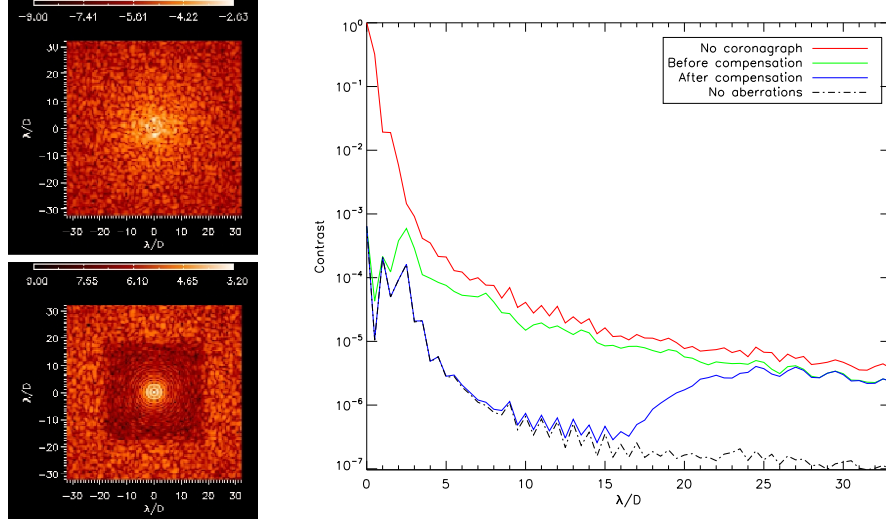


FIGURE 4.8 – Simulation de compensation des aberrations par conjugaison de phase avec COFFEE, réalisée avec les paramètres rassemblés dans le tableau 4.1. A gauche, images coronagraphiques avant (en haut) et après cinq itérations de la PCL (en bas). A droite, tracé des profils de contraste moyen calculés à partir des images sans coronagraphe (en rouge) et avec coronagraphe avant (en vert) et après (en bleu) compensation. A titre de comparaison, le profil de contraste moyen calculé à partir d’une image coronagraphique sans aberrations est également tracé (traits tiretés noirs).

une aberration $\hat{\phi}_u$ dont l’opposée est ensuite introduite via la boucle d’OA avec un gain g pour compenser les aberrations. Ainsi, à l’itération $i + 1$ de la PCL, les aberrations présentes en amont du coronagraphe sont données par la relation :

$$\phi_u^{i+1} = \phi_u^i - g \mathbf{F} \mathbf{T} \hat{\phi}_u^i, \quad (4.2.1)$$

avec g le gain de la PCL (pour cette simulation de PCL, $g = 0,5$). Comme précédemment, \mathbf{F} représente la matrice d’influence du DM permettant de décrire une aberration par un vecteur de tensions \mathbf{v} , et \mathbf{T} représente son inverse généralisée. Le terme $\mathbf{F} \mathbf{T} \hat{\phi}_u^i$ correspond ainsi à la meilleure représentation de la phase $\hat{\phi}_u^i$ réalisable par le DM.

Le résultat de la simulation de compensation des aberrations en amont du coronagraphe est présenté sur la figure 4.8. Sur cette dernière, le gain en contraste apparaît nettement à la fois dans les images coronagraphiques calculées avant et après compensation et dans le tracé des profils de contraste moyen associés. Remarquez ici que la compensation des aberrations ne permet d’optimiser le contraste que dans une zone bien définie liée au nombre d’actionneurs présents sur le DM : en effet, un DM de $N \times N$ actionneurs permet de contrôler les aberrations ayant un impact dans une zone du plan focal comprise entre $-N\lambda/(2D)$ et $N\lambda/(2D)$. Dans le cas présent, l’utilisation d’un DM de 41×41 actionneurs nous permet d’améliorer le contraste de $-20\lambda/D$ à $20\lambda/D$, comme on peut le constater sur la figure 4.8.

Contrairement à la version présentée dans le chapitre 3, l’utilisation de la nouvelle extension de COFFEE présentée dans ce chapitre au sein d’un processus de compensation permet d’optimiser le contraste dans toute la zone du plan focal contrôlée par le DM. Remarquez en particulier que

dans cette zone (entre 0 et $15\lambda/D$), le niveau de contraste obtenu après compensation est quasi identique à celui obtenu dans le cas d'image coronographique calculée sans aucune aberration. L'estimation des aberrations réalisée par COFFEE permet donc de compenser parfaitement toutes les aberrations contrôlables par le DM. Remarquons pour conclure que ceci n'est vrai que si tout les actionneurs du DM peuvent être contrôlés. Nous verrons dans le chapitre 5 que dans le cas contraire, les performances du processus de PCL s'en trouvent fortement limitées.

4.3 Estimation conjointe d'une erreur sur la phase de diversité

4.3.1 Formalisme

La phase de diversité ϕ_{div} fait partie des données requises par COFFEE pour estimer les aberrations. Une connaissance imprécise de cette dernière entraîne inévitablement une dégradation de la reconstruction réalisée par COFFEE : nous avons ainsi vu, dans la section 3.2.4 du chapitre 3, qu'une erreur ϵ_{div} sur la phase de diversité ϕ_{div} induisait une erreur $\epsilon_{\text{div}}/2$ sur la reconstruction des aberrations ϕ_u et ϕ_d .

Le moyen le plus simple pour introduire la phase de diversité en amont du coronographe consiste à utiliser la boucle d'OA. Néanmoins, comme nous l'avons vu dans la section 3.3.2 du chapitre 3, un tel procédé est limité par la précision avec laquelle le DM peut introduire une aberration donnée. Il est naturellement possible d'effectuer une calibration préliminaire de l'aberration réellement introduite, mais cette dernière sera elle-même entachée d'une erreur dépendant de la méthode utilisée pour faire la mesure.

Ces différentes limitations ont conduit à l'adaptation du formalisme de COFFEE afin de permettre une estimation conjointe d'une erreur ϕ_ϵ sur la phase de diversité. Une telle estimation, dite « myope », consiste à modifier l'expression du critère J comme suit :

$$\begin{aligned}
 J(\alpha, \beta, \phi_u, \phi_d, \phi_\epsilon) = & \frac{1}{2} \left\| \frac{\mathbf{i}_c^{\text{foc}} - [\alpha_{\text{foc}} \mathbf{h}_{\text{det}} \star \mathbf{h}_c(\phi_u, \phi_d) + \beta_{\text{foc}}]}{\sigma_{n_{\text{foc}}}} \right\|^2 \\
 & + \frac{1}{2} \left\| \frac{\mathbf{i}_c^{\text{div}} - [\alpha_{\text{div}} \mathbf{h}_{\text{det}} \star \mathbf{h}_c(\phi_u + \phi_{\text{div}}^{\text{cal}} + \phi_\epsilon, \phi_d) + \beta_{\text{div}}]}{\sigma_{n_{\text{div}}}} \right\|^2 \\
 & + \mathcal{R}(\phi_u) + \mathcal{R}(\phi_d) + \mathcal{R}(\phi_\epsilon),
 \end{aligned} \tag{4.3.1}$$

avec $\phi_{\text{div}} = \phi_{\text{div}}^{\text{cal}} + \phi_\epsilon$, où $\phi_{\text{div}}^{\text{cal}}$ correspond à la calibration de la phase de diversité que l'on donne en entrée de la reconstruction des aberrations. $\mathcal{R}(\phi_\epsilon)$ est un terme de régularisation optionnel traduisant les *a priori* sur ϕ_ϵ . Ce formalisme rend COFFEE capable d'estimer conjointement une erreur ϕ_ϵ sur la phase de diversité $\phi_{\text{div}}^{\text{cal}}$ en plus des paramètres précédemment estimés, α , β , ϕ_u et ϕ_d . Une telle estimation ne requiert que la connaissance du gradient $\partial J / \partial \phi_\epsilon$, dont l'expression peut facilement être déterminée à partir de celle de $\partial J / \partial \phi_u$.

Suite aux modifications du formalisme décrites dans la section 4.1.1, COFFEE reconstruit désormais les aberrations ϕ_u et ϕ_d sur une carte de pixel régularisée, ceci afin de pouvoir estimer des aberrations de hautes fréquences spatiales. La phase de diversité étant toutefois composée d'aberrations de bas ordres, on peut supposer que l'erreur sur cette diversité ϕ_ϵ portera préférentiellement sur ces aberrations. Considérant ceci, l'estimation conjointe du terme ϕ_ϵ a été implantée de deux manières différentes dans COFFEE :

4.4. ESTIMATION D'ABERRATIONS D'AMPLITUDES

	ϵ_u	ϵ_d
Pas d'estimation de ϕ_ϵ	6,92 nm RMS	8,51 nm RMS
ϕ_ϵ : estimation sur une carte de pixels régularisée	2,55 nm RMS	5,45 nm RMS
ϕ_ϵ : estimation sur 4 modes de Zernike	2,64 nm RMS	4,16 nm RMS

TABLE 4.2 – Comparaison de la précision de COFFEE avec et sans estimation myope de ϕ_ϵ dans le cas d'une phase de diversité mal connue.

- ◇ Si seules des aberrations de bas ordres sont susceptibles de composer ϕ_ϵ , ce terme peut être estimé sur une base constituée de quelques modes de Zernike. Un tel choix permet de limiter fortement le nombre de paramètres à ajouter dans la minimisation du critère J , augmentant ainsi la robustesse de COFFEE. Remarquez par ailleurs que le faible nombre de paramètres utilisés pour estimer ϕ_ϵ permet de se passer du terme de régularisation $\mathcal{R}(\phi_\epsilon)$ lors de la minimisation.
- ◇ A l'inverse, si ϕ_ϵ est susceptible de contenir des aberrations de hautes fréquences spatiales, l'estimation peut être réalisée sur une carte de pixels. Dans ce cas, l'utilisation d'un terme de régularisation devient indispensable. Ce terme est le même que celui développé pour les phases ϕ_u et ϕ_d (section 4.1.2), mais prend en compte la connaissance de l'amplitude *a priori* de l'erreur sur la diversité ϕ_ϵ , que l'on peut légitimement supposer faible.

4.3.2 Performances

Afin d'évaluer les performances de cette estimation myope d'une erreur sur la phase de diversité, des images coronographiques ont été simulées (les paramètres utilisés sont ceux du tableau 4.1) en supposant que la phase de diversité ϕ_{div} n'est pas parfaitement connue lors de la reconstruction. Pour modéliser ceci, l'image coronographique de diversité est calculée en considérant une diversité $\phi_{\text{div}} = \phi_{\text{div}}^{\text{cal}} + \phi_\epsilon$ avec $\phi_{\text{div}}^{\text{cal}} = a_{\text{div}}(Z_4 + Z_5)$ ($a_{\text{div}} = 0,8$ rad RMS) et $\phi_\epsilon = a_\epsilon(Z_4 + Z_5)$, avec $a_\epsilon = 0,04$ rad RMS (10 nm RMS à 1589 nm RMS), soit une erreur de 5% sur l'amplitude de la phase de diversité. La reconstruction des aberrations est ensuite réalisée par COFFEE en supposant que la phase de diversité est égale à $\phi_{\text{div}}^{\text{cal}}$ dans trois cas différents : sans estimation myope de ϕ_ϵ , puis en estimant conjointement ϕ_ϵ sur une carte de pixels régularisée et enfin en réalisant l'estimation conjointe sur 4 modes de Zernike (de Z_2 à Z_5).

Les résultats de cette simulation sont rassemblés dans le tableau 4.2, où le gain apporté par l'estimation myope apparaît nettement : en effet, lorsque ϕ_ϵ est estimée (sur des modes de Zernike ou une carte de pixels régularisés), les erreurs de reconstructions ϵ_u et ϵ_d diminuent nettement, démontrant ainsi la possibilité de réaliser une estimation nanométrique des aberrations avec COFFEE même lorsque la phase de diversité n'est pas parfaitement connue.

4.4 Estimation d'aberrations d'amplitudes

4.4.1 Formalisme

Les différentes modifications du formalisme apportées à COFFEE permettent désormais de réaliser une estimation de phase de précision nanométrique. Comme nous l'avons vu dans la sec-

tion 4.2.5, une telle estimation permet de compenser convenablement les aberrations et, ce faisant, d'améliorer considérablement le contraste sur le détecteur.

Nous avons précédemment négligé les aberrations d'amplitude en amont du coronographe, traduisant l'inhomogénéité de la transmission pupillaire (propagation de Fresnel, diffusion...). Ces dernières n'en limitent pas moins le contraste obtenu en plan focal, limitations qu'il ne sera possible de dépasser que si ces aberrations sont connues. Aussi COFFEE a-t-il été adapté pour pouvoir estimer également les aberrations d'amplitude ξ en amont du coronographe. Cette modification, analogue à celle permettant d'estimer conjointement une erreur ϕ_ϵ sur la phase de diversité consiste en une généralisation de l'écriture du critère J à minimiser.

La prise en compte des aberrations d'amplitude en amont du coronographe notées ξ induit une légère modification du modèle de formation d'images coronographiques utilisé jusqu'à présent. Celui-ci devient :

$$\mathbf{i}_c = \alpha \mathbf{h}_{\text{det}} \star \mathbf{h}_c(\phi_u, \xi, \phi_d) + \mathbf{n} + \beta, \quad (4.4.1)$$

avec :

$$\mathbf{h}_c = \left| \mathcal{F} \{ \mathcal{F}^{-1} [\mathcal{F}(\mathbf{P}_u e^{i\phi_u + \xi}) \mathcal{M}] \mathbf{P}_d e^{i\phi_d} \} \right|^2. \quad (4.4.2)$$

Remarquez ici qu'une telle définition des aberrations d'amplitude correspond à définir la transmission \mathbf{t} pupillaire en amplitude de la manière suivante :

$$\mathbf{t} = e^\xi. \quad (4.4.3)$$

Dans la suite de ce manuscrit, la quantité d'aberration d'amplitude présente dans un système optique sera représentée par l'écart-type σ_t de la carte de transmission pupillaire \mathbf{t} .

Jusqu'à présent, deux images coronographiques (focalisée $\mathbf{i}_c^{\text{foc}}$ et de diversité $\mathbf{i}_c^{\text{div}}$) suffisaient en pratique à assurer une solution satisfaisante au problème inverse. On constate que ceci n'est toutefois plus vrai lorsque l'on souhaite également estimer des aberrations d'amplitude : dans ce cas, il est donc nécessaire d'utiliser une troisième image pour pouvoir assurer une solution satisfaisante.

L'expression du critère J à minimiser donné par l'équation (4.3.1) a été établi dans le cas de deux images, l'une focalisée $\mathbf{i}_c^{\text{foc}}$ et l'autre de diversité $\mathbf{i}_c^{\text{div}}$, différant de la première d'une phase de diversité ϕ_{div} . Nous généralisons ici l'expression de ce critère au cas de $N + 1$ images, l'une focalisée $\mathbf{i}_c^{\text{foc}}$ et les N autres de diversité $\mathbf{i}_c^{\text{div}_p}$, avec $p \in \{1, \dots, N\}$, différant de $\mathbf{i}_c^{\text{foc}}$ d'une phase ϕ_{div_p} , soit :

$$\mathbf{i}_c^{\text{div}_p} = \alpha_{\text{div}_p} \mathbf{h}_{\text{det}} \star \mathbf{h}_c(\phi_u + \phi_{\text{div}_p}, \xi, \phi_d) + \mathbf{n}_{\text{div}_p} + \beta_{\text{div}_p}. \quad (4.4.4)$$

Dans ce cas généralisé, le critère J à minimiser devient alors :

$$\begin{aligned} J(\alpha, \beta, \phi_u, \phi_d, \phi_\epsilon, \xi) = & \frac{1}{2} \left\| \frac{\mathbf{i}_c^{\text{foc}} - [\alpha_{\text{foc}} \mathbf{h}_{\text{det}} \star \mathbf{h}_c(\phi_u, \xi, \phi_d) + \beta_{\text{foc}}]}{\sigma_{n_{\text{foc}}}} \right\|^2 \\ & + \frac{1}{2} \sum_{p=1}^N \left\| \frac{\mathbf{i}_c^{\text{div}_p} - [\alpha_{\text{div}_p} \mathbf{h}_{\text{det}} \star \mathbf{h}_c(\phi_u + \phi_{\text{div}_p}^{\text{cal}} + \phi_{\epsilon_p}, \xi, \phi_d) + \beta_{\text{div}_p}]}{\sigma_{n_{\text{div}_p}}} \right\|^2 \\ & + \mathcal{R}(\phi_u) + \mathcal{R}(\phi_d) + \mathcal{R}(\xi) + \sum_{p=1}^N \mathcal{R}(\phi_{\epsilon_p}). \end{aligned} \quad (4.4.5)$$

4.4. ESTIMATION D'ABERRATIONS D'AMPLITUDES

Avec, comme précédemment, $\phi_{\text{div}_p} = \phi_{\text{div}_p}^{\text{cal}} + \phi_{\epsilon_p}$, où ϕ_{ϵ_p} représente l'erreur sur la phase de diversité ϕ_{div_p} : ainsi, dans ce cas général, COFFEE estime N erreurs ϕ_{ϵ_p} sur les N phases de diversité ϕ_{div_p} utilisées pour résoudre le problème. Le paramètre ϕ_{ϵ} estimé par COFFEE est donc maintenant défini tel que $\phi_{\epsilon} = [\phi_{\epsilon_1}, \dots, \phi_{\epsilon_N}]$.

Remarquez que le cas considéré jusqu'à présent, où deux images (i_c^{foc} et i_c^{div}) étaient utilisées pour estimer des aberrations de phases correspond ici à $N = 1$. Comme nous l'avons dit plus haut, une troisième image est requise pour estimer également les aberrations d'amplitude ; l'expression du critère J associée est alors donnée par l'équation (4.4.5) en prenant $N = 2$. Naturellement, une telle reconstruction requiert l'expression analytique du gradient $\partial J / \partial \xi$ dont l'expression peut facilement être déterminé à partir de celle du gradient $\partial J / \partial \phi$ moyennant un changement de variables trivial.

Tout comme les aberrations de phases, les aberrations d'amplitude sont estimées sur une carte de pixels, d'où l'apparition d'un terme $\mathcal{R}(\xi)$ dans l'expression du critère J . Par souci de simplicité, ce terme est identique à ceux utilisés pour les aberrations de phase présentés dans la section 4.1.2, et permet de limiter la propagation de bruit lors de l'estimation de ξ .

4.4.2 Choix de la seconde phase de diversité

Le choix de la phase de diversité ϕ_{div_1} a fait l'objet d'une étude dont les résultats ont été présentés dans la section 4.2.3. Nous reprenons ici cette étude dans le cas de l'estimation conjointe d'aberrations d'amplitude, ceci afin de déterminer quelle seconde phase de diversité ϕ_{div_2} choisir pour estimer convenablement les aberrations de phases ϕ_u et ϕ_d ainsi que les aberrations d'amplitude ξ .

Les paramètres utilisés pour cette simulation sont ceux du tableau 4.1. Pour cette simulation, des aberrations de phase ϕ_u ($\text{WFE}_u = 50$ nm RMS) et ϕ_d ($\text{WFE}_d = 20$ nm RMS) ainsi que des aberrations d'amplitude ξ ($\sigma_t = 8$ % RMS) sont simulées avec une DSP décroissant en $1/\nu^2$. Comme dans la section 4.2.3, nous considérons deux types de phases de diversité pour les phases ϕ_{div_p} ($p \in \{1, 2\}$) : l'une composée de défocus seul ($\phi_{\text{div}_p} = a_{\text{div}_p} \mathbf{Z}_4$) et l'autre composée de défocus et d'astigmatisme ($\phi_{\text{div}_p} = a_{\text{div}_p} (\mathbf{Z}_4 + \mathbf{Z}_5)$). Considérant les résultats présentés dans la section 4.2.3, le coefficient a_{div_1} vaut $2.5 \times \text{WFE}_u$ lorsque $\phi_{\text{div}_1} = a_{\text{div}_1} \mathbf{Z}_4$ et $2 \times \text{WFE}_u$ lorsque $\phi_{\text{div}_1} = a_{\text{div}_1} (\mathbf{Z}_4 + \mathbf{Z}_5)$.

Au cours de cette simulation, des images coronographiques ont été simulées à partir des aberrations de phase et d'amplitude, puis reconstruites par COFFEE pour différentes valeurs du coefficient a_{div_2} . L'évolution des erreurs de reconstruction obtenues à l'issue de cette simulation sont représentées sur la figure 4.9. Dans le cas des aberrations d'amplitude, l'erreur de reconstruction ϵ_t est définie comme l'écart quadratique moyen (EQM) de la différence entre l'estimation de la transmission réalisée par COFFEE $\hat{t} = e^{\hat{\xi}}$ et la transmission t utilisée pour simuler les images coronographiques, soit :

$$\epsilon_t = \sigma_{\hat{t}-t} \quad (4.4.6)$$

Les erreurs de reconstruction présentées sur la figure 4.9 possèdent une évolution semblable à celles présentées sur la figure 4.5 (section 4.2.3), à savoir que la qualité de la reconstruction augmente (*i.e.* les erreurs de reconstruction diminuent) lorsque a_{div_2} augmente. En effet, tout comme dans le cas de l'estimation de phase seule, une phase de diversité ϕ_{div_1} d'amplitude trop faible se traduit par la présence de minima locaux qui limitent fortement la qualité de la reconstruction. Ce

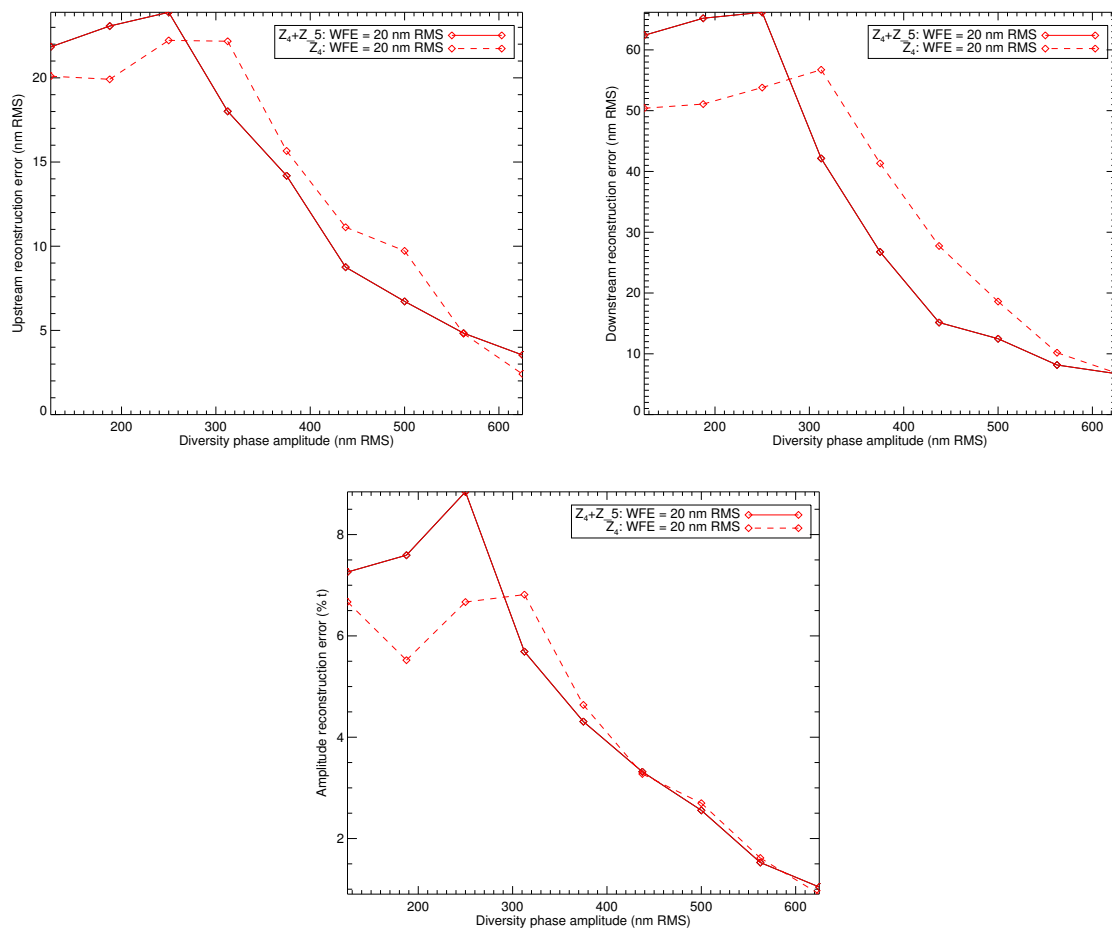


FIGURE 4.9 – Évolution des erreurs de reconstructions des aberrations de phases en amont (en haut à gauche) et en aval (en haut à droite) du coronographe, ainsi que de l'erreur de reconstruction des aberrations d'amplitude (en bas) en fonction du coefficient a_{div2} .

même phénomène, qui apparaît ici, nous permet de conclure que la phase de diversité ϕ_{div_2} doit avoir une amplitude sensiblement plus importante que la phase de diversité ϕ_{div_1} .

La forte amplitude de la seconde phase de diversité requise pour estimer les aberrations d'amplitude peut être interprétée physiquement comme la nécessité de se rapprocher du plan pupille (d'où la forte valeur de défocus), où l'on est plus sensible à la présence d'aberrations d'amplitude.

4.5 Le banc MITHIC

Le banc MITHIC (« Marseille Imaging Testbench for High Contrast ») est un banc situé au LAM dédié à l'imagerie à haut contraste. Une partie du travail réalisé durant cette thèse a consisté à modifier ce banc, notamment pour y intégrer un nouveau composant destiné à contrôler le front d'onde, et à y implanter la nouvelle version de COFFEE présentée dans ce chapitre.

L'ensemble du banc MITHIC sera présenté dans la section 4.5.1. Le comportement du SLM, intégré sur ce banc afin d'y contrôler le front d'onde, est détaillé dans la section 4.5.2. Enfin, la section 4.5.3 regroupe les résultats obtenus lors de l'intégration de COFFEE sur le banc MITHIC.

4.5.1 Présentation générale

Le banc MITHIC est présenté sur la figure 4.10. Contrairement au banc BOA, présenté dans le chapitre 3, ce dernier est dédié à l'imagerie à haut contraste. Nous allons maintenant passer en revue les différents éléments constituant ce banc, à l'exception du SLM, qui sera présenté en détails dans la section suivante, et de l'ASO ZELDA sur lequel nous reviendrons dans le chapitre 6.

La source est constituée d'une diode superluminescente de longueur d'onde $\lambda = 670,7$ nm quasi monochromatique (largeur spectrale 7,5 nm RMS (FWHM), nous négligerons ce chromatisme dans la suite de ce manuscrit). Le signal émis est partiellement polarisé ; or, comme nous le verrons dans la section suivante, le SLM utilisé pour contrôler le front d'onde sur le banc ne fonctionne qu'avec un faisceau polarisé. Aussi, pour améliorer la qualité de la polarisation en entrée du banc, le signal émis par la source est tout d'abord injecté dans un banc fibré équipé d'un polariseur et d'une lame demi-onde permettant respectivement de sélectionner la direction de polarisation la plus énergétique de la source et de la faire tourner pour avoir en entrée du banc un signal polarisé dans la direction requise par le SLM.

Le faisceau est ensuite collimaté et passe à travers la pupille d'entrée du banc, matérialisée par un masque circulaire ($D_u = 5,5$ mm), avant d'être réfléchi par le SLM et de passer à travers un apodiseur associé au coronographe ARPM équipant le banc. Le signal est ensuite focalisé sur le masque coronographique (masque de phase circulaire), qui diffracte la lumière hors du Lyot Stop (masque circulaire, $D_d = 0,96D_u$). Le faisceau est alors focalisé sur la caméra d'imagerie (1392×1040 pixels, $e = 9,7$ pixels par λ/D , bruit de détecteur $\sigma_{\text{det}} = 1 \text{ e}^-$) permettant de réaliser des images coronographiques.

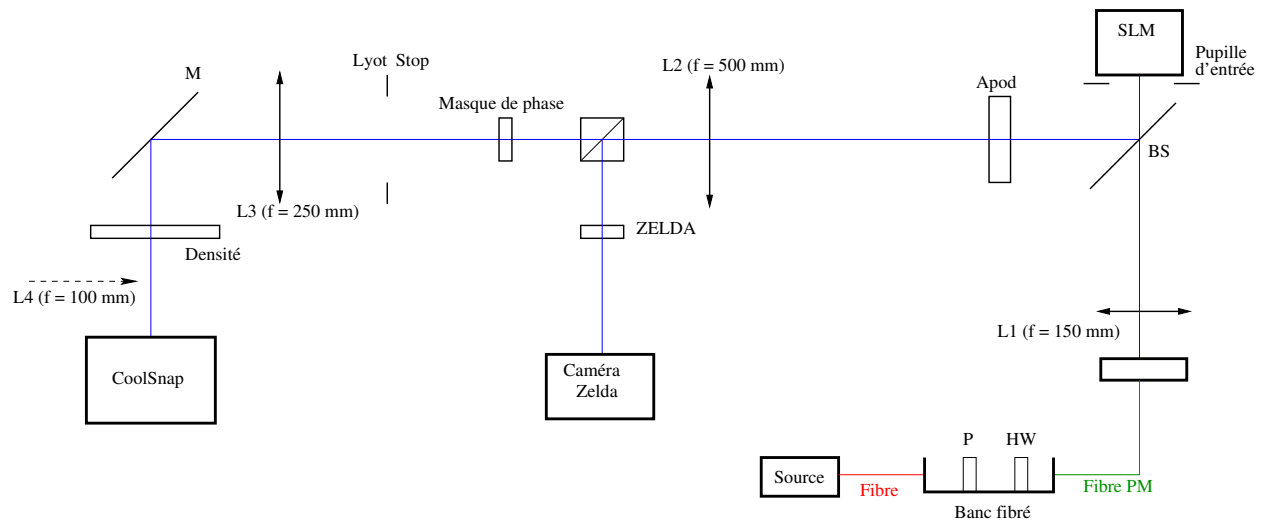
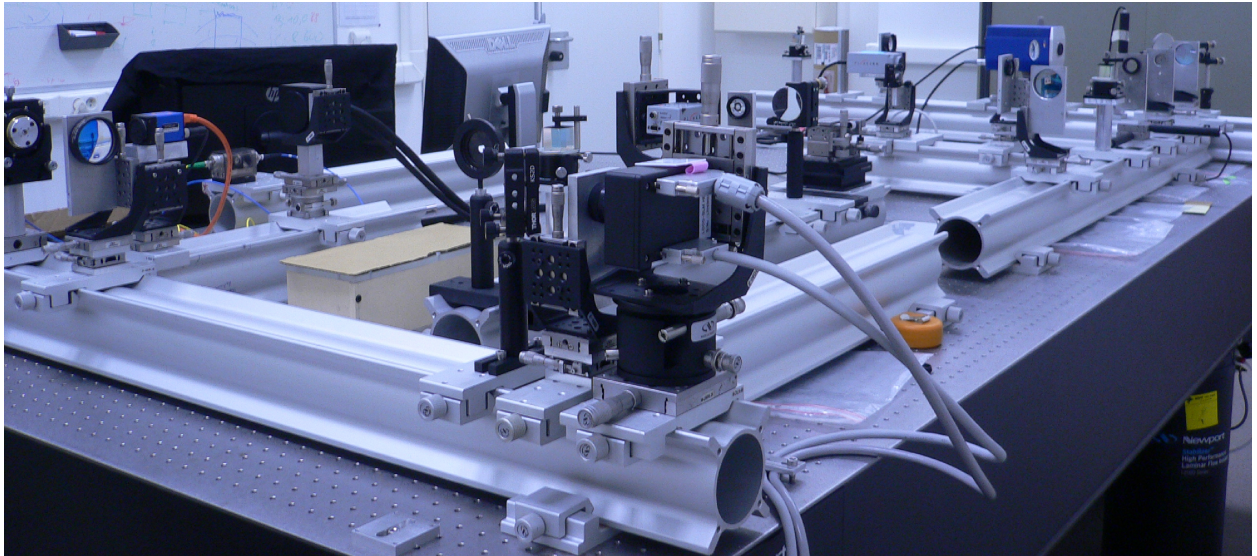


FIGURE 4.10 – Image (en haut) et représentation schématique (en bas) du banc MITHIC.

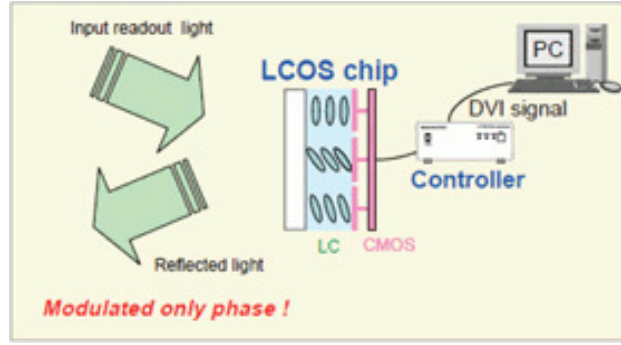


FIGURE 4.11 – Schéma illustrant le contrôle du front d'onde par un SLM. (source : [http ://www.piphotonics.co.jp/EN/hologram/slm.html](http://www.piphotonics.co.jp/EN/hologram/slm.html)).

4.5.2 SLM et imagerie à haut contraste

4.5.2.1 Principe

Le SLM (« *Spatial Light Modulator* ») est un composant dont le but est, tout comme un DM, de modifier le front d'onde dans un système optique. Un SLM, dont le principe de fonctionnement est illustré sur la figure 4.11, est constitué d'une matrice de cristaux liquides (nous parlerons par la suite de « pixels SLM »). L'orientation de ces cristaux est contrôlée par l'application d'un signal DVI de manière à introduire un déphasage donné sur chaque pixel SLM.

L'avantage principal de ces composants est de permettre de contrôler des aberrations de très hautes fréquences spatiales : en effet, le SLM installé sur MITHIC est constitué d'une matrice de 792×600 pixels SLM de $20 \times 20 \mu\text{m}$. Ainsi, sur le diamètre de la pupille d'entrée du système ($D = 5,5 \text{ mm}$) se trouvent 275 pixels SLM, permettant ainsi de contrôler des hautes fréquences spatiales de la phase.

Ces composants souffrent toutefois de plusieurs limitations, à commencer par leur lenteur (la bande passante est de 60 Hz) et leur chromatisme. Néanmoins, ces deux caractéristiques ne sont en rien un problème pour le cas qui nous intéresse, à savoir la calibration d'aberrations quasi-statiques (pas de correction rapide requise) réalisée à l'aide d'une source monochromatique.

La limitation la plus critique réside ici dans l'état de polarisation du faisceau incident requis par le SLM. Considérons le champ électrique ψ incident : ce dernier est formé de deux composantes ψ_s et ψ_p polarisées rectilignement dans les directions orthogonales (s) et parallèle (p) au plan d'incidence (respectivement), soit :

$$\psi = \psi_s e_s + \psi_p e_p, \quad (4.5.1)$$

avec e_s et e_p les vecteurs unitaires dans les directions s et p . Le SLM ne permet de modifier la phase que de la composante ψ_p du champ électrique ψ . Par conséquent, pour travailler avec le SLM, il est indispensable de réduire la composante ψ_s du champ incident autant que possible, dans la mesure où cette dernière n'est pas affectée par le SLM. C'est la raison de la présence du banc fibré sur MITHIC (voir figure 4.10) qui permet de minimiser l'intensité de la composante ψ_s du champ incident ψ sur le SLM. Remarquez que l'usage d'un composant fibré permet de polariser le faisceau tout en évitant d'introduire des aberrations ou réflexions parasites sur le banc, ce qui aurait été inévitable en ajoutant un polariseur plus conventionnel sur le banc lui-même, devant le SLM.

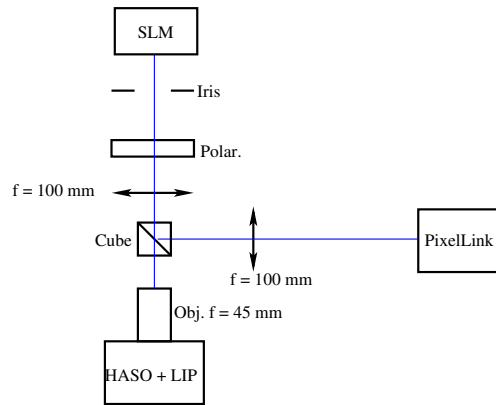


FIGURE 4.12 – Représentation schématique du banc de test intégré pour la caractérisation du SLM.

4.5.2.2 Caractérisation

Avant d'être intégré sur le banc MITHIC, le SLM a été installé sur un petit banc de test conçu pour l'occasion afin de pouvoir évaluer les performances de ce composant. Ce banc de test, présenté sur la figure 4.12, comprend notamment un HASO, ASO commercial de type Shack-Hartmann permettant ici de mesurer les déformations du front d'onde introduites par le SLM, et une caméra permettant de réaliser des images plan focal.

Pour s'assurer du bon fonctionnement du SLM et de la pertinence de l'intégration d'un tel composant sur MITHIC, plusieurs tests, présentés ci-après, ont été réalisés.

Stabilité : pour pouvoir être utilisé sur MITHIC, le SLM doit impérativement être stable, *i.e.* les aberrations introduites avec ce composant ne doivent pas évoluer au cours du temps. Pour s'assurer de la stabilité du SLM, une carte d'aberrations donnée a été introduite par ce dernier ; 10 fronts d'ondes ont ensuite été mesurés avec le HASO dans un intervalle de temps de 5 minutes. Ces 10 mesures ont ensuite été comparées entre elles pour évaluer la stabilité du SLM. Le résultat de ce test est présenté sur la figure 4.13, où l'on peut constater la très bonne stabilité du SLM : les variations de phases calculées sur les 10 mesures réalisées par le HASO valent en effet 0,38 nm RMS en moyenne.

Linéarité : pour permettre de tester de nouveaux concepts d'ASO tel que COFFEE, le SLM doit être capable d'introduire convenablement une aberration d'amplitude donnée. Aussi, pour tester la linéarité du SLM, des aberrations d'amplitude variant de -1000 nm RMS à 1000 nm RMS ont été introduites à l'aide du SLM, puis mesurées avec le HASO.

Le résultat de ce test est présenté sur la figure 4.14 dans le cas d'une aberration de défocus (Z_4), où l'on peut constater la très bonne linéarité du SLM. Remarquez ici que les valeurs mesurées sur le HASO sont systématiquement plus petites que celles théoriquement introduites sur le SLM. Ce phénomène provient du diamètre de la pupille, légèrement plus petit sur le banc de test (figure 4.12) que le diamètre théorique.

Efficacité de polarisation : comme nous l'avons évoqué en section 4.5.2.1, le SLM ne fonctionne qu'en lumière polarisée linéairement dans la direction p (voir section 4.5.2.1). Il a par consé-

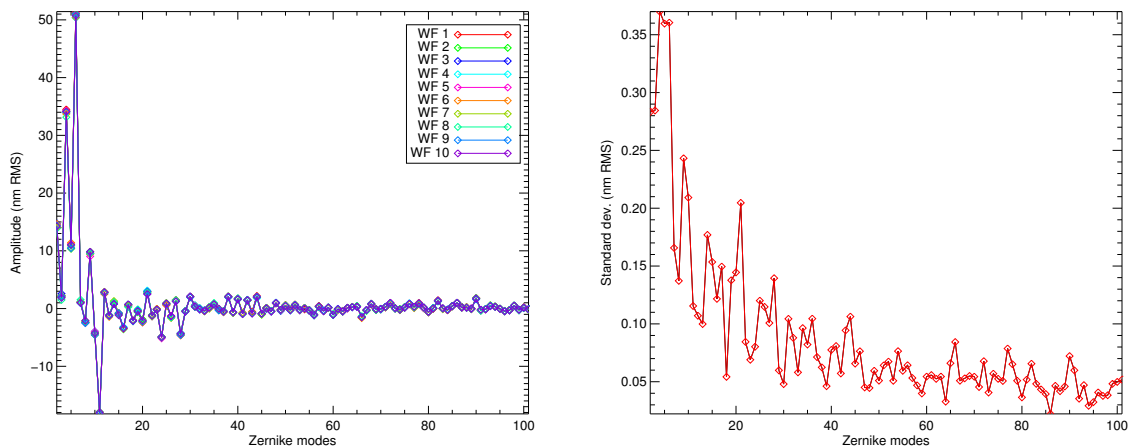


FIGURE 4.13 – Évaluation de la stabilité de la phase introduite sur le SLM : a gauche, tracés des 100 premiers modes de Zernike calculés à partir des 10 mesures de front d’onde successives. A droite, écart-type calculé pour chaque mode de Zernike à partir des 10 mesures de front d’onde successives.

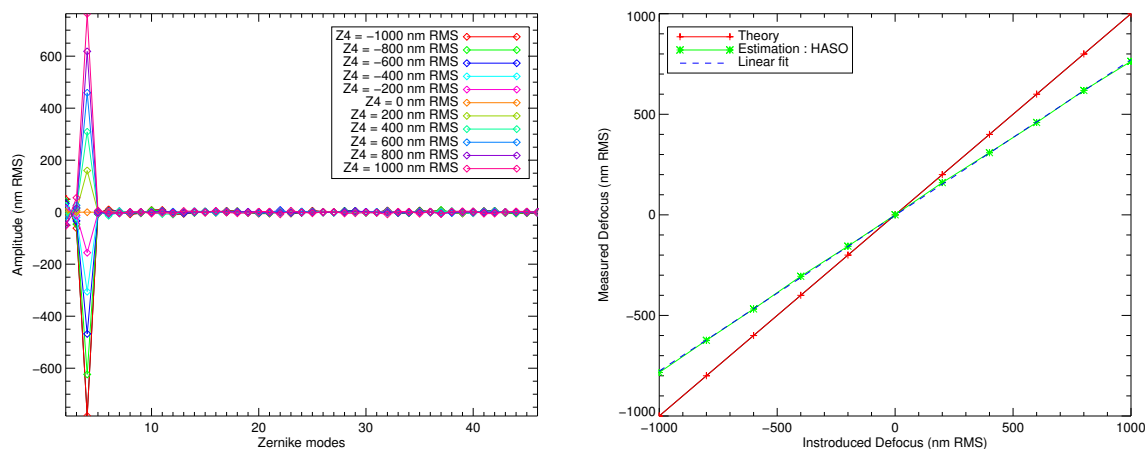


FIGURE 4.14 – Test de la linéarité du SLM : mesure d’une rampe de défocus introduite avec le SLM. A droite : tracé des 100 premiers modes de Zernike lors de l’introduction des 11 amplitudes de défocus. A droite, tracé de la rampe de défocus mesurée. En rouge, amplitude de défocus théoriquement introduite ; en vert, amplitudes mesurées à l’aide du HASO.

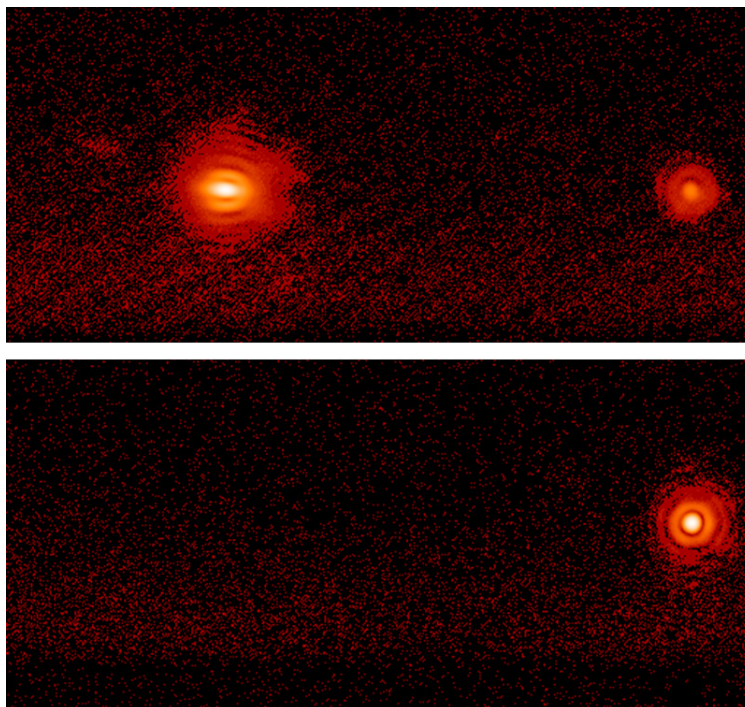


FIGURE 4.15 – Quantification de l’intensité du signal résiduel sur le détecteur : répartition d’intensité obtenue sur la caméra avant (en bas) et après (en haut) introduction d’un Tip de 86 rad RMS sur le SLM.

quent été indispensable de quantifier la quantité de signal résiduel après réflexion sur le SLM, *i.e.* la quantité de signal sur le détecteur dont la phase n’est pas affecté par le déphasage introduit par le SLM. Pour réaliser ce test, une forte valeur de tip (86 rad RMS) a été ajouté sur le SLM. L’introduction d’une telle aberration se traduit, sur le détecteur, par un décalage de la FEP créée par le signal polarisé dans la direction p de 350 pixels (sachant que l’échantillonnage sur le détecteur est de 6,4 pixels par λ/D). Par conséquent, il ne reste, à la position initiale de la FEP, que la partie du signal non affectée par le tip introduit par le SLM.

L’intérêt de ce test est double : tout d’abord, il permet de mesurer l’intensité de la fraction du signal non affecté par le déphasage induit par le SLM. Si cette dernière est trop importante, il peut être envisageable d’utiliser le SLM en ajoutant systématiquement à toute aberration introduite sur le SLM une forte valeur de tip. Un tel procédé permettrait de n’utiliser que la fraction du signal affectée par le SLM, qui serait alors déplacée à une position bien distincte du signal résiduel présent dans le plan focal.

La figure 4.15 présente les images acquises en plan focal avant et après introduction du Tip sur le SLM. Dans ce dernier cas, on voit clairement le signal se séparer en deux parties : l’une, polarisée dans la direction p , est affecté par le tip introduit par le SLM et se déplace donc sur le détecteur, et l’autre, non affectée par le déphasage induit par le SLM, voit sa position inchangée. Cette mesure permet de quantifier l’intensité du signal résiduel, qui vaut 6% de l’intensité totale mesurée dans le plan focal. Sur la figure 4.15, on peut par ailleurs constater que lors de l’introduction d’une forte valeur de tip, la FEP affectée par la présence du SLM est non seulement décalée, mais également fortement déformée. Ce phénomène, qui n’est aujourd’hui pas expliqué (y compris par la société

commercialisant le SLM), interdit ici de travailler avec le SLM en ajoutant une forte valeur de tip, comme nous l'envisagions précédemment. En effet, les systèmes d'imagerie coronographiques étant particulièrement sensible à toute déformation de la FEP, il y a fort à parier qu'une telle déformation aurait des conséquences désastreuses sur le niveau de contraste obtenu sur le détecteur, limitant fortement tout test lié à l'optimisation du contraste en plan focal.

Suite à cette observation, il a été décidé d'utiliser le SLM sans ajout de tip-tilt. Dans ce dernier cas, il convient dès lors de régler le polariseur situé devant le SLM pour optimiser la qualité de la polarisation du signal incident, *i.e.* pour minimiser la quantité de signal résiduel présent sur le détecteur scientifique (rappelons que la quantité de signal résiduel vaut alors 6% de l'intensité totale sur le détecteur).

4.5.3 Intégration de COFFEE sur MITHIC

La validation de COFFEE sur MITHIC a été réalisée en deux temps : tout d'abord, des aberrations de phase et amplitude connues ont été introduites dans la pupille en amont du coronographe pour être estimées par COFFEE (section 4.5.3.1). Ceci fait, COFFEE a été utilisé pour compenser les aberrations en amont du coronographe à l'aide du SLM (section 4.5.3.2).

4.5.3.1 Estimation conjointe d'aberrations de phase et d'amplitude

Pour valider expérimentalement COFFEE sur MITHIC, une aberration de haute fréquence spatiale a été introduite sur le SLM. Cette aberration, présentée à gauche de la figure 4.16 est représentative d'une aberration obtenue en poussant sur un unique actionneur d'un DM classique et sera par la suite appelée « pseudo-poke ». Par ailleurs, l'apodiseur présent sur le banc a été décalé (figure 4.17, en haut) afin d'introduire une aberration d'amplitude, présentée en bas à gauche de la figure 4.17, en amont du coronographe. Le procédé utilisé pour estimer convenablement ces aberrations est le suivant : dans un premier temps, trois images coronographiques i_c^{foc} , $i_c^{\text{div}_1}$ ($\phi_{\text{div}_1} = 0,8$ rad RMS) et $i_c^{\text{div}_2}$ ($\phi_{\text{div}_2} = 2,0$ rad RMS) ont été acquises sans introduire aucune aberration supplémentaire, puis utilisées par COFFEE pour estimer les aberrations de phase $\hat{\phi}_u^{\text{ref}}$ et d'amplitude $\hat{\xi}^{\text{ref}}$. Le pseudo-poke a ensuite été ajouté sur le SLM et l'apodiseur décalé dans la pupille avant d'acquérir trois nouvelles images coronographiques permettant à COFFEE d'estimer les aberrations $\hat{\phi}_u^{\text{poke}}$ et $\hat{\xi}^{\text{poke}}$. Les estimations des aberrations de phase et de transmission introduites sur MITHIC sont alors respectivement données par $\hat{\phi}_u^{\text{poke}} - \hat{\phi}_u^{\text{ref}}$ et $e^{\hat{\xi}^{\text{poke}} - \hat{\xi}^{\text{ref}}}$.

Estimation du pseudo-poke (haute fréquence spatiale de phase) : le résultat de l'estimation du pseudo-poke (aberration de phase) est présenté sur la figure 4.16, où l'aberration introduite apparaît très nettement dans la carte de phase reconstruite par COFFEE. La très faible différence entre l'amplitude des pseudo-pokes introduit et reconstruit (2 nm PV) témoigne de la précision de la reconstruction. On démontre ainsi expérimentalement la capacité de COFFEE à estimer une aberration de haute fréquence spatiale avec une précision nanométrique, ce qui permet d'envisager l'utilisation de cet ASO plan focal au sein d'un processus de compensation destiné à optimiser le contraste sur le détecteur scientifique tel que celui simulé dans la section 4.2.5.

Remarquez, sur la carte de phase estimée, la présence d'un tip-tilt résiduel en plus du pseudo-poke. Ce résidu est dû à la légère instabilité de la position de la FEP sur le masque de phase

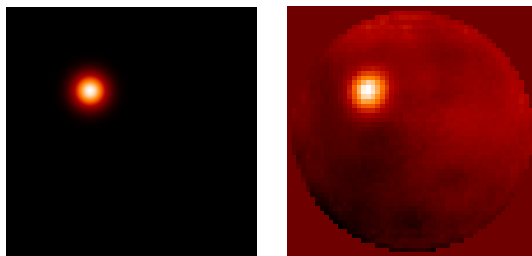


FIGURE 4.16 – Aberrations introduites sur MITHIC (à gauche, pseudo-poke d’amplitude 200 nm PV) et reconstruites par COFFEE (à droite), pseudo-poke d’amplitude 202 nm PV.

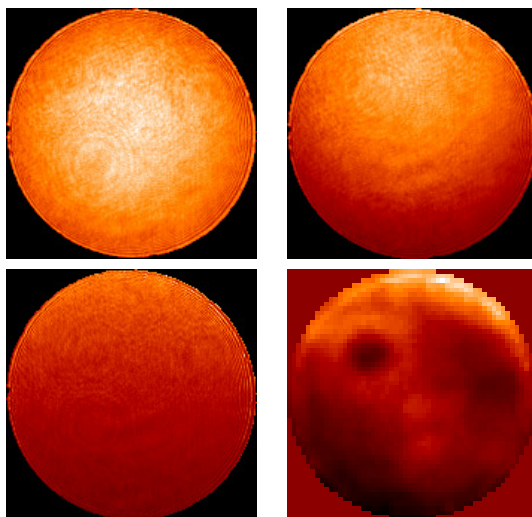


FIGURE 4.17 – Transmission t_0 de la pupille de MITHIC (en haut à gauche), transmission t_{dec} de la pupille après décalage de l’apodiseur (en haut à droite), transmission différentielle résultante $t = t_{\text{dec}}/t_0$ (en bas à gauche, pente de transmission : 20% RMS) et transmission différentielle \hat{t} estimée par COFFEE (pente de transmission : 19% RMS).

coronographique observée sur le banc MITHIC qui induit l’apparition d’un tip-tilt différentiel entre l’acquisition des deux jeux d’images coronographiques.

Estimation des aberrations d’amplitude : l’estimation des aberrations d’amplitude est présentée sur la figure 4.17 sous forme de carte de transmission (directement liée aux aberrations d’amplitude d’après l’équation (4.4.3)). La rampe de transmission (figure 4.17, en bas à gauche) introduite en décalant l’apodiseur du banc est bien reconstruite par COFFEE (figure 4.17, en bas à droite), comme en témoigne le très faible écart entre les valeurs de pentes introduites et estimées (1% RMS).

Notez toutefois que la présence du pseudo-poke sur le SLM (figure 4.16, à gauche) semble avoir un impact dans l’estimation des aberrations d’amplitude : son empreinte y est en effet très nettement visible). La présence de cette structure semble être un artefact issu de la reconstruction elle-même, dans la mesure où elle n’apparaît pas du tout dans la pente de transmission introduite sur MITHIC mesurée à partir d’images de la pupille (figure 4.17, en haut).

Ces mesures permettent de démontrer la capacité de COFFEE à estimer des aberrations de phases de hautes fréquences spatiales avec une précision nanométrique. Par ailleurs, les résultats obtenus constituent une première validation très encourageante de l'estimation conjointe d'aberration d'amplitude : en effet, l'aberration d'amplitude introduite (pente de transmission) est estimée avec précision par COFFEE. Toutefois, les aberrations de phase semblent avoir un impact sur l'estimation de l'amplitude. Une étude expérimentale plus complète, pouvant être fondée sur une comparaison avec la diversité de phase dont une extension à l'estimation de champ complexe a récemment été développée [104], permettra une validation expérimentale plus complète de cette approche.

4.5.3.2 Compensation

Contrairement au banc BOA présenté dans la section précédente, le banc MITHIC n'est pas équipé d'une boucle d'OA. Par conséquent, les aberrations estimées par COFFEE $\hat{\phi}_u$ sont directement introduites via le SLM pour compenser les aberrations ϕ_u présentes en amont du coronographe. Le processus de compensation itératif mis en œuvre sur MITHIC peut dès lors être décrit, à l'itération i , par l'équation suivante :

$$\phi_u^{i+1} = \phi_u^i - g\hat{\phi}_u^i, \quad (4.5.2)$$

avec g le gain de la boucle (dans ce qui suit, $g = 0,5$). L'application de ce processus de compensation sur MITHIC est présenté sur la figure 4.18, où sont représentées les images coronographiques acquises sur le banc à mesure que le nombre d'itérations augmente, ainsi que les profils de contraste moyens associés.

Sur cette figure, on constate qu'à mesure que les itérations augmentent, l'intensité des speckles proche de l'axe optique (en dessous de $11\lambda/D$) diminue, permettant ainsi comme attendu d'améliorer le contraste. En revanche, au-delà de $11\lambda/D$, on observe le phénomène inverse : la quantité de speckles augmente itération après itération, menant ainsi à une dégradation du contraste à mesure que le nombre d'itérations augmente.

Ce phénomène traduit le fait que les aberrations de basses fréquences spatiales (< 11 cycles par pupille) sont convenablement estimées par COFFEE et compensées par le SLM, permettant ainsi d'améliorer le contraste dans une zone proche de l'axe optique. En revanche, les aberrations de plus hautes fréquences sont ici mal compensées, soit parce qu'elles sont mal estimées par COFFEE, soit parce qu'elles sont mal introduites sur le SLM. Or, nous avons vu dans la section précédente que COFFEE était capable d'estimer avec une précision nanométrique des aberrations de hautes fréquences spatiales. Dès lors, on peut légitimement penser que c'est l'introduction des aberrations estimées sur le SLM qui n'est pas suffisamment précise pour permettre la compensation de hautes fréquences spatiales. Autrement dit, la position des aberrations estimées dans la pupille ne serait pas *parfaitement* exacte : si un tel comportement est avéré, les aberrations variant très lentement dans la pupille (basses fréquences) ne seront quasiment pas affectées par ce phénomène. En revanche, les aberrations variant très rapidement dans la pupille (hautes fréquences) ne pourront plus être convenablement compensées. Pire, lors de la soustraction (équation (4.5.2)), les hautes fréquences de la phase estimées viendront s'ajouter aux aberrations présentes en amont du coronographe, dégradant ainsi le contraste loin du centre de l'image.

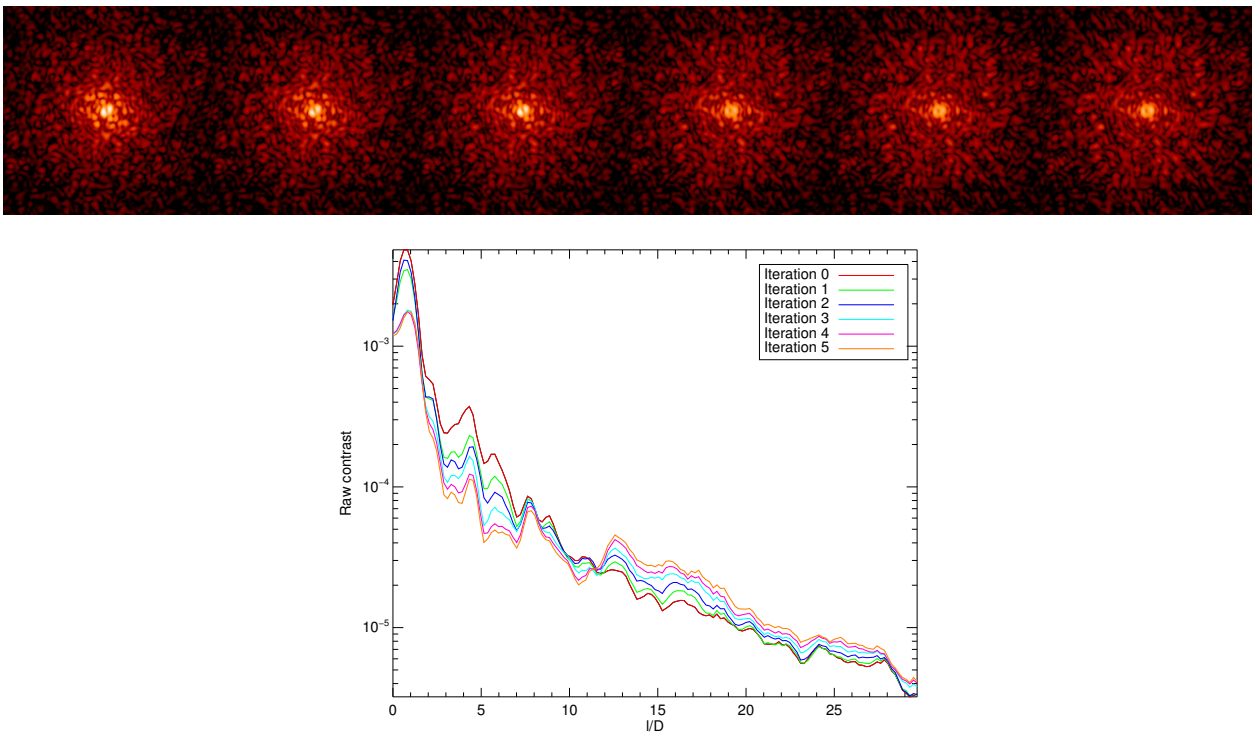


FIGURE 4.18 – Compensation d’une aberration introduite par le SLM avec COFFEE. En haut, images coronagraphiques acquises sur MITHIC au fur et à mesure des itérations (de gauche à droite). En bas, profils de contrastes moyens calculés à partir des images coronagraphiques acquises à chaque itération.

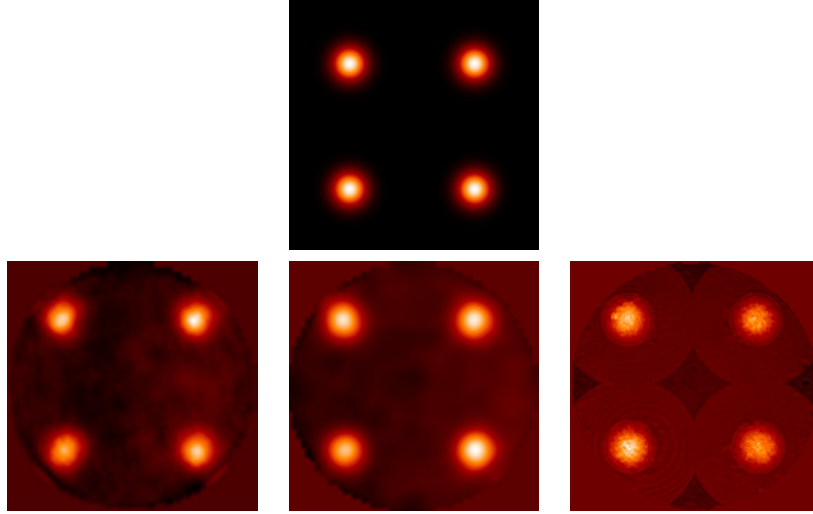


FIGURE 4.19 – Estimation d’une grille de pseudo-pokes introduite par le SLM (en haut) avec, en bas et de gauche à droite, COFFEE, la diversité de phase et ZELDA.

Afin de confirmer le raisonnement précédent, une grille constituée de 4 pseudo-pokes (figure 4.19, en haut) a été estimée avec trois ASO différents (figure 4.19, en bas) : COFFEE, la diversité de phase et ZELDA, ASO utilisant un masque à contraste de phase pour estimer les aberrations en amont du coronographe dont le principe sera présenté dans le chapitre 6. Pour chaque ASO, la position de chacun des 4 pokes a été comparée à la position des pseudo-pokes introduits sur le SLM.

Le résultat de cette comparaison est présenté sur la figure 4.20, où sont représentées les différentes positions des pokes mesurées dans les trois cartes de phases estimées présentées en bas de la figure 4.19. Sur ce graphe, on constate un léger décalage (ce dernier a été agrandi d’un facteur 5) entre les positions des pokes estimées à l’aide des différents ASO et celle des pokes introduits sur le SLM. Ce dernier provient des défauts d’alignements divers du SLM dans la pupille d’entrée du système : en effet, le processus de compensation mis en oeuvre sur MITHIC suppose, lors de la compensation des aberrations, que le SLM est parfaitement centré dans la pupille, ce qui n’est naturellement pas le cas. Cet alignement a en effet été réalisé aussi précisément que possible, mais reste entaché d’une erreur due à une imprécision sur le positionnement du SLM (translation, rotation...) ou à un grandissement pupillaire mal maîtrisé.

La distorsion ainsi observée est à l’origine de l’augmentation de l’énergie loin de l’axe optique observé sur la figure 4.18. Pour améliorer les performances du processus de compensation, il sera nécessaire de prendre en compte ces mesures de distorsions lors de l’introduction de la phase $\hat{\phi}_u$ estimée par COFFEE. La calibration de ces déformations permettra la définition d’un opérateur \mathfrak{D} pour calculer la phase $\mathfrak{D}\hat{\phi}_u$ dans laquelle les aberrations seront convenablement « repositionnées » dans la pupille pour permettre de compenser les hautes fréquences de la phase. Cette transformation devra être introduite dans l’équation (4.5.2), qui deviendra alors :

$$\phi_u^{i+1} = \phi_u^i - g\mathfrak{D}\hat{\phi}_u^i, \quad (4.5.3)$$

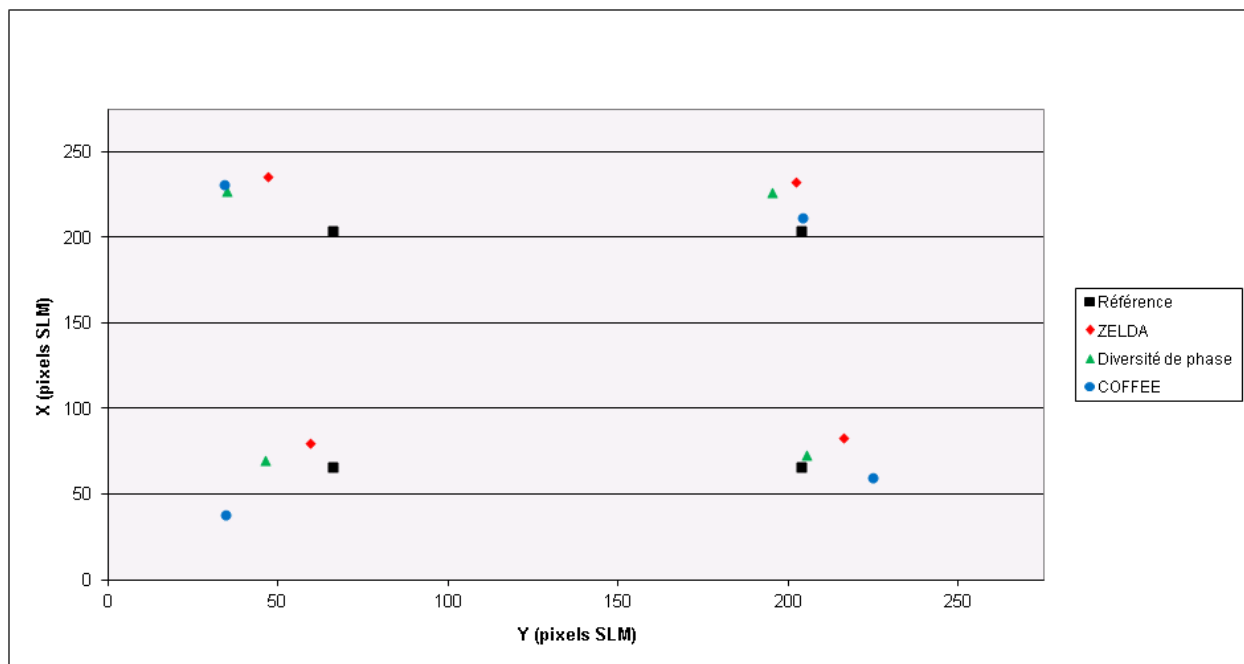


FIGURE 4.20 – Illustration du décalage (agrandi d’un facteur 5) entre les pseudo-pokes introduits sur le SLM (carrés noirs) et les pseudo-pokes estimés par ZELDA (losanges rouges), la diversité de phase (triangles verts) et COFFEE (disques bleus).

4.6 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, le formalisme de COFFEE a été modifié pour permettre une estimation des aberrations de hautes fréquences spatiales, et ce pour tout type de coronographe (section 4.1). La nouvelle extension ainsi conçue est capable d’estimer des aberrations en amont et en aval du coronographe avec une précision nanométrique, permettant ainsi d’optimiser le contraste sur le détecteur (section 4.2). Par ailleurs, afin d’améliorer la robustesse et la précision de l’estimation, une estimation conjointe d’une erreur sur la phase de diversité (section 4.3) et des aberrations d’amplitudes (section 4.4) a été implantée. La nouvelle extension de COFFEE ainsi conçue a été validée sur le banc MITHIC du LAM (section 4.5), où nous avons en particulier démontré la capacité de COFFEE a estimer des aberrations de phase de haute fréquence spatiale (pseudo-poke) avec une précision nanométrique. A l’issu de cette validation, plusieurs limitations ont été identifiées et des solutions proposées.

Les performances de cette nouvelle extension myope de COFFEE, évaluées par simulations numériques et partiellement démontrées en laboratoire, ont motivé l’application de cette nouvelle méthode d’analyse de front d’onde sur l’imageur de planètes extrasolaires européen SPHERE pour en optimiser les performances, ce qui est l’objet du prochain chapitre.

4.6. CONCLUSION DU CHAPITRE

Chapitre 5

Application de COFFEE à SPHERE

L’extension hauts ordres de COFFEE présentée dans le chapitre 4 a pu être testée sur l’instrument SPHERE, présenté dans le chapitre 1, au cours de sa phase d’intégration à l’institut de planétologie et d’astrophysique de Grenoble (IPAG). L’enjeu, qui était de taille, était de valider COFFEE sur un système opérationnel, et non plus sur un simple banc de test, mais aussi de démontrer que cette nouvelle méthode d’analyse de front d’onde permettait d’optimiser les performances d’un instrument réel. Ce chapitre présente les différents résultats obtenus lors de l’application de COFFEE sur l’instrument SPHERE. Dans la section 5.1, nous reviendrons en détail sur le fonctionnement de la boucle d’OA SAXO, brièvement évoquée dans le chapitre 1. La section 5.2 décrit les résultats obtenus lors de la validation de COFFEE sur SPHERE, consistant à estimer une aberration connue introduite de manière calibrée en amont du coronographe. Pour finir, les résultats obtenus lors de l’utilisation de COFFEE au sein d’un processus de compensation destiné à optimiser le contraste de SPHERE seront présentés dans la section 5.3.

Les travaux présentés dans ce chapitre ont fait l’objet d’une publication soumise dans la revue *Astronomy & Astrophysics* qui pourra être trouvée dans l’annexe E de ce manuscrit.

5.1 La calibration des NCPA de SPHERE

Cette section présente la procédure actuellement utilisée pour calibrer les aberrations quasi-statiques de l’instrument SPHERE. Cette dernière est réalisée en mesurant les aberrations par diversité de phase classique (pas de coronographe), puis en les compensant à l’aide de la boucle d’OA extrême SAXO. Les caractéristiques et le fonctionnement de la boucle SAXO sont présentés dans la 5.1.1. La section 5.1.2, quant à elle, détaille la procédure d’estimation des aberrations quasi-statiques par diversité de phase classique utilisée sur SPHERE.

5.1.1 SAXO, une boucle d’OA extrême

SAXO est la boucle d’OA extrême de SPHERE devant notamment permettre de corriger en temps réel les perturbations induites par la turbulence atmosphérique. Le lecteur intéressé pourra trouver une description complète de SAXO dans la littérature ([39, 40, 105]), nous nous limiterons ici à la description des éléments utilisées lors de l’application de COFFEE à SPHERE.

SAXO est composé de plusieurs éléments, dont en particulier :

5.1. LA CALIBRATION DES NCPA DE SPHERE

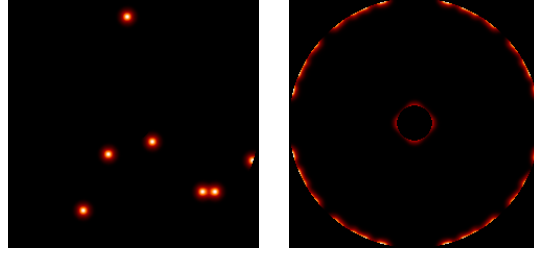


FIGURE 5.1 – Représentation, dans la pupille d’entrée, de la position des actionneurs morts (à gauche) et des actionneurs esclaves (à droite).

- ◇ Un ASO de type Shack-Hartmann (40×40 sous-pupilles) permettant de mesurer rapidement la phase aberrante résiduelle.
- ◇ Un miroir déformable hauts ordres (HODM, 41×41 actionneurs, 1377 actionneurs dans la pupille) permettant une correction à haute cadence (1,2 kHz) de la turbulence atmosphérique.
- ◇ Un miroir de tip-tilt (ITTM) permettant de corriger le tip-tilt à haute cadence (1,2 kHz).

Nous conserverons ici les notations introduites précédemment dans ce manuscrit en notant \mathbf{F} la matrice d’influence du HODM permettant de décrire une aberration quelconque ϕ en un vecteur de tensions dans l’espace du HODM \mathbf{v} ($\phi = \mathbf{F}\mathbf{v}$) et \mathbf{T} son inverse généralisée. Il est important de remarquer ici que sur SPHERE, certains actionneurs du HODM ne sont pas pilotés par la boucle SAXO. On en distingue deux catégories :

- ◇ Les actionneurs dits « morts » (8 actionneurs entre novembre 2012 et mars 2013, période durant laquelle les tests présentés dans ce chapitre ont été réalisés), qui ne répondent plus lorsqu’une tension leur est appliquée en raison de problèmes de fonctionnement.
- ◇ Les actionneurs dits « esclaves » (69 actionneurs), qui sont situés sur les bords et au centre de la pupille. Ces actionneurs sont localisés à des positions qui seront situées en dehors de la pupille ou sous l’occultation centrale du télescope. Ces zones n’étant pas vues par l’ASO de la boucle, ces actionneurs ne peuvent être pilotés comme les autres et sont contrôlés de manière statique par la boucle SAXO (pas de correction dynamique, à la différence des autres actionneurs). Notez ici que l’ensemble des résultats présentés dans ce chapitre ont été obtenus sans exercer aucun contrôle sur les actionneurs esclaves, ceci pour des raisons de stabilité de la boucle SAXO.

Les positions, sur le HODM, des actionneurs morts et des actionneurs esclaves sont représentés sur la figure 5.1. Notez que la présence de ces actionneurs morts et esclaves a été prise en compte dans les matrices \mathbf{F} et \mathbf{T} . Pour ce faire, la réponse en phase de ces actionneurs a été fixée à 0 dans la matrice \mathbf{F} . Par ailleurs, la matrice \mathbf{T} a été calculée comme l’inverse généralisée d’une matrice \mathbf{F} réduite, dans laquelle seule la réponse des actionneurs « valides » (*i.e.* ni morts, ni esclaves) a été prise en compte. La réponse en tension correspondant à ces actionneurs a ensuite artificiellement été fixée à 0 dans la matrice \mathbf{T} ainsi calculée. De la sorte, on s’assure que les matrices \mathbf{F} et \mathbf{T} ne prennent en compte que des actionneurs contrôlés par SAXO.

La matrice d’interaction de SAXO \mathbf{D} obtenue par calibration permet de relier un vecteur de tension \mathbf{v} du HODM à un vecteur de pentes de l’ASO $\mathbf{s} = \mathbf{D}\mathbf{v}$. La solution la plus simple pour

obtenir la matrice de commande C du système consiste à la calculer comme l'inverse généralisée de la matrice D (voir la section 2.1.3 du chapitre 2).

Pour contrôler le DM, plusieurs bases peuvent être utilisées. La plus simple est constituée des 1377 modes propres du système, calculés lors de l'inversion de la matrice D . La robustesse d'un système d'OA est généralement améliorée en tronquant la base utilisée pour le contrôle, opération traditionnellement réalisée en supprimant les modes correspondant aux faibles valeurs propres de la base. Toutefois, dans le cas de SAXO, du fait du grand nombre d'actionneurs présents sur le HODM, certaines de ces faibles valeurs propres correspondent à des modes contenant beaucoup d'énergie : la suppression de ces modes de la base de contrôle se traduirait donc par une dégradation significative des performances de la boucle.

Considérant ces limitations, C. Petit *et al.* [105] ont démontré que le contrôle du HODM pouvait être optimisé en utilisant une base constituée de modes de Karhunen-Löve (KL) calculés dans l'espace défini par les fonctions d'influence du HODM. Les modes de KL, naturellement adaptés à la description de la turbulence atmosphérique, permettent de tronquer la base de contrôle pour améliorer la robustesse de SAXO. C. Petit *et al.* [105] ont ainsi démontré que l'utilisation d'une base de 999 modes de KL permettait un contrôle optimal de SAXO. Remarquez que le calcul de ces 999 modes prend en compte la présence des actionneurs morts et esclaves.

En pratique, le calcul de la matrice de commande du système est donc réalisé en deux temps : la matrice D est tout d'abord exprimée dans la base des 999 KL modes, puis inversée pour calculer la matrice C .

5.1.2 Limitations de la calibration des aberrations quasi-statiques sur SPHERE

La calibration des aberrations quasi-statiques de l'instrument SPHERE, assurée par diversité de phase, consiste à optimiser le rapport de Strehl sur le coronographe à partir de données acquises sur le détecteur IRDIS. Cette calibration est réalisée à l'aide d'une source laser monochromatique ($\lambda = 1589$ nm RMS) interne à l'instrument.

Ainsi qu'il a été remarqué dans la section 2.3.3 du chapitre 2, cette méthode d'analyse de front d'onde ne peut être utilisée qu'en l'absence du coronographe. Le but étant ici de ne compenser que les aberrations en amont du coronographe, une procédure de mesure différentielle, représentée sur la figure 5.2, a été mise en place [9]. Cette dernière consiste à mesurer les aberrations ϕ_u , après avoir au préalable retiré le coronographe du système, en trois étapes successives :

1. Introduction d'une source interne en entrée du système optique (flèche rouge sur la figure 5.2). L'acquisition de deux images focalisée et de diversité permet d'estimer par diversité de phase les aberrations ϕ_{IRDIS} de l'ensemble de l'instrument.
2. Introduction d'une source interne à la position du masque coronographique (flèche bleue sur la figure 5.2), qui, rappelons-le, est retiré lors de la calibration. L'acquisition avec IRDIS d'une nouvelle paire d'images focalisée et de diversité permet d'estimer les aberrations ϕ_d en aval du coronographe.
3. Obtention des aberrations en amont du coronographe ϕ_u en calculant la différence des deux estimations précédentes :

$$\phi_u = \phi_{\text{IRDIS}} - \phi_d \quad (5.1.1)$$

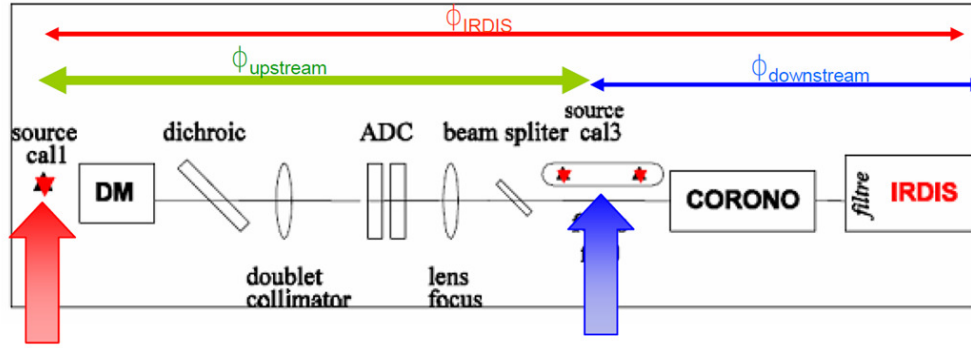


FIGURE 5.2 – Représentation schématique de la calibration des aberrations quasi-statiques de l'instrument SPHERE par diversité de phase.

Remarquez que plusieurs facteurs limitent ce processus de calibration : tout d'abord, l'approche différentielle de la mesure des aberrations ϕ_u requiert deux estimations successives par diversité de phase. Mais surtout, ce processus impose d'enlever le masque coronographique : par conséquent, les aberrations introduites par ce dernier ne seront pas mesurées lors de la calibration. De plus, il est nécessaire d'avoir recours à une procédure supplémentaire dédiée au recentrage du masque une fois que la calibration des aberrations est terminée, alourdissant d'autant plus la phase de calibration de SPHERE. Enfin, notez que la diversité de phase classique ne permet pas d'estimer les hautes fréquences spatiales de la phase, l'impact de ces dernières étant nettement moins visibles dans des images classiques que dans des images coronographiques. Ainsi, l'algorithme de diversité de phase implanté sur SPHERE ne permet d'estimer des aberrations que jusqu'à 8 cycles par pupille [9], ce qui, sur le détecteur IRDIS, ne permet donc d'optimiser le contraste que jusqu'à $8\lambda/D$. Un tel comportement est particulièrement limitant, sachant par ailleurs que la boucle SAXO permet de contrôler les aberrations jusqu'à 20 cycles par pupille, permettant ainsi en théorie d'optimiser le contraste jusqu'à $20\lambda/D$ sur IRDIS.

L'utilisation de COFFEE pour calibrer les aberrations quasi-statiques de SPHERE présente donc plusieurs avantages. Tout d'abord, une seule estimation serait nécessaire (et non plus deux) car COFFEE estime directement les aberrations en amont du coronographe ϕ_u . Par ailleurs, cette mesure serait réalisée en laissant le masque coronographique en place, rendant superflu l'usage d'une procédure de recentrage du masque postérieure à la calibration des aberrations quasi-statiques. Enfin, comme nous l'avons présenté dans le chapitre précédent, COFFEE est capable d'estimer des aberrations de hautes fréquences spatiales. La compensation de ces aberrations permettrait alors d'optimiser le contraste dans une zone sensiblement plus étendue que la diversité de phase.

L'apport potentiel offert par COFFEE par rapport à la diversité de phase a donc motivé la réalisation de plusieurs séries de tests sur l'instrument SPHERE, dont les résultats vont maintenant être présentés.

5.2 Estimation d'aberrations sur SPHERE avec COFFEE

Dans cette section sont présentés les différents résultats obtenus lors de la première phase de la validation expérimentale de COFFEE sur SPHERE, à savoir l'estimation d'une aberration connue.

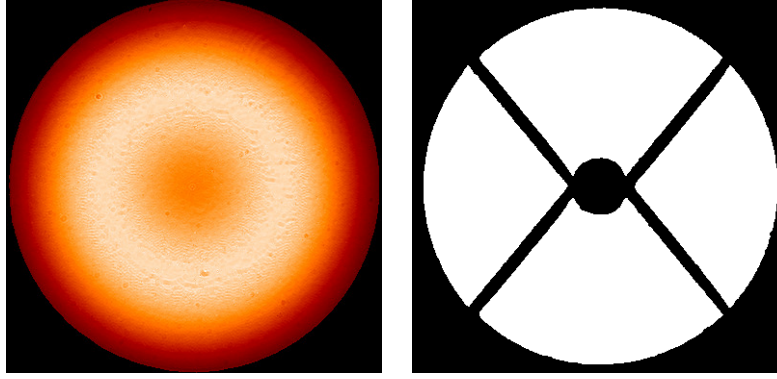


FIGURE 5.3 – Validation de COFFEE sur l'instrument SPHERE : apodiseur (à gauche) et transmission pupillaire du Lyot Stop (à droite) utilisés.

Les conditions d'utilisations de COFFEE sur SPHERE sont détaillées dans la section 5.2.1. Dans la section 5.2.2, nous nous intéresserons à la toute première application de COFFEE à SPHERE, consistant à estimer des aberrations de basses fréquences spatiales. Enfin, la section 5.2.3 présente l'estimation par COFFEE d'une aberration de haute fréquence spatiale introduite par le HODM.

5.2.1 Conditions d'utilisation de l'instrument SPHERE

Afin de pouvoir appliquer COFFEE à SPHERE, des images coronagraphiques ont été acquises avec le détecteur IRDIS à l'aide de la source de calibration monochromatique ($\lambda = 1589$ nm RMS) utilisée par le processus de calibration décrit en section 5.1.2. La version de COFFEE utilisée pour l'ensemble des tests réalisés sur SPHERE avec COFFEE est celle décrite dans le chapitre 4 (extension myope hauts ordres), à l'exception de l'estimation conjointe des aberrations d'amplitude, dont le développement est postérieur aux tests présentés dans ce chapitre. Par conséquent, seules deux images coronagraphiques i_c^{foc} et i_c^{div} différant d'une phase de diversité ϕ_{div} connue sont utilisées par COFFEE pour estimer les aberrations de phase présentes sur SPHERE.

Les résultats présentés dans ce chapitre ont été obtenus avec l'un des trois coronagraphes ALC de SPHERE identique à celui utilisé dans le chapitre 4, dont l'apodiseur est présenté à gauche de la figure 5.3. Le diamètre du masque coronagraphique plan focal vaut $4,5\lambda/D$. Le Lyot Stop utilisé, présenté à droite de la figure 5.3, possède un diamètre valant 96% du diamètre de la pupille d'entrée du système. Ce Lyot Stop contient par ailleurs une araignée et une occultation centrale. Les images coronagraphiques (256×256 pixels) sont quant à elles acquises avec le détecteur IRDIS en moyennant 100 images acquises chacune avec un temps de pose de 0,6 secondes.

Il est à noter qu'une quantité non négligeable (environ 1%) de pixels « morts » sont présents sur le détecteur IRDIS. La présence de ces pixels, qui sont associés à une valeur numérique très élevée, ont un impact conséquent sur la minimisation du critère J . Aussi, afin d'améliorer les performances de COFFEE, ces pixels doivent impérativement être détectés dans chaque image acquise sur IRDIS. Ceci fait, la présence de ces pixels est prise en compte en modifiant légèrement l'expression du critère J minimisé par COFFEE, qui devient :

$$\begin{aligned}
 J(\alpha, \beta, \phi_u, \phi_d, \phi_\epsilon) = & \frac{1}{2} \left\| \mathcal{W}^{\text{foc}} [\mathbf{i}_c^{\text{foc}} - (\alpha_{\text{foc}} \mathbf{h}_{\text{det}} \star \mathbf{h}_c(\phi_u, \phi_d) + \beta_{\text{foc}})] \right\|^2 \\
 & + \frac{1}{2} \left\| \mathcal{W}^{\text{div}} [\mathbf{i}_c^{\text{div}} - (\alpha_{\text{div}} \mathbf{h}_{\text{det}} \star \mathbf{h}_c(\phi_u + \phi_{\text{div}} + \phi_\epsilon, \phi_d) + \beta_{\text{div}})] \right\|^2 \\
 & + \mathcal{R}(\phi_u) + \mathcal{R}(\phi_d) + \mathcal{R}(\phi_\epsilon).
 \end{aligned} \quad (5.2.1)$$

\mathcal{W}^{foc} et \mathcal{W}^{div} sont ici des cartes de poids, définies telles que :

$$\mathcal{W}^p[k] = \begin{cases} 0 & \text{si le pixel } k \text{ est mort} \\ 1/\sigma_{n_p}^2[k] & \text{sinon,} \end{cases} \quad (5.2.2)$$

avec, comme précédemment, $p \in \{\text{foc}, \text{div}\}$ et k l'indice des pixels de l'image. Une telle définition revient à fixer une variance de bruit $\sigma_{n_p}^2[k] = +\infty$ sur les pixels morts. En procédant de la sorte, on s'assure que les pixels morts présent dans les images $\mathbf{i}_c^{\text{foc}}$ et $\mathbf{i}_c^{\text{div}}$ n'ont aucun impact dans la sommation effectuée pour calculer la valeur du critère J , et donc sur la minimisation. Enfin, remarquez qu'en l'absence de pixels morts dans les images, on retrouve naturellement l'expression du critère J définie dans le chapitre 3.

Les régularisations $\mathcal{R}(\phi_u)$, $\mathcal{R}(\phi_d)$ et $\mathcal{R}(\phi_\epsilon)$ utilisées ici sont celles définies dans la section 4.1.2 du chapitre 4. Ces dernières sont en effet adaptées à la décroissance en $1/\nu^2$ des aberrations présentes sur SPHERE [98, 99]. Remarquez par ailleurs l'intérêt de ces métriques de régularisations dans le cas où un Lyot Stop équipé d'une araignée est utilisé, comme c'est le cas ici (voir figure 5.3). En effet, la présence de cette araignée masque une partie de la pupille, dans laquelle on pourrait supposer qu'il n'est donc pas possible de reconstruire les aberrations. Toutefois, les contraintes imposées par les régularisations sur les phases ϕ_u et ϕ_d permettent à COFFEE de reconstruire les aberrations situées sous l'araignée.

La phase de diversité ϕ_{div} utilisée par COFFEE a varié au cours des tests réalisés sur SPHERE. Par souci de clarté, cette dernière sera donc explicitée dans les sections qui suivent.

5.2.2 Estimation de modes de Zernike

Dans cette section sont présentés les résultats obtenus au cours des premiers tests de COFFEE sur SPHERE réalisés en novembre 2012. La réalisation de ces tests étant antérieure à l'étude du choix de la phase de diversité présentée dans la section 4.2.3 du chapitre 4; aussi, la phase de diversité ϕ_{div} utilisée est celle définie dans le chapitre 3, à savoir un mélange de défocus et d'astigmatisme : $\phi_{\text{div}} = a_{\text{div}}(\mathbf{Z}_4 + \mathbf{Z}_5)$, avec $a_{\text{div}} = 0,8$ rad RMS.

L'objectif de cette première série de tests sur SPHERE était de valider l'estimation d'aberration de bas ordres par COFFEE. Pour ce faire, deux modes de Zernike, à savoir un défocus $\phi_{\text{defoc}} = a_{\text{defoc}} \mathbf{Z}_4$ et un astigmatisme $\phi_{\text{astig}} = a_{\text{astig}} \mathbf{Z}_5$ d'amplitudes $a_{\text{defoc}} = a_{\text{astig}} = 25,3$ nm RMS, ont été introduits via la boucle SAXO. L'estimation de ces deux modes de Zernike a été réalisée en utilisant le procédé décrit dans la section 3.3.2 du chapitre 3 en introduisant successivement les aberrations $+\phi_m$ et $-\phi_m$ ($m \in \{\text{defoc}, \text{astig}\}$). Dans chaque cas, une paire d'images focalisée et de diversité sont acquises avec IRDIS pour permettre à COFFEE d'estimer les aberrations correspondantes $\hat{\phi}_m^+$ et $\hat{\phi}_m^-$. L'estimation du mode de Zernike introduit $\hat{\phi}_m$ est alors donné par $\hat{\phi}_m = (\hat{\phi}_m^+ - \hat{\phi}_m^-)/2$.

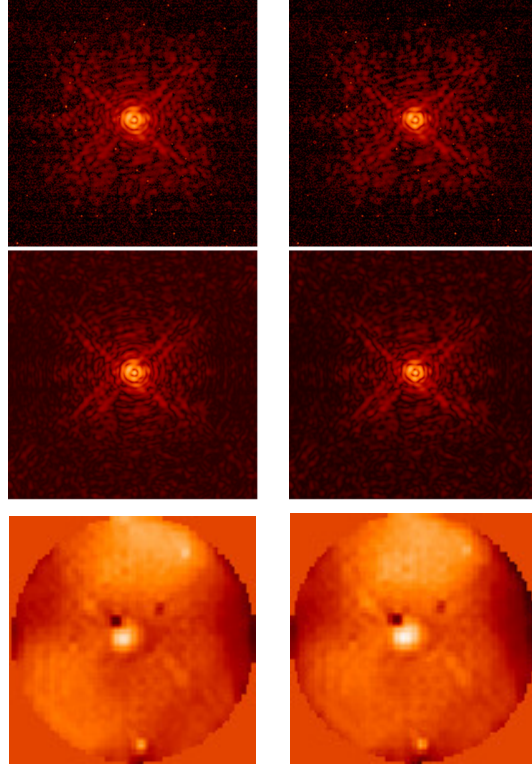


FIGURE 5.4 – Reconstruction de modes de Zernike avec COFFEE : de haut en bas : images focalisées acquises sur IRDIS dans le cas de l’introduction de $+\phi_{\text{defoc}}$ (à gauche) et $+\phi_{\text{astig}}$ (à droite) avec SAXO ; images calculées à partir des aberrations $+\hat{\phi}_{\text{defoc}}$ (à gauche) $+\hat{\phi}_{\text{astig}}$ (à droite) estimées par COFFEE ; aberrations en amont du coronographe $+\hat{\phi}_{\text{defoc}}$ (à gauche) $+\hat{\phi}_{\text{astig}}$ (à droite) estimées par COFFEE.

Les estimations réalisées par COFFEE sont présentées sur la figure 5.4 dans le cas de l’introduction des aberrations $+\phi_{\text{defoc}}$ et $+\phi_{\text{astig}}$. Il est intéressant de noter que la présence d’actionneurs morts (voir figure 5.1) ne limite en aucun cas l’estimation réalisée par COFFEE, qui reconstruit leur impact lors de l’estimation des phases $\hat{\phi}_m^+$. La bonne qualité de l’estimation réalisée par COFFEE se traduit par une très bonne ressemblance des images acquises sur IRDIS et des images calculées à partir des aberrations reconstruites par COFFEE, présentées sur la figure 5.4.

Les modes de Zernike estimés à l’issue des reconstructions réalisées par COFFEE sont quant à eux présentés sur la figure 5.5. On distingue incontestablement, dans les estimations $\hat{\phi}_{\text{defoc}}$ et $\hat{\phi}_{\text{astig}}$ réalisées par COFFEE (à droite de la figure 5.5), la structure des défocus et astigmatisme introduits. L’amplitude des modes de Zernike reconstruits par COFFEE vaut 19,5 nm RMS pour le défocus et 12,0 nm RMS pour l’astigmatisme. Ces deux valeurs sont assez éloignées des 25,3 nm RMS théoriquement introduits. Toutefois, il s’est avéré, après réalisation des tests, que le procédé d’introduction des aberrations à l’aide de la boucle SAXO n’était pas parfaitement au point, et en particulier que les aberrations introduites sur l’instrument n’avaient pas l’amplitude désirée. Du fait du manque de temps disponible sur l’instrument lors de cette première série de tests, il n’a pas été possible de calibrer les aberrations introduites par diversité de phase classique comme il avait été fait sur le banc BOA (voir chapitre 3). Une validation plus quantitative de COFFEE sur SPHERE a

5.2. ESTIMATION D'ABERRATIONS SUR SPHERE AVEC COFFEE

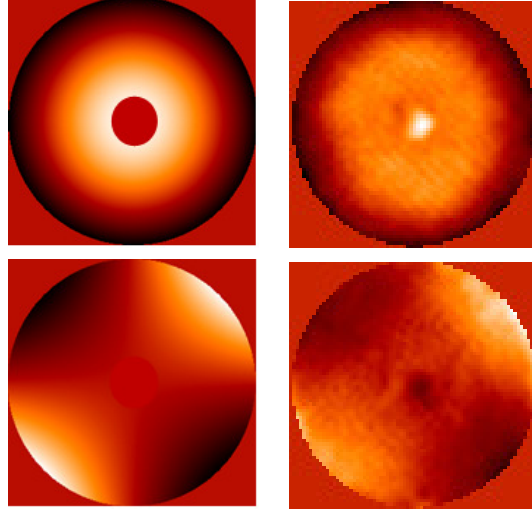


FIGURE 5.5 – Reconstruction de défocus (en haut) et d’astigmatisme (en bas) avec COFFEE sur l’instrument SPHERE : aberration ϕ_m (à gauche) théoriquement introduite et aberration estimée $\hat{\phi}_m$ (à droite).

par conséquent été réalisée lors de tests ultérieurs sur SPHERE (les résultats correspondants seront présentés dans la section suivante).

A l’issue de cette première séance de tests sur l’instrument SPHERE, COFFEE s’est révélé capable d’estimer convenablement des aberrations introduites par la boucle SAXO, avec toutefois une incertitude quant à l’amplitude de l’aberration introduite. Néanmoins, la reconstruction sans équivoque du mode de Zernike introduit, la très bonne correspondance entre images expérimentales et images calculées à l’issue de la reconstruction ainsi que la très nette apparition de l’impact des actionneurs morts dans les aberrations reconstruites témoignaient déjà, à l’issue de cette première séance, du bon fonctionnement de COFFEE sur des données acquises sur SPHERE.

5.2.3 Estimation d’une aberration de haut ordre

Les résultats présentés dans cette section ont été obtenus lors de tests réalisés en mars 2013 sur SPHERE. La phase de diversité utilisée lors de ces tests était composée d’un défocus pur : $\phi_{\text{div}} = a_{\text{div}} Z_4$. L’amplitude de cette phase de diversité a été choisie d’après les résultats présentés dans la section 4.2.3 du chapitre 4, où il a été montré que dans le cas d’une phase de diversité composée d’un défocus seul, l’amplitude a_{div} devait être 2,5 fois supérieure au WFE des aberrations en amont du coronographe. Les mesures réalisées par la diversité de phase classique sur SPHERE estimant que ce WFE valait 40 nm RMS, nous avons donc choisi de travailler avec une phase de diversité d’amplitude $a_{\text{div}} = 100$ nm RMS.

L’objectif recherché était ici de valider quantitativement la capacité de COFFEE à estimer une aberration de haute fréquence spatiale sur SPHERE. Pour ce faire, une paire d’images (focalisée et de diversité) ont été acquises sur IRDIS sans introduire aucune aberration ; à partir de ces images de référence, une phase $\hat{\phi}_u^{\text{ref}}$ a été estimée par COFFEE. Nous avons ensuite poussé sur un unique actionneur du HODM afin d’introduire une aberration de haute fréquence (que nous appellerons « poke » par la suite) d’amplitude 144 nm PV. L’aberration ainsi introduite est représentée en haut

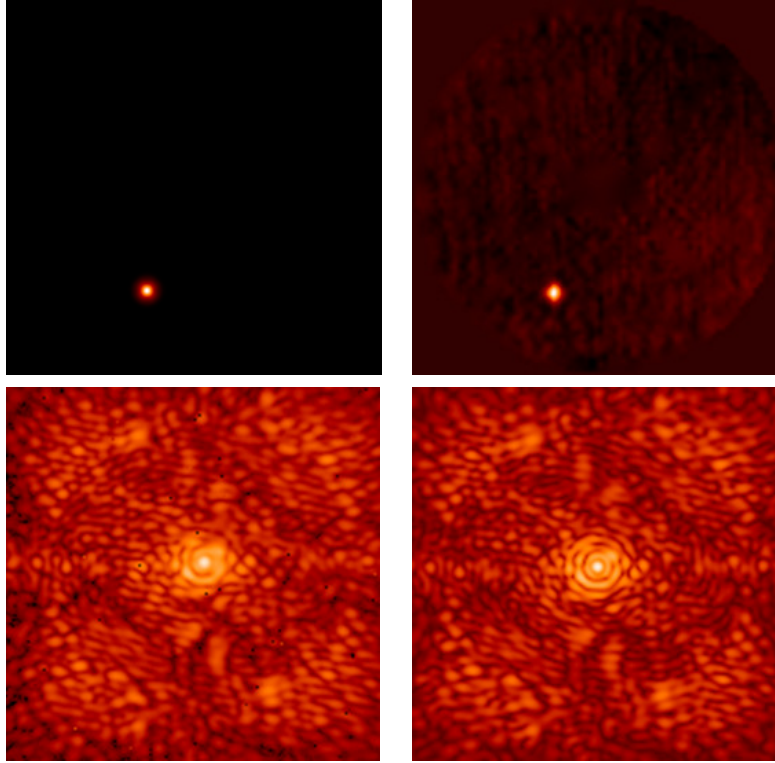


FIGURE 5.6 – Reconstruction d’une aberration de haut ordre (poke) sur SPHERE : en haut, pokes introduits (amplitude 144 nm PV, à gauche) et reconstruits (amplitude 147 nm PV, à droite). En bas, images coronagraphique acquise sur IRDIS (à gauche) et calculée à partir des aberrations reconstruites par COFFEE (à droite).

à gauche de la figure 5.6. L’acquisition d’une nouvelle paire d’image focalisée et de diversité a alors permis à COFFEE d’estimer la phase $\hat{\phi}_u^{\text{poke}}$ présente en amont du coronographe. Ainsi, l’estimation par COFFEE du poke introduit est donné par la différence $\hat{\phi}_u^{\text{poke}} - \hat{\phi}_u^{\text{ref}}$. Cette carte de phase différentielle est représentée en haut à droite de la figure 5.6, où l’on peut distinguer très nettement le poke reconstruit. L’amplitude de ce dernier, qui vaut 147 nm PV, traduit la très bonne qualité de la reconstruction réalisée par COFFEE. Remarquez en particulier que la précision de la reconstruction est ici comparable à celle obtenue sur le banc MITHIC (section 4.5.3.1 du chapitre 4).

Comme précédemment, la bonne qualité de la reconstruction des aberrations est traduite par une excellente correspondance entre les images expérimentales acquises sur IRDIS et les images calculées à partir des aberrations reconstruites par COFFEE (ces images sont représentées en bas de la figure 5.6). La qualité de cette reconstruction démontre à nouveau la capacité de COFFEE à reconstruire des aberrations optiques de hautes fréquences spatiales ; en particulier, la capacité de COFFEE à modéliser des résidus de lumière dans tout le plan focal traduit sa capacité à estimer des fréquences spatiales situées au-delà de la fréquence de coupure de la boucle d’OA.

Une telle reconstruction permet de valider l’estimation nanométrique d’une aberration de haute fréquence avec COFFEE sur SPHERE (notez qu’il s’agit de la plus haute fréquence spatiale réalisable par le HODM). L’étape suivante de la démonstration consistait donc à utiliser COFFEE pour

optimiser le contraste sur le détecteur IRDIS, ce qui est le sujet de la prochaine section.

5.3 Optimisation du contraste par conjugaison de phase

Cette section présente les résultats obtenus lors de l'utilisation de COFFEE au sein d'un processus destiné à compenser les aberrations en amont du coronographe sur SPHERE. La section 5.3.1 décrit l'adaptation du processus de PCL, présenté dans la section 3.3.5 du chapitre 3, à la boucle SAXO. Les résultats obtenus lors de la mise en œuvre expérimentale du processus ainsi développé sont présentés dans la section 5.3.2. Enfin, dans la section 5.3.3, les performances obtenues sur SPHERE sont analysées en les comparant à des résultats obtenus par simulation numérique.

5.3.1 Projection de la phase sur les pentes de références de SAXO

Pour compenser les aberrations en amont du coronographe sur SPHERE, le processus de PCL présenté dans la section 3.3.5 du chapitre 3 a été adaptée à la boucle SAXO. Ce procédé consiste à calculer, à partir de l'estimation $\hat{\phi}_u$ réalisée par COFFEE, la modification $\delta s_{\text{corr}}^{\text{SAXO}}$ à appliquer aux pentes de références de la boucle SAXO pour compenser les aberrations ϕ_u présentes en amont du coronographe.

Comme nous l'avons déjà vu dans la section 3.3.2 du chapitre 3, les aberrations $\hat{\phi}_u$ peuvent être décrites, dans l'espace du HODM, par un vecteur de tensions v_{corr} donné par la relation :

$$v_{\text{corr}} = T\hat{\phi}_u. \quad (5.3.1)$$

La matrice d'interaction D permet de calculer facilement les pentes δs_{corr} correspondantes :

$$\delta s_{\text{corr}} = Dv_{\text{corr}} = DT\hat{\phi}_u. \quad (5.3.2)$$

On obtient ainsi les pentes δs_{corr} permettant de contrôler tous les actionneurs du HODM, à l'exception des actionneurs morts et esclaves. Toutefois, comme nous l'avons exposé dans la section 5.1.1, la boucle SAXO contrôle en réalité 999 modes de KL : pour introduire la phase $\hat{\phi}_u$ avec précision sur SPHERE, il est par conséquent nécessaire de calculer les pentes $\delta s_{\text{corr}}^{\text{SAXO}}$ qui permettent de ne modifier que les 999 modes contrôlés par la boucle. Notons M_s la matrice permettant de calculer un vecteur de 999 modes m_{corr} à partir d'un jeu de pentes δs_{corr} ($m_{\text{corr}} = M_s \delta s_{\text{corr}}$) et N_s son inverse généralisée. L'utilisation du projecteur $N_s M_s$ permet dès lors de calculer les pentes $\delta s_{\text{corr}}^{\text{SAXO}}$:

$$\delta s_{\text{corr}}^{\text{SAXO}} = N_s M_s \delta s_{\text{corr}}. \quad (5.3.3)$$

Remarquez que les matrices M_s et N_s sont par ailleurs requises par le contrôle de la boucle SAXO et sont à ce titre générées à l'issue de la calibration quotidienne de la boucle d'OA ; le processus de compensation décrit ici ne demande donc aucune matrice supplémentaire par rapport à celles requises par le contrôle de la boucle elle-même.

Les pentes données par l'équation (5.3.3) peuvent alors être utilisées pour modifier les pentes de références de SAXO $s_{\text{ref}}^{\text{SAXO}}$ afin de compenser les aberrations en amont du coronographe :

$$\begin{aligned} s_{\text{comp}}^{\text{SAXO}} &= s_{\text{ref}}^{\text{SAXO}} - g \delta s_{\text{corr}}^{\text{SAXO}} \\ &= s_{\text{ref}}^{\text{SAXO}} - g N_s M_s D T \hat{\phi}_u, \end{aligned} \quad (5.3.4)$$

CHAPITRE 5. APPLICATION DE COFFEE À SPHERE

avec g le gain de la boucle. Comme on peut le constater en analysant ce qui précède, le processus de PCL a été adapté à la boucle SAXO en réalisant la projection des phases sur les pentes de références en deux temps :

1. Projection de la phase $\hat{\phi}_u$ sur les pentes (équation (5.3.2))
2. Filtrage des pentes calculées pour ne contrôler que les 999 modes de KL de SAXO (équation (5.3.3))

Une telle approche, valide et fonctionnelle, a été utilisée avec succès sur SPHERE pour compenser les aberrations (comme nous le verrons ci-après). Il est néanmoins intéressant de remarquer qu'il est possible d'optimiser légèrement ce processus en réduisant le nombre de produits matriciels utilisés dans l'équation (5.3.3). Pour ce faire, il est en effet possible d'utiliser la matrice M_v permettant de calculer les 999 modes m_{corr} décrivant un vecteur de tensions v_{corr} du HODM : $m_{\text{corr}} = M_v v_{\text{corr}}$. Tout comme les matrices M_s et N_s , M_v fait partie des matrices déjà définies pour le contrôle de SAXO. Dès lors, le calcul des pentes $\delta s_{\text{corr}}^{\text{SAXO}}$ pourrait être réalisé comme suit :

$$\delta s_{\text{corr}}^{\text{SAXO}} = N_s M_v T \hat{\phi}_u. \quad (5.3.5)$$

Dans ce cas, l'équation (5.3.4) deviendrait :

$$s_{\text{comp}}^{\text{SAXO}} = s_{\text{ref}}^{\text{SAXO}} - g N_s M_v T \hat{\phi}_u. \quad (5.3.6)$$

La réduction du nombre de produits matriciels (qui passe de 4 dans l'équation (5.3.4) à 3 dans l'équation (5.3.6)) permet de réduire le temps de calcul lors de futures utilisations de COFFEE sur SPHERE. Répétons néanmoins que la projection décrite par l'équation (5.3.4), bien que plus lourde en termes de calculs, n'en demeure pas moins valide.

Le processus de compensation itératif (PCL) appliqué à l'instrument SPHERE peut ainsi être décrit de la manière suivante : à l'itération j , la boucle SAXO est fermée sur les pentes de références s_{ref}^j :

1. Acquisition de deux images coronographiques i_c^{foc} et i_c^{div} avec IRDIS ;
2. Estimation des aberrations $\hat{\phi}_u^j$ avec COFFEE à partir de ces deux images ;
3. Projection de la phase estimée sur les pentes de l'ASO $s_{\text{corr}}^{\text{SAXO}}$ (équation (5.3.3)) ;
4. Modification des pentes de références de la boucle (équation (5.3.4)).

A l'itération $j + 1$, les aberrations ϕ_u^{j+1} présentes en amont du coronographe sont ainsi données par la relation :

$$\phi_u^{j+1} = \phi_u^j - g F C N_s M_v T \hat{\phi}_u^j \quad (5.3.7)$$

5.3.2 Démonstration expérimentale sur SPHERE

Cette section présente les résultats expérimentaux obtenus en appliquant le processus de PCL décrit dans la section précédente à SPHERE. Il est à noter qu'une compensation efficace ne peut être mise en œuvre que si l'évolution des aberrations en amont du coronographe entre deux itérations peut être négligée. Au cours de ces tests, le temps Δt entre deux itérations de la PCL était

5.3. OPTIMISATION DU CONTRASTE PAR CONJUGAISON DE PHASE

de $\Delta t = 9,7$ minutes. Par ailleurs, P. Martinez *et al.* [106] ont montré qu'à 1589 nm, le niveau d'aberrations en amont du coronographe sur SPHERE augmentait de $\Delta WFE = 0,07$ nm RMS par minute. On en déduit l'erreur de reconstruction induite par une telle variation entre deux itérations de la PCL :

$$\Delta WFE \times \Delta t = 0,7 \text{ nm RMS.} \quad (5.3.8)$$

Un tel niveau de variation, sub-nanométrique, n'a que peu d'impact sur l'estimation de COFFEE, et donc sur la qualité de la compensation des aberrations quasi-statiques.

Le résultat de la compensation des aberrations après 5 itérations de la PCL (gain $g = 0,5$) est présenté sur la figure 5.7. La comparaison des images coronographiques acquises sur IRDIS avant (figure 5.7, en haut à gauche) et après compensation (figure 5.7, en haut à droite) permet de constater une nette diminution de la quantité de speckles dans la zone contrôlée par la boucle SAXO (qui est un disque de rayon $20\lambda/D$ centré sur la FEP). Cette observation est confirmée par le calcul des profils de contraste moyen (figure 5.7, en bas), où le gain en contraste, qui varie notamment de 1,4 à 4,7 entre $2\lambda/D$ et $15\lambda/D$, apparaît très nettement. Comme il a été évoqué dans la section 5.1.2, remarquez que ce gain est meilleur que celui théoriquement visé par un processus de PCL utilisant la diversité de phase, qui ne permet d'améliorer le contraste que jusqu'à $8\lambda/D$.

Sur le tracé des profils de contraste présentés sur la figure 5.7, on peut remarquer, après compensation, une légère augmentation de l'intensité sur le détecteur après $18\lambda/D$. Des simulations numériques ont permis de déterminer que cette augmentation était induite par les actionneurs esclaves présents sur le HODM qui, comme on l'a dit précédemment, n'étaient pas contrôlés au cours des tests réalisés sur SPHERE. Toutefois, notez que cette augmentation de l'intensité des speckles hauts ordres disparaît en présence d'une occultation centrale dans la pupille d'entrée du système, ce qui est le cas sur le VLT où l'instrument est aujourd'hui installé¹.

5.3.3 Évaluation des performances attendues par simulations

Bien que l'application du processus de PCL à SPHERE ait incontestablement permis d'améliorer le contraste sur le détecteur IRDIS, il n'en demeure pas moins que le gain mesuré est notablement moins important que celui promis par la simulation numérique de PCL présentée dans la section 4.2.5 du chapitre 4. Aussi les performances obtenues sur l'instrument SPHERE ont-elles été analysées dans le but d'identifier la source de la limitation du gain en contraste.

Cette analyse a été réalisée en simulant aussi précisément que possible le processus de PCL mis en œuvre sur SPHERE. Pour ce faire, la simulation d'images coronographiques i_c^{foc} et i_c^{div} a été réalisée en utilisant les coronographes (ALC) et Lyot Stop utilisés sur SPHERE (voir section 5.2.1 et figure 5.3) ; par ailleurs, les aberrations ϕ_u^0 utilisées pour calculer les images au début de la simulation (figure 5.8, gauche) sont celles estimées à partir des images acquises sur IRDIS avant compensation (itération 0 de la PCL de la section 5.3.2). Enfin, la transmission inhomogène de la pupille (aberrations d'amplitude) a été prise en compte en utilisant une carte de transmission pupillaire extraite d'une image de pupille réalisée avec IRDIS (figure 5.8, droite).

Le processus de compensation simulé, qui modélise au plus près celui mis en œuvre sur SPHERE, est le suivant : à l'itération j , en présence d'aberrations ϕ_u^j en amont du coronographe :

1. Simulation de deux images coronographiques i_c^{foc} et i_c^{div} ;

1. Le 20 mai 2014

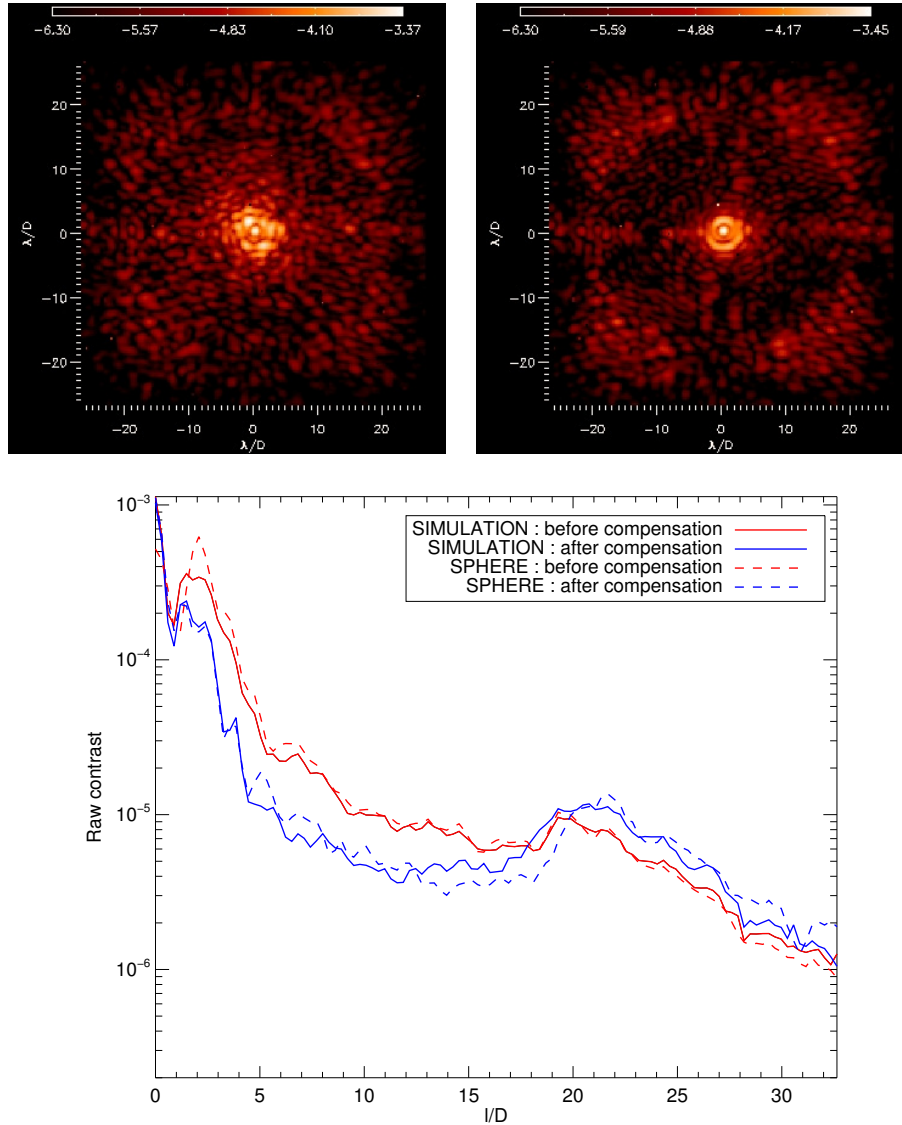


FIGURE 5.7 – Compensation des aberrations de SPHERE avec COFFEE : démonstration expérimentale du processus de PCL ($g = 0,5$). En haut, images coronagraphiques acquises sur IRDIS avant (à gauche) et après (à droite) compensation. En bas, tracé des profils de contrastes moyens calculés à partir de ces deux images (traits tiretés). Les profils de contraste moyens issus d’une simulation complète du processus de PCL (traits pleins), dont la mise en œuvre sera détaillée dans la section suivante, sont également tracés à titre de comparaison.

5.3. OPTIMISATION DU CONTRASTE PAR CONJUGAISON DE PHASE

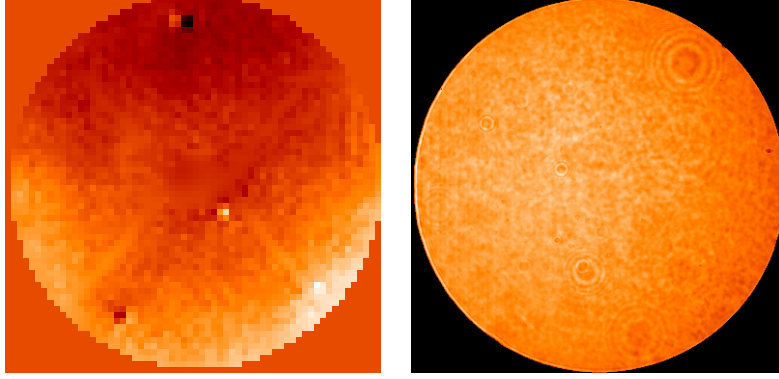


FIGURE 5.8 – Carte de phase (estimée à partir des images coronographiques d’IRDIS, à gauche) et carte de transmission pupillaire (extraite d’une image d’IRDIS, à droite) utilisées pour la simulation de PCL.

2. Estimation des aberrations $\hat{\phi}_u$ avec COFFEE à partir de ces deux images ;
3. Calcul des aberrations présentes en amont du coronographe ϕ_u^{j+1} à l’aide de la relation donnée par l’équation (5.3.7).

Remarquez que l’étape 3 de ce processus permet de modéliser finement l’action de la boucle SAXO en prenant en compte les actionneurs morts et esclaves ainsi que la base tronquée de 999 modes de KL utilisée pour le contrôle du HODM. La modélisation fine de l’ensemble du processus de PCL permet ainsi de reproduire avec précision les résultats obtenus sur SPHERE, comme le montre la figure 5.7 sur laquelle les profils de contrastes calculés à partir des images coronographiques simulés avant compensation et après 5 itérations de la PCL (figure 5.7, traits pleins) correspondent bien aux profils calculés à partir des images expérimentales (figure 5.7, traits tiretés).

Afin d’identifier l’origine de la limitation du gain en contraste observé, cette simulation complète de PCL a été comparée à deux autres simulations pour lesquelles l’étape de compensation des aberrations (étape 3) a été modifiée. Tout d’abord, afin de quantifier l’impact des performances de SAXO sur l’ensemble du processus, une seconde PCL a été simulée en modifiant l’étape de compensation des aberrations de manière à ce que les aberrations ϕ_u^{j+1} à l’itération $j + 1$ soient calculées de la manière suivante :

$$\phi_u^{j+1} = \phi_u^j - g \mathbf{F}_0 \mathbf{T}_0 \hat{\phi}_u^j, \quad (5.3.9)$$

où \mathbf{F}_0 est la matrice d’influence d’un HODM « parfait », sur lequel les 1377 actionneurs peuvent être contrôlés, et \mathbf{T}_0 son inverse généralisée. Une telle relation permet de simuler le cas d’une boucle SAXO « parfaite », sans actionneurs morts ou esclaves ni troncature de la base de contrôle. Le gain en contraste mesuré à l’issu de cette simulation (à laquelle nous ferons référence sous le nom de boucle « parfaite ») sera donc exclusivement limité par les performances de COFFEE.

Par ailleurs, une troisième simulation de PCL a été réalisée pour permettre de séparer l’impact des actionneurs morts et esclaves de celui de la troncature de la base de contrôle. Cette simulation a été réalisée en calculant les aberrations ϕ_u^{j+1} à l’itération $j + 1$ comme suit :

$$\phi_u^{j+1} = \phi_u^j - g \mathbf{F} \mathbf{T} \hat{\phi}_u^j. \quad (5.3.10)$$

CHAPITRE 5. APPLICATION DE COFFEE À SPHERE

d	C_{SAXO}	C_{dead}	C_{perfect}
$5\lambda/D$	$1,9 \cdot 10^{-5}$	$7,2 \cdot 10^{-6}$	$5,9 \cdot 10^{-6}$
$10\lambda/D$	$6,2 \cdot 10^{-6}$	$1,9 \cdot 10^{-6}$	$1,4 \cdot 10^{-6}$
$15\lambda/D$	$3,8 \cdot 10^{-6}$	$1,6 \cdot 10^{-6}$	$7,6 \cdot 10^{-7}$

TABLE 5.1 – Simulation de PCLs : valeurs du contraste en plan focal obtenues après compensation avec une simulation complète de SAXO (C_{SAXO}), avec une simulation de PCL avec actionneurs morts et esclaves seulement (C_{dead}) et avec une simulation de PCL parfaite (C_{perfect}) en différents points du champ.

On simule ainsi un processus de compensation utilisant une base de contrôle non tronquée, limitée uniquement par l'impossibilité de piloter les actionneurs morts et esclaves.

Les trois simulations réalisées ne diffèrent donc que par la loi de commande utilisée pour compenser les aberrations, qui est de complexité croissante :

1. Simulation de PCL parfaite (équation (5.3.9)) : les aberrations estimées par COFFEE sont compensées avec un HODM parfait, possédant 1377 actionneurs contrôlables ;
2. Simulation de PCL avec actionneurs morts (équation (5.3.10)) : les aberrations estimées par COFFEE sont compensées avec un HODM dont tout les actionneurs peuvent être pilotés à l'exception des actionneurs morts et esclaves ;
3. Simulation de PCL complète (équation (5.3.7)) : les aberrations estimées par COFFEE sont compensées en modélisant l'intégralité de la boucle SAXO (présence d'actionneurs morts et esclaves, et troncature de la base de contrôle de la boucle d'OA).

La comparaison des gains en contraste obtenus à l'issue de ces trois simulations de PCL de complexité croissante permettra de déterminer l'origine principale des limitations du gain en contraste obtenu sur l'instrument SPHERE.

Le résultat de ces simulations est présenté sur la figure 5.9, où sont tracés les différents profils de contraste moyen obtenus après les trois simulations de PCL décrites ci-dessus. La comparaison de ces différents profils permet de conclure que la limite du gain en contraste sur SPHERE est fixée par les performances de la boucle SAXO, elle-même limitée par la présence des actionneurs morts et esclaves ainsi que par la troncature de la base de contrôle de la boucle, comme en témoigne les valeurs de contraste en différents point du plan focal rassemblées dans le tableau 5.1.

En effet, la simulation d'une boucle parfaite permet, après compensation, d'atteindre un niveau de contraste (courbe magenta sur la figure 5.9) très proche du niveau atteignable en l'absence d'aberrations (courbe noire sur la figure 5.9). Il apparaît ainsi que l'estimation de COFFEE ne limite en rien le processus de PCL mis en œuvre sur SPHERE dans la mesure où ce dernier permet d'atteindre des performances proches des performances théoriques du coronographe utilisé moyennant l'utilisation d'une boucle d'OA idéale. A l'inverse, l'inclusion de la modélisation complète de la boucle SAXO dans la simulation de PCL conduit, après compensation (courbe bleue sur la figure 5.9), à un gain en contraste limité, sensiblement plus éloigné des performances théoriques du coronographe (courbe noire sur la figure 5.9). Est ainsi mis en évidence la source de la limitation du gain en contraste obtenu à l'issue du processus de PCL utilisé sur SPHERE, qui réside dans la loi de commande utilisée par la boucle SAXO.

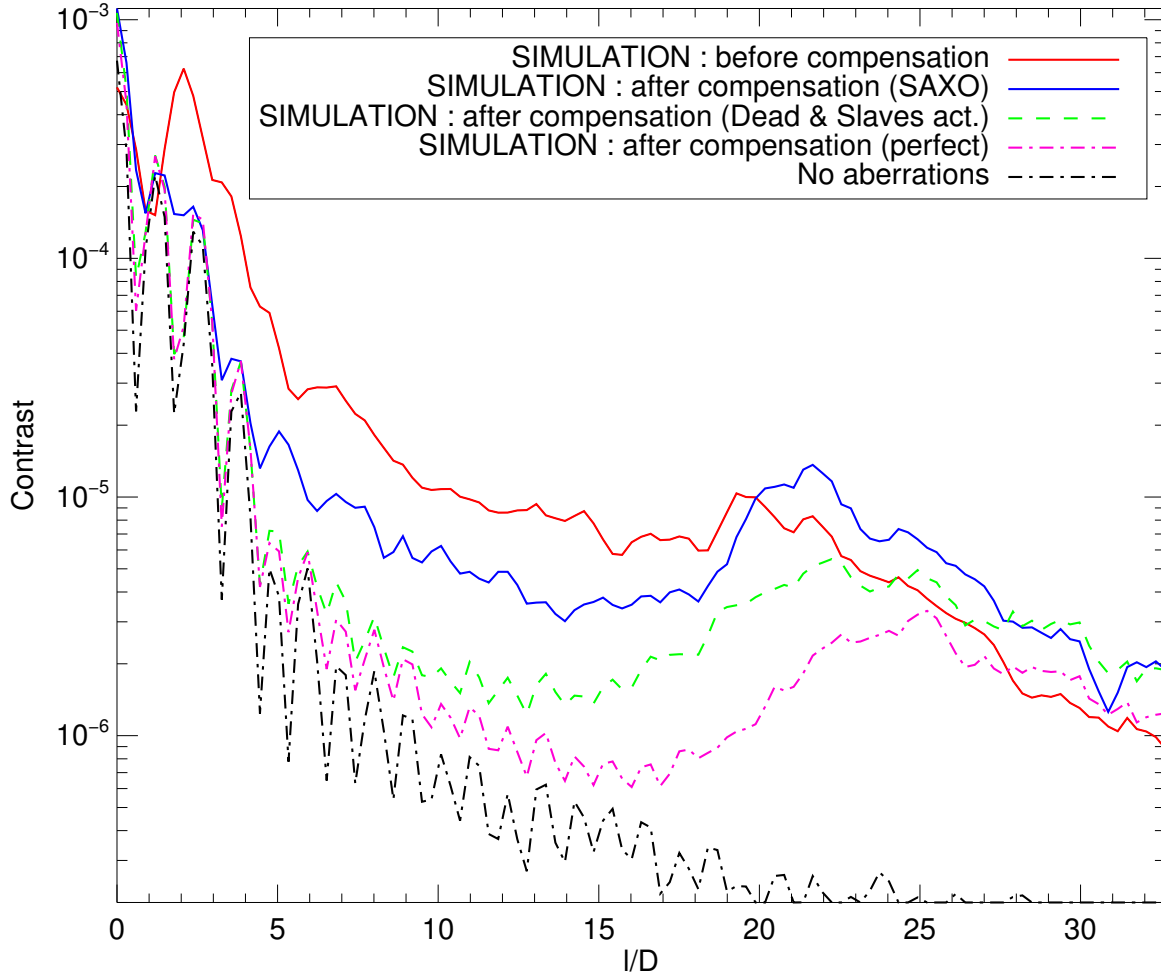


FIGURE 5.9 – Compensation des aberrations sur SPHERE avec COFFEE : simulation de PCL ($g = 0,5$). Tracé des profils de contraste moyen avant compensation (en rouge), après compensation avec une simulation complète de SAXO (en bleu), après compensation sans troncature de la base de contrôle (en vert) et dans le cas d’une boucle idéale (en magenta). Le profil calculé à partir d’une image coronagraphique simulée en l’absence d’aberration est également tracé pour comparaison (en noir).

CHAPITRE 5. APPLICATION DE COFFEE À SPHERE

Enfin, remarquez la très nette différence entre les niveaux de contraste atteints en simulant l'ensemble de la boucle SAXO (courbe bleue sur la figure 5.9) et atteints sans tronquer la base de contrôle (courbe verte sur la figure 5.9). On peut en particulier remarquer que les actionneurs morts et esclaves limitent le contraste loin de l'axe optique (au-delà de $15\lambda/D$), mais très peu proche du centre de l'image. Le facteur limitant les performances de la PCL apparaît dès lors très clairement comme étant la troncature de la base de contrôle du HODM.

5.4 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre a été présentée l'application de l'extension myope hauts ordres de COFFEE à l'instrument SPHERE. Le fonctionnement de la boucle d'OA extrême SAXO ainsi que le processus de calibration utilisé sur SPHERE pour calibrer les aberrations quasi-statiques de l'instrument, qui repose sur une mesure différentielle par diversité de phase ont été présentés dans la section 5.1. Dans cette section ont en particulier été détaillés les avantages de COFFEE par rapport à cette méthode de mesure différentielle. Dans la section 5.2, COFFEE a été utilisé pour estimer des aberrations introduites par la boucle SAXO. Au cours de ces tests a notamment été démontrée la capacité de COFFEE à estimer une aberration de haute fréquence (poke) sur SPHERE avec une précision nanométrique. Enfin, dans la section 5.3, COFFEE a été utilisé au sein d'un processus de compensation (PCL) adapté à l'instrument SPHERE, qui a permis d'optimiser le contraste sur le détecteur IRDIS, démontrant ainsi l'intérêt de COFFEE pour un système opérationnel tel que SPHERE.

A l'issue de l'étude des performances du processus de PCL mis en œuvre sur SPHERE, il est apparu que le gain en contraste atteignable sur SPHERE était limité par les performances de la boucle elle-même. En effet, le processus de PCL utilisé ici consiste à compenser *au mieux* les aberrations ϕ_u estimées par COFFEE afin d'améliorer les performances du coronographe, permettant ainsi d'optimiser le contraste en plan focal. Un tel procédé est toutefois limité par la présence d'actionneurs morts sur le HODM, mais surtout par la troncature de la base de contrôle utilisée par SAXO, requise pour améliorer la robustesse de la boucle. L'amélioration du contrôle des aberrations dans les systèmes d'imagerie à haut contraste fait l'objet du chapitre suivant.

5.4. CONCLUSION DU CHAPITRE

Chapitre 6

Vers une extinction ultime dans les systèmes d'imagerie à haut contraste

Jusqu'à présent, les différents processus de compensation utilisés sur les bancs BOA (section 3.3 du chapitre 3) et MITHIC (section 4.5 du chapitre 4) et sur l'instrument SPHERE (chapitre 5) étaient fondés sur une amélioration du contraste par conjugaison de phase, qui vise à optimiser l'efficacité du coronographe en compensant les aberrations en amont de ce dernier. Une telle méthode de compensation possède toutefois plusieurs limitations, comme la présence d'aberrations d'amplitude dont l'impact en plan focal ne peut être réduit en compensant les seules aberrations de phase. Par ailleurs, dans le cas d'un instrument complexe tel que SPHERE, les spécificités de la boucle d'OA limitent fortement les performances d'une compensation par conjugaison de phase, comme nous l'avons vu dans le chapitre 5.

Une approche plus directe consiste à minimiser directement l'énergie dans une zone donnée du détecteur plutôt que de minimiser la quantité d'aberrations présentes en amont du coronographe. Une telle approche, à laquelle nous ferons par la suite référence sous le nom de « *dark hole* », est actuellement utilisée par plusieurs méthodes de contrôle de front d'onde pour l'imagerie à haut contraste (EFC, SCC, speckle nulling) sous forme linéarisée (le formalisme associé a été présenté dans le cas de l'EFC dans la section 2.3.1 du chapitre 2). Dans ce chapitre, une nouvelle approche de type dark hole non-linéaire pouvant être couplée avec COFFEE est proposée dans la section 6.1. L'approche de contrôle du front d'onde reposant sur le couplage de COFFEE et du dark hole non linéaire développée au cours de cette thèse est comparée à deux autres approches, la SCC et l'EFC, dans la section 6.2. Dans la section 6.3, cette nouvelle méthode de compensation est appliquée à l'instrument SPHERE au travers d'une simulation numérique permettant d'évaluer le gain en contraste par rapport à la conjugaison de phase. Enfin, dans la section 6.4 est abordée la stabilisation du front d'onde en amont du coronographe durant l'observation scientifique.

6.1 Développement d'une méthode de type dark hole non linéaire

Dans la section 6.1.1, après avoir exposé les limitations de la conjugaison de phase, nous détaillerons le formalisme de la méthode de dark hole non linéaire proposée. Dans la section 6.1.2, les performances de cette nouvelle approche seront évaluées par simulation.

6.1.1 Limitation de la conjugaison de phase et description de la méthode proposée

Considérons un système d'imagerie coronographique équipé d'un DM possédant une matrice d'influence \mathbf{F} permettant de décrire une aberration ϕ_{DM} introduite par le DM par un vecteur de tension \mathbf{v} ($\phi_{\text{DM}} = \mathbf{F}\mathbf{v}$). Dans l'ensemble de cette première section, nous supposons disposer d'un ASO « parfait », *i.e.* donnant une estimation parfaite des aberrations ϕ_u en amont du coronographe. La compensation de ces aberrations par conjugaison de phase consiste à introduire avec le DM l'aberration opposée $-\phi_{u_{\text{DM}}} = -\mathbf{F}\mathbf{v}_u$ où les tensions \mathbf{v}_u sont celles permettant d'introduire la phase la plus proche de ϕ_u avec le DM, et peuvent à ce titre être calculées à partir de l'inverse généralisée \mathbf{T} de la matrice \mathbf{F} (voir la section 3.3.2. Ainsi, l'application des tensions $-\mathbf{v}_u = \mathbf{T}\phi_u$ permet de compenser les aberrations dont la fréquence spatiale varie entre 0 et $N/2$, où N est le nombre d'actionneurs du DM sur le diamètre de la pupille. A l'issu de cette compensation, la phase aberrante en amont du coronographe est alors donnée par :

$$\phi_{\text{CP}} = \phi_u - \mathbf{F}\mathbf{v}_u \quad (6.1.1)$$

De la sorte, on optimise le contraste dans une zone allant de $-N\lambda/(2D)$ à $N\lambda/(2D)$ sur le détecteur (cette zone sera appelée zone Θ dans la suite de ce chapitre).

Une telle méthode de compensation possède plusieurs limitations :

- ◇ Comme l'ont montrés A. Give'On *et al.* [107] ainsi que P. Bordé *et al.* [11], le niveau de contraste atteignable dans la zone Θ est limitée par la présence des aberrations de hautes fréquences spatiales ν_{HF} non contrôlées par le DM ($\nu_{\text{HF}} > N/2$). Autrement dit, la suppression complète de l'impact des aberrations de phase dans la zone Θ ne pourrait être effectuée qu'avec un DM possédant un nombre infini d'actionneurs.
- ◇ Les aberrations d'amplitudes donnent également naissance à un signal résiduel sur le détecteur qui ne peut être atténué par la compensation des seules aberrations de phases.
- ◇ Dans le cas d'une boucle d'OA complexe telle que la boucle SAXO de SPHERE, une grande partie des aberrations présentes en amont du coronographe n'est pas contrôlée par le DM (actionneurs morts, modes filtrés par la boucle...). Les speckles créés par ces aberrations sur le détecteur ne peuvent dès lors pas être supprimés et limitent fortement le contraste atteignable comme nous l'avons vu dans la section 5.3.3 du chapitre 5.

Les approches de type dark hole consistent à minimiser directement l'énergie \mathcal{E}_{DH} dans une zone du détecteur que nous nommerons Ω . L'énergie \mathcal{E}_{DH} est définie comme suit :

$$\mathcal{E}_{\text{DH}}(\mathbf{v}) = \alpha \langle \Psi_{\text{DH}}(\mathbf{v}, \gamma_{\text{DH}}) | \Psi_{\text{DH}}^*(\mathbf{v}, \gamma_{\text{DH}}) \rangle, \quad (6.1.2)$$

avec α le flux en amont du coronographe. $\gamma_{\text{DH}} = (\gamma_{\text{DH}_r}, \gamma_{\text{DH}_\theta})$ est le vecteur des coordonnées polaires parcourant la zone Ω qui sera omis dans la suite de ce chapitre dans un souci de clarté. Le champ Ψ_{DH} dans la zone Ω est donné par la relation :

$$\Psi_{\text{DH}}(\mathbf{v}) = \mathcal{F}\{\mathcal{F}^{-1}[\mathcal{F}(\mathbf{P}_u e^{i(\phi_u + \mathbf{F}\mathbf{v}) + \xi})\mathcal{M}] \mathbf{P}_d e^{i\phi_d}\}, \quad (6.1.3)$$

en supposant que l'on applique un vecteur de tensions \mathbf{v} sur le DM.

CHAPITRE 6. EXTINCTION ULTIME POUR L'IMAGERIE À HAUT CONTRASTE

Contrairement aux méthodes de dark hole de la littérature, l'approche proposée au cours de cette thèse consiste à minimiser l'énergie $\mathcal{E}(\mathbf{v})$ sans linéariser son expression en recherchant les tensions \mathbf{v}_{DH} satisfaisant la relation :

$$\begin{aligned} \mathbf{v}_{\text{DH}} &= \arg \min_{\mathbf{v}} [\mathcal{E}_{\text{DH}}(\mathbf{v})] \\ &= \arg \min_{\mathbf{v}} \left[\alpha \left\| \mathcal{F} \left\{ \mathcal{F}^{-1} \left[\mathcal{F}(\mathbf{P}_u e^{i(\phi_u + \mathbf{F}\mathbf{v}) + \boldsymbol{\xi}}) \mathcal{M} \right] \mathbf{P}_d e^{i\phi_d} \right\} \right\|^2 \right] \end{aligned} \quad (6.1.4)$$

La minimisation de $\mathcal{E}_{\text{DH}}(\mathbf{v})$ est ici réalisée par la méthode de minimisation numérique VMLM-B décrite dans la section 2.4.2 du chapitre 2. Remarquons ici qu'à la différence de la conjugaison de phase, cette approche n'a pas pour but de minimiser la variance de phase en plan pupille. Par ailleurs, contrairement aux autres approche de type dark hole existantes, celle qui est proposée ici ne repose pas sur une approximation faible phase. Cette nouvelle méthode de dark hole peut être utilisée avec COFFEE au sein d'un processus de compensation¹ :

1. Dans un premier temps, COFFEE estime les aberrations de phase ϕ_u et d'amplitude $\boldsymbol{\xi}$ en amont du coronographe ainsi que les aberrations en aval du coronographe ϕ_d et le flux α ;
2. Ceci fait, ces diverses estimations peuvent être utilisées pour minimiser l'énergie $\mathcal{E}_{\text{DH}}(\mathbf{v})$ dans la zone Ω du détecteur. Cette minimisation nous donne le vecteur de tensions \mathbf{v}_{DH} (équation 6.1.4) ;
3. Les tensions \mathbf{v}_{DH} sont appliquées au DM pour minimiser l'énergie dans la zone Ω du plan focal. La phase aberrante ϕ_{DH} en amont du coronographe est alors donnée par :

$$\phi_{\text{DH}} = \phi_u + \mathbf{F}\mathbf{v}_{\text{DH}} \quad (6.1.5)$$

Remarquez ici que l'objectif ultime de ce procédé ne consiste plus à *corriger les aberrations* mais à *minimiser l'énergie* présente dans une zone donnée du détecteur, y compris celle induite par les aberrations d'amplitude. Remarquez toutefois qu'en présence d'aberrations d'amplitude, la zone Ω dans laquelle l'énergie est minimisée doit être réduite à au moins la moitié de la zone Θ . Des techniques de compensations utilisant deux DM pour contrôler le champ dans tout le plan focal ont récemment été développées, notamment pour permettre de compenser l'impact de transmission pupillaires complexes [108].

6.1.2 Évaluation des performances par simulations

Dans cette section, les performances de la méthode de dark hole non linéaire sont évaluées et comparées à celles obtenues par conjugaison de phase. Cette simulation a été réalisée avec le coronographe ALC utilisé lors des tests COFFEE sur SPHERE (voir la section 5.2.1 chapitre 5).

On considère ici un système d'imagerie coronographique entaché d'aberrations de phase ϕ_u ($\text{WFE}_u = 40 \text{ nm RMS}$, $\lambda = 1589 \text{ nm RMS}$) et d'amplitude $\boldsymbol{\xi}$ ($\sigma_t = 4\% \text{ RMS}$) en amont du coronographe. Ces aberrations sont respectivement présentées en haut à gauche de la figure 6.1 et sur la figure 6.2. On suppose par ailleurs disposer d'un ASO parfait donnant une estimation

1. Remarquez que l'usage du terme « compensation » est en toute rigueur impropre pour les méthodes de type dark hole, qui ne visent pas à « compenser » les aberrations, mais à minimiser l'énergie dans le plan focal. Dans un souci de simplicité, on parlera néanmoins de « compensation par dark hole » pour désigner une telle minimisation.

6.1. DÉVELOPPEMENT D'UNE MÉTHODE DE TYPE DARK HOLE NON LINÉAIRE

exacte de ces aberrations de phase et d'amplitude, et d'un DM de 41×41 actionneurs valides pour contrôler les aberrations en amont du coronographe. Le contraste sur le plan focal est alors optimisé dans une moitié du plan focal, entre $5\lambda/D$ et $20\lambda/D$ par dark hole non linéaire (équations (6.1.4) et (6.1.5)). Une seconde simulation de compensation par conjugaison de phase (équation (6.1.1)) a également été réalisée.

Le résultat de ces simulations de compensation sont présentés sur la figure 6.1, où la différence entre les deux méthodes de compensation apparaît très clairement : dans la zone Ω , le contraste est de $1,38 \cdot 10^{-6}$ après compensation par conjugaison de phase, et de $4,11 \cdot 10^{-8}$ après compensation par dark hole non linéaire. Ainsi, moyennant une réduction de la zone dans laquelle le contraste est optimisé (réduite à un demi-disque entre $5\lambda/D$ et $20\lambda/D$), la compensation par dark hole permet d'atteindre des niveaux de contraste notablement plus importants que la conjugaison de phase. Notez que dans le cas où la zone Ω est identique à la zone Θ , les deux méthodes de compensations donnent ici les mêmes résultats.

Les profils tracés en bas de la figure 6.1 permettent de constater que dans la zone Ω , le contraste après compensation est meilleur que celui obtenu en l'absence d'aberrations en amont du coronographe (qui vaut $3,86 \cdot 10^{-7}$). En effet, les différents coronographes possèdent des performances nominales différentes (voir la section 2.2.2 du chapitre 2) : ainsi, le coronographe ARPM permet par exemple de supprimer totalement la lumière provenant de l'étoile en l'absence d'aberration, ce qui n'est pas le cas du coronographe ALC utilisé ici. On retrouve ici un avantage supplémentaire des approches de type dark hole qui permettent de réduire le résidu de diffraction induit par le coronographe lui-même.

Les aberrations en amont du coronographe avant et après compensation par conjugaison de phase et dark hole non linéaire sont quant à elles présentées en haut de la figure 6.1. Comme attendu, après compensation par conjugaison de phase, l'erreur de front d'onde résiduelle, minimale, est due à la présence des aberrations dont la fréquence spatiale ν est au-delà de la fréquence de coupure du DM ($\nu_{\text{DM}} = 20$ cycles par pupille), et qui n'ont donc pu être compensées par ce dernier. En revanche, dans le cas de la compensation par dark hole, l'erreur de front d'onde après compensation est plus élevée que celle de départ (avant compensation). Cette différence de comportement illustre la remarque faite précédemment, à savoir que la minimisation de l'énergie assurée par les approches de type dark hole n'équivaut pas à minimiser la variance de phase aberrante en amont du coronographe (ce qui est le but de la conjugaison de phase).

Il est par ailleurs intéressant de comparer les phases Fv_{DH} et $-Fv_u$ à introduire avec le DM pour compenser les aberrations par dark hole non-linéaire et par conjugaison de phase (respectivement). Ces deux phases sont présentées sur la figure 6.3. Dans le cas de la conjugaison de phase, la phase aberrante à introduire est simplement l'opposée de la projection des aberrations ϕ_u en amont du coronographe. Dans le cas du dark hole, l'aberration introduite possède quant à elle une structure moins proche des aberrations ϕ_u , ceci afin de permettre de réduire également l'impact des aberrations d'amplitude ξ ainsi que du résidu lumineux induit par les performances nominales du coronographe ALC lui-même. Pour finir, remarquons que les erreurs de front d'onde RMS et PV, bien que plus élevées que celles que l'on obtient dans le cas de la conjugaison de phase, sont néanmoins telles que cette phase puisse être introduite aisément avec un DM.

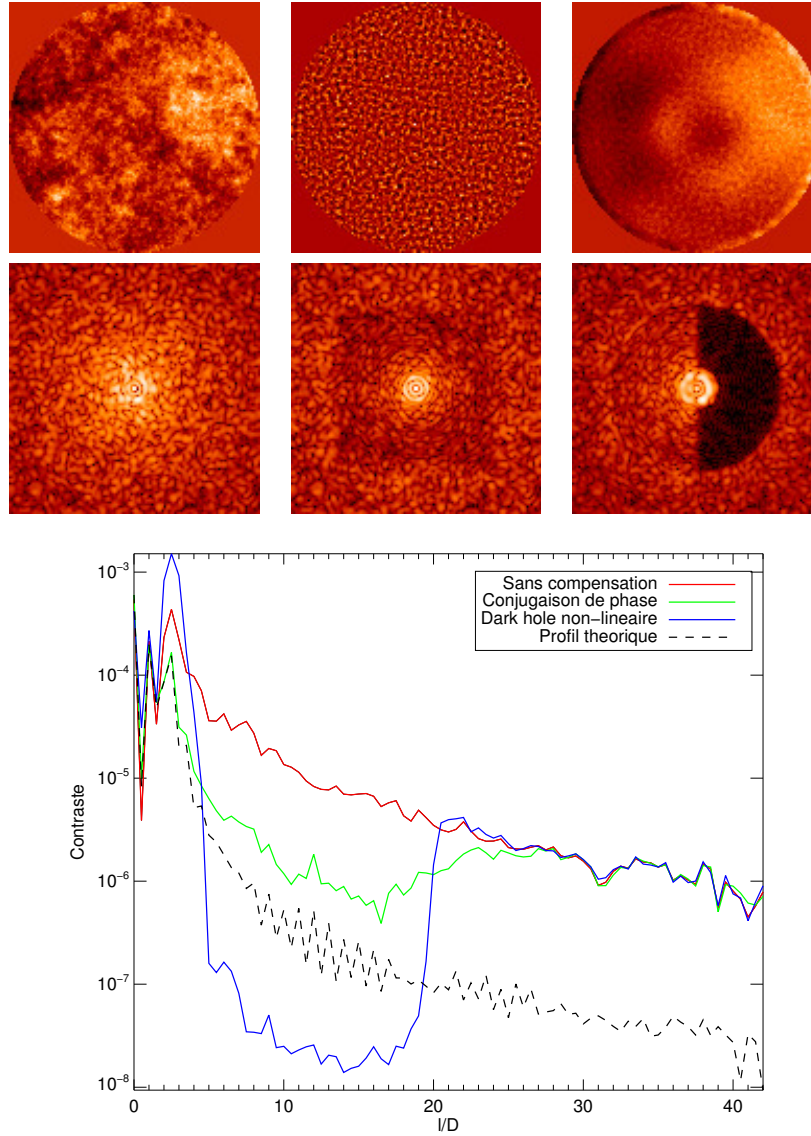


FIGURE 6.1 – Optimisation du contraste sur le détecteur : de haut en bas : aberrations de phase en amont du coronographe avant compensation (à gauche, $WFE_u = 40$ nm RMS), après compensation par conjugaison de phase (au milieu $WFE_u = 16,92$ nm RMS) et après compensation par dark hole non linéaire (à droite, $WFE_u = 83,10$ nm RMS) ; FEP coronagraphiques correspondantes, avant compensation (à gauche), après compensation par conjugaison de phase (au milieu) et après compensation par dark hole non linéaire (à droite) ; En bas, profils de contraste moyens calculés (uniquement dans la zone Ω) à partir des trois images coronagraphiques. Pour comparaison, le profil calculé à partir d'une FEP coronagraphique calculée en l'absence d'aberration est également tracé (en noir).

6.1. DÉVELOPPEMENT D'UNE MÉTHODE DE TYPE DARK HOLE NON LINÉAIRE

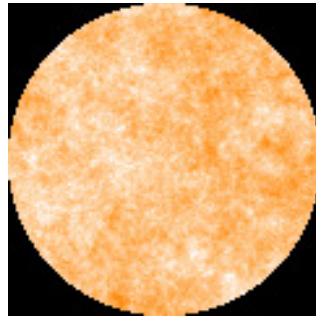


FIGURE 6.2 – Transmission inhomogène t dans la pupille d'entrée du système.

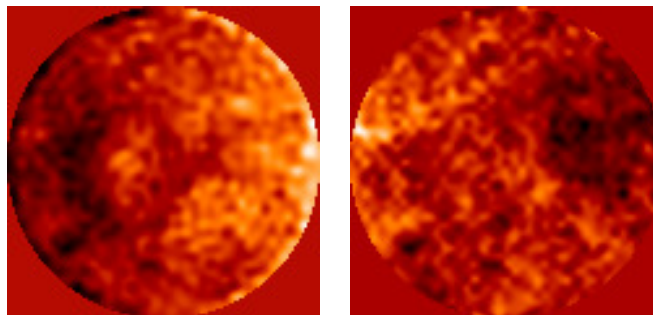


FIGURE 6.3 – Phases aberrantes à appliquer au DM dans les cas d'une compensation par dark hole (à gauche, $WFE_u = 65,48$ nm RMS ; 377,82 nm PV) et par conjugaison de phase (à droite, $WFE_u = 36,24$ nm RMS ; 278,89 nm PV).

6.2 Comparaison à d'autres méthodes de contrôle de front d'onde plan focal

Dans cette section, nous comparons notre approche de contrôle de front d'onde dans les système d'imagerie à haut contraste, qui repose sur un couplage entre COFFEE et le dark hole non linéaire aux méthodes d'analyse de front d'onde plan focal présentées dans le chapitre 2, à savoir la SCC et l'EFC. Cette comparaison sera effectuée en deux temps : tout d'abord, nous comparerons les avantages et inconvénients intrinsèques de l'estimation de champ réalisée par la SCC (section 6.2.1) et par l'EFC (section 6.2.2) avec celle réalisée par COFFEE. Remarquez que nous n'effectuerons pas ici de comparaison en termes de performances d'estimation : en effet, la SCC et l'EFC sont des méthodes reposant toutes deux sur une approximation faible phase qui limite les performances de l'estimation en elle-même, mais pas les performances globales du processus de compensation de ces aberrations qui est itératif. Enfin, dans la section 6.2.3, nous comparerons les performances du dark hole linéaire avec celles de notre méthode de dark hole non linéaire.

6.2.1 Comparaison avec la SCC

Le principe sur lequel repose la SCC consiste à faire interférer, sur le détecteur, le champ électrique Ψ_D avec une onde plane de référence Ψ_R . Cette onde de référence est réalisée en perçant, dans le plan du Lyot Stop, une seconde pupille de diamètre D_R située à une distance ζ du Lyot Stop (dont le diamètre vaut D_d). Le schéma de principe de la SCC ainsi que le fonctionnement de cet ASO dans la section 2.3.2 du chapitre 2.

Le premier avantage de la SCC est de n'avoir besoin que de l'image focalisée pour estimer le champ complexe. COFFEE a en effet besoin de 2 images pour estimer les aberrations de phase, et 3 si l'on souhaite estimer conjointement les aberrations d'amplitude. Un tel comportement rend l'acquisition des données nécessaires à l'estimation plus fastidieuse dans le cas de COFFEE. La SCC permet par ailleurs de faciliter la détection d'une exoplanète par post-traitement. Notons Ψ_P le signal provenant de la planète sur le plan du détecteur. Ce dernier n'interférant pas avec le signal de référence Ψ_R (créé à partir d'une petite partie du signal provenant de l'étoile), l'image de l'exoplanète sur le détecteur ne sera pas frangée, contrairement aux speckles nés des aberrations situées en amont du coronographe. L'exploitation de cette propriété permet, en principe, de remonter à partir de l'image coronographique au signal provenant de l'exoplanète, comme décrit dans [12]. Enfin, le temps de calcul nécessaire à l'estimation des aberrations est plus faible dans le cas de la SCC que dans celui de COFFEE, où la reconstruction repose sur la minimisation numérique d'un critère de type MAP.

COFFEE possède toutefois plusieurs avantages, à commencer par l'absence complète de modification du système optique requise pour réaliser l'estimation. En effet, l'intégration de la SCC sur un système d'imagerie à haut contraste requiert non seulement le perçage d'une pupille supplémentaire dans le Lyot Stop, mais également la modification du système optique en aval du Lyot Stop : la taille de tous les composants optiques situés dans cette partie du système doit en effet être suffisante pour transmettre le signal provenant du Lyot Stop mais aussi celui provenant de la référence, ceci afin que ces deux signaux puissent interférer dans le plan du détecteur. Une telle modification est visible sur le schéma de principe de la SCC (figure 2.14, section 2.3.2 du chapitre 2).

6.2. COMPARAISON À D'AUTRES MÉTHODES DE CONTRÔLE DE FRONT D'ONDE PLAN FOCAL

La présence d'une pupille de référence dans le plan du Lyot Stop impose par ailleurs un sur-échantillonnage du signal sur le détecteur. Nous avons vu, dans le chapitre 2 que la FTO d'un instrument optique (chapitre 2, section 2.1.2, figure 2.3) avait la forme d'un unique pic central, et possède une fréquence de coupure $\nu_c = D/\lambda$ où D est le diamètre de la pupille de l'instrument et λ la longueur d'onde de l'observation. La fréquence d'échantillonnage de l'image sur le détecteur ν_e doit par ailleurs être telle que $\nu_e \geq 2\nu_c$ pour ne pas perdre d'information. Dans le cas de la SCC, la présence d'une pupille supplémentaire se traduit par l'apparition, dans la FTO, de deux pics latéraux symétriques par rapport au pic central et situé à une distance ζ de ce dernier. La distance ζ entre la pupille de référence et le Lyot Stop, fixée de manière à ce que les différents pics ne se chevauchent pas dans l'espace fréquentiel, est donnée par R. Galicher *et al.* [8] :

$$\zeta = 1,1 \left(1,5 + \frac{0,5}{\gamma} \right) D_d, \quad (6.2.1)$$

avec $\gamma = D_d/D_R$. Dans le cas de la SCC, la fréquence de coupure ν_c^{SCC} vaut donc :

$$\nu_c^{\text{SCC}} = \frac{\zeta + D_R/2}{\lambda}. \quad (6.2.2)$$

La fréquence d'échantillonnage doit dans ce cas être supérieure à $2\nu_c^{\text{SCC}}$ sur le détecteur. Par conséquent, l'utilisation de la SCC requiert, par rapport à un système d'imagerie non équipé d'une pupille de référence et possédant une pupille de diamètre D_d , un sur-échantillonnage n valant :

$$\begin{aligned} n &= \frac{\nu_c^{\text{SCC}}}{\nu_c} \\ &= \frac{(\zeta + D_R/2)/\lambda}{D_d/\lambda} \\ &= 1,1 \left(1,5 + \frac{0,5}{\gamma} \right) + \frac{1}{2\gamma}. \end{aligned} \quad (6.2.3)$$

La valeur du sur-échantillonnage dépend de la valeur de γ . Si l'on se place dans le cas décrit par R. Galicher *et al.* [8], où des performances satisfaisantes de la SCC sont obtenues pour $\gamma = 20$, l'image coronographique doit ainsi être sur-échantillonnée d'un facteur $n = 1,7$. COFFEE, quant à lui, n'impose absolument aucune contrainte sur la valeur de l'échantillonnage en plan focal.

Une autre limitation de la SCC réside dans la qualité du signal de référence Ψ_R qui, dans le formalisme de la SCC, est supposé constant, du fait de la faible valeur du diamètre de la pupille de référence utilisée. Une telle limitation ne se retrouve pas dans COFFEE, qui est par ailleurs capable d'estimer toute erreur sur les phases de diversité utilisées pour l'estimation des aberrations.

6.2.2 Comparaison avec l'EFC

l'EFC est conceptuellement plus proche de COFFEE en ceci que cette méthode fonde son estimation sur l'utilisation de plusieurs images coronographiques différant chacune d'une phase connue introduite en amont du coronographe, classiquement avec un DM. Le formalisme de l'EFC a été détaillé dans la section 2.3.1 du chapitre 2.

Tout comme COFFEE, l'EFC ne requiert aucune modification du système optique. Remarquons par ailleurs que cette dernière méthode a pour but d'estimer le champ électrique sur le

détecteur, à la différence de COFFEE qui reconstruit les aberrations de phase et d'amplitude en amont du coronographe en utilisant un modèle de formation d'image. L'estimation réalisée par l'EFC sera dès lors moins sensible aux éventuelles erreurs de modèle pouvant limiter la qualité de l'estimation réalisée par COFFEE.

Comme il a été présenté dans le chapitre 2, l'estimation de l'EFC est réalisée par une « simple » inversion matricielle. Le premier avantage d'un tel formalisme par rapport à celui de COFFEE réside dans sa simplicité, et rend l'implantation numérique de l'EFC plus rapide que celle de COFFEE. Par ailleurs, la nature matricielle du calcul permet une estimation du champ très rapide. Toutefois, la rapidité de l'estimation elle-même est à mettre en regard avec le nombre d'images nécessaires à la réalisation de cette estimation : en effet, dans l'application expérimentale de l'EFC décrite par S. Thomas *et al.* [72], 8 images coronographiques sont nécessaires pour réaliser l'estimation, là où COFFEE n'en requiert que 3 pour estimer phase et amplitude, d'où un temps d'acquisition des données notablement plus court. Si l'on considère le cas de la calibration de l'instrument SPHERE, où chaque image coronographique était acquise en 1 minute et 41 secondes, le temps nécessaire à l'acquisition des données serait de 5 minutes pour COFFEE, mais dépasserait 13 minutes dans le cas de l'EFC.

Une limitation notable de l'EFC réside dans l'absence d'une approche myope telle que celle développée pour COFFEE. En effet, l'estimation réalisée par l'EFC est fondée sur plusieurs images coronographiques différant les unes des autres de phases connues ϕ_{EFC_k} introduites en amont du coronographe, que l'on peut comparer aux phases de diversités ϕ_{div_p} dont COFFEE a besoin pour estimer les aberrations. Lors de l'estimation réalisée par l'EFC, ces phases ϕ_{EFC_k} sont supposées parfaitement connues. On retrouve ainsi ici la problématique exposée dans le chapitre 3, où COFFEE était limité par une connaissance imparfaite de la phase de diversité. De manière analogue, une connaissance imparfaite des phases ϕ_{EFC_k} introduite pour l'EFC conduira inévitablement à une estimation imprécise des aberrations. Il est naturellement possible de calibrer les aberrations ϕ_{EFC_k} , mais cette calibration sera elle-même limitée par les performances de l'ASO utilisé pour une telle opération. Dans le cas de COFFEE, le problème a été résolu en adoptant une approche myope permettant d'estimer conjointement une erreur sur les phases de diversité utilisées (voir la section 4.3 du chapitre 4). Toutefois, une telle approche n'existe pas pour l'EFC, limitant ainsi la qualité de l'estimation réalisée par cette méthode. Enfin, l'EFC repose sur une approximation faible phase permettant d'établir une relation linéaire entre la phase dans le plan pupille d'entrée et le champ sur le détecteur scientifique, ce qui n'est pas le cas de COFFEE.

6.2.3 Comparaison des approches dark hole linéaire et non linéaire

L'approche dark hole linéarisée ([10, 11, 12]), dont le formalisme a été présenté dans la section 2.3.1 du chapitre 2 dans le cas de l'EFC, est fondée sur une approximation faible phase permettant de linéariser la relation entre les champs présents sur le détecteur et dans la pupille d'entrée. Cette approximation permet de définir une matrice d'interaction \mathbf{G} permettant de décrire un champ Ψ_{DM} sur le détecteur comme un vecteur de tensions \mathbf{v} dans l'espace du DM. Cette matrice \mathbf{G} est, selon les approches, soit calibrée à partir de mesures expérimentales [7], rendant le processus moins sensible à une erreur de modèle, soit synthétisée en utilisant un modèle de formation d'images [109]. L'inversion de cette matrice permet d'obtenir la matrice de commande \mathbf{G}^{-1} permettant de calculer les tensions \mathbf{v}_{DH} à appliquer au DM pour minimiser l'énergie dans la zone Ω connaissant le champ Ψ_D sur le détecteur. Une fois cette matrice de commande calculée, le

6.3. ADAPTATION DE LA MÉTHODE PROPOSÉE À L'INSTRUMENT SPHERE

processus de compensation associé à cette approche linéarisée peut être décrit comme suit :

1. Estimation du champ Ψ_D sur le détecteur [10, 11, 12] ;
2. A l'aide de la matrice de commande \mathbf{G}^{-1} , calcul des tensions v_{DH} à appliquer sur le DM pour minimiser l'énergie dans la zone Ω ;
3. Application des tensions v_{DH} au DM pour minimiser l'énergie dans la zone Ω du plan focal. La phase aberrante ϕ_{DH} en amont du coronographe est alors donnée par la relation :

$$\phi_{DH} = \phi_u + \mathbf{F}v_{DH} \quad (6.2.4)$$

Notez qu'en raison de l'approximation linéaire sur laquelle est fondée cette approche, le processus présenté ci-dessus doit être itéré plusieurs fois pour permettre une minimisation efficace de l'énergie [10].

Cette approche linéarisée requiert la définition d'une matrice dédiée à la calibration du système d'imagerie, ce qui n'est pas le cas de l'approche non-linéaire décrite dans ce chapitre. Par ailleurs, remarquez que la calibration de cette matrice \mathbf{G} inclut la calibration des aberrations en aval du coronographe ϕ_d ; par conséquent, la matrice doit être redéfinie pour toute variation de ces aberrations. Ces dernières contiennent notamment le tip-tilt en aval du coronographe, qui représente la position de l'image sur le détecteur : ainsi, tout déplacement de la FEP coronographique sur le détecteur implique la définition d'une nouvelle matrice \mathbf{G} , adaptée à cette nouvelle position. A l'inverse, la méthode non linéaire n'est nullement affectée par les variations de la phase ϕ_d : cette dernière est estimée à chaque itération par COFFEE, puis utilisée pour calculer l'énergie \mathcal{E}_{DH} et la minimiser (équation (6.1.4)).

Afin de comparer les deux approches, la simulation présentée dans la section 6.1.2 est ici reprise : comme précédemment, le champ électrique dans le système est supposé parfaitement connu, et une matrice d'interaction \mathbf{G} a été synthétisée puis inversée pour pouvoir minimiser l'énergie par la méthode de dark hole linéaire. Le résultat obtenu est présenté sur la figure 6.4 et comparé avec le résultat obtenu dans la section précédente avec le dark hole non linéaire.

Comme on peut le constater sur la figure 6.4, les performances des deux méthodes de compensation en termes de contraste dans la zone Ω après compensation sont assez similaires : celui-ci vaut $5,88 \cdot 10^{-8}$ pour le dark hole linéaire et $4,11 \cdot 10^{-8}$ pour le dark hole non linéaire. Toutefois, comme exposé en bas à droite de la figure 6.4, un tel niveau de contraste n'a pu être atteint qu'après 52 itérations de la compensation par dark hole linéaire (du fait de l'approximation faible phase), alors qu'une unique minimisation par dark hole non linéaire permet d'atteindre un niveau de contraste comparable.

Contrairement à la méthode linéaire, la nouvelle approche de dark hole non linéaire proposée ici est plus sensible à une erreur de modèle, qui limitera les performances de COFFEE, entraînant ainsi un calcul de l'énergie dans la zone Ω imprécis. Cette méthode possède toutefois plusieurs avantages, à commencer par l'absence de matrice d'interaction devant être définie avant de pouvoir minimiser l'énergie, et redéfinie lors de toute évolution de l'état du système, comme un changement position de l'image sur le détecteur.

6.3 Adaptation de la méthode proposée à l'instrument SPHERE

Dans cette section, nous présentons un processus de compensation pouvant être utilisé sur l'instrument SPHERE faisant appel à la compensation par dark hole non linéaire (section 6.3.1) et

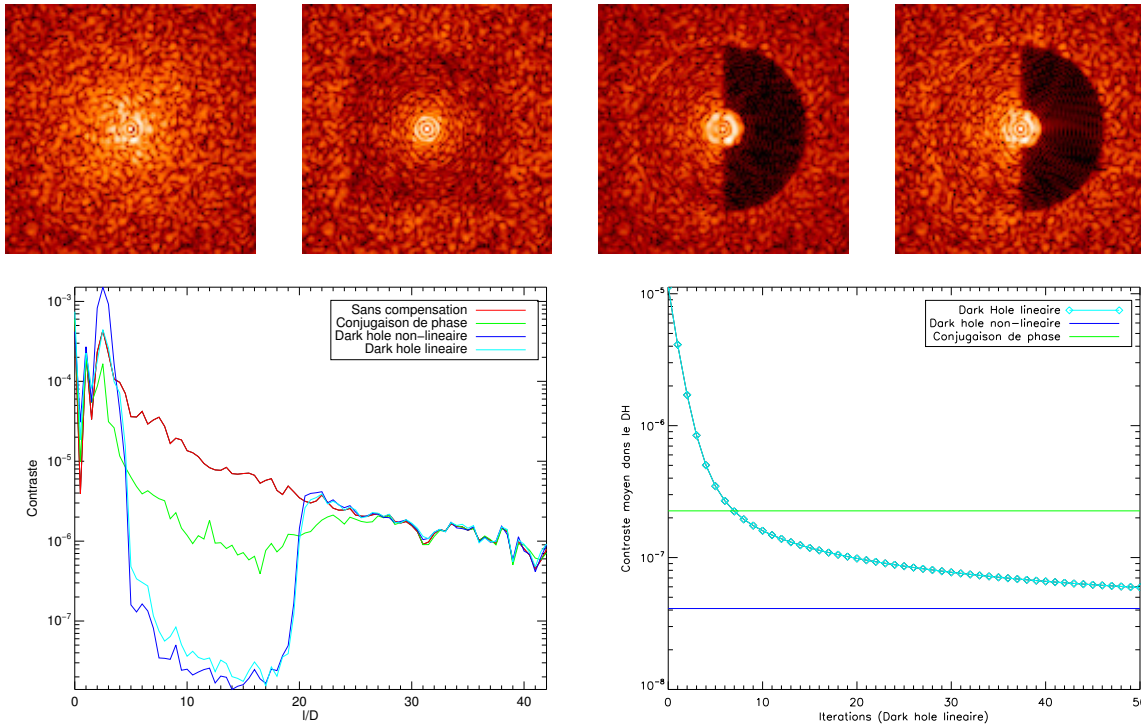


FIGURE 6.4 – Optimisation du contraste sur le détecteur : en haut, de gauche à droite, FEP coronographique avant compensation, après compensation par conjugaison de phase, après compensation par dark hole non linéaire et après compensation par dark hole linéaire. En bas, tracé des profils de contraste moyens calculés à partir des 4 images (à gauche) et tracé de l'évolution du contraste moyen dans la zone Ω à mesure que les itérations de compensation par dark hole linéaire augmentent (cyan). Sur ce dernier graphique sont également présentés les valeurs de contraste atteintes après 1 itération de compensation par conjugaison de phase (vert) et par dark hole non linéaire (bleu).

évaluons son impact sur le gain en contraste obtenu sur le détecteur IRDIS par simulation numérique (section 6.3.2).

6.3.1 Couplage avec la boucle SAXO

Lors de la compensation des aberrations ϕ_u sur SPHERE, les performances de la boucle SAXO limitaient fortement le gain en contraste à l'issu du processus de PCL (voir les sections 5.3.2 et 5.3.3 du chapitre 5). Les origines de ces limitations étaient diverses :

- ◇ Présence d'actionneurs morts et esclaves sur le HODM de SAXO, non contrôlés par la boucle.
- ◇ Troncature de la base de contrôle pour augmenter la robustesse de SAXO, qui ne contrôle aujourd'hui² que 992 modes de KL (soit légèrement moins que dans le chapitre 5 en raison de la présence de 7 actionneurs morts supplémentaires, apparus sur le HODM suite à son exposition à des températures élevées), pour un HODM de 1377 actionneurs.

Les speckles nés des aberrations associés aux actionneurs morts ou encore à la projection de la phase ϕ_u sur les modes filtrés par la boucle ne pouvaient dès lors pas être compensés. Pour contourner ces limitations, le processus de PCL est adapté afin d'y inclure une compensation par dark hole non linéaire. Comme nous l'avons vu, l'objectif du processus de compensation résultant ne sera plus de compenser les aberrations (approche limitée par les performances de la boucle), mais à minimiser l'énergie \mathcal{E}_{DH} dans une zone du plan focal sachant que la boucle ne peut contrôler que 992 modes de KL. Autrement dit, on recherche le vecteur de modes \mathbf{m}_{DH} tel que :

$$\begin{aligned} \mathbf{m}_{\text{DH}} &= \arg \min_{\mathbf{m}} \mathcal{E}_{\text{DH}}(\mathbf{m}) \\ &= \arg \min_{\mathbf{m}} [\alpha \langle \Psi_{\text{DH}}(\mathbf{m}) | \Psi_{\text{DH}}^*(\mathbf{m}) \rangle], \end{aligned} \quad (6.3.1)$$

avec :

$$\Psi_{\text{DH}}(\mathbf{m}) = \mathcal{F}\{\mathcal{F}^{-1} [\mathcal{F}(\mathbf{P}_u e^{i(\phi_u + \mathbf{F} \mathbf{N}_v \mathbf{m}) + \xi}) \mathcal{M}] \mathbf{P}_d e^{i\phi_d}\}. \quad (6.3.2)$$

\mathbf{N}_v est l'une des matrices utilisées par le contrôle de la boucle SAXO permettant de calculer les 1377 tensions \mathbf{v} du HODM correspondant à un vecteur de 992 modes \mathbf{m} . Le produit $\mathbf{F} \mathbf{N}_v$ donne ainsi la phase introduite par SAXO correspondant au vecteur de modes de KL \mathbf{m} . Remarquez que ce formalisme est quasi-identique à celui présenté par l'équation 6.1.4 : la seule différence réside en effet dans la base utilisée pour la minimisation, qui est ici constituée des 992 modes contrôlés par SAXO plutôt que des tensions, afin d'agir directement sur les degrés de liberté de la boucle.

Le processus de compensation itératif (PCL) utilisant le dark hole non linéaire sur SPHERE peut donc être décrit comme suit : à l'itération j , la boucle SAXO est fermée sur les pentes de références $\mathbf{s}_{\text{ref}}^j$:

1. Acquisition de trois images coronagraphiques i_c^{foc} et $i_c^{\text{div}_1}$ et $i_c^{\text{div}_2}$ avec IRDIS ;
2. Estimation des aberrations de phase $\hat{\phi}_u^j$ et $\hat{\phi}_d^j$, des aberrations d'amplitude $\hat{\xi}^j$ et du flux $\hat{\alpha}^j$ avec COFFEE à partir de ces trois images ;
3. Minimisation de l'énergie (calculée en utilisant les estimations de COFFEE) pour trouver le vecteur de modes de KL \mathbf{m}_{DH}^j minimisant l'énergie dans la zone Ω (équation (6.3.1)).

2. le 26 mai 2014

4. Modification des pentes de références de la boucle à partir de ces modes \mathbf{m}_{DH}^j :

$$\mathbf{s}_{\text{ref}}^{j+1} = \mathbf{s}_{\text{ref}}^j + g \mathbf{N}_s \mathbf{m}_{\text{DH}}^j, \quad (6.3.3)$$

avec g le gain de la PCL.

À l'itération $j+1$, les aberrations ϕ_u^{j+1} présentes en amont du coronographe sont alors données par la relation :

$$\phi_u^{j+1} = \phi_u^j + g \mathbf{FCN}_s \mathbf{m}_{\text{DH}}^j \quad (6.3.4)$$

6.3.2 Simulation réaliste de compensation par dark hole non linéaire sur SPHERE

Pour illustrer l'intérêt d'une compensation par dark hole non linéaire sur SPHERE, la simulation présentée dans la section 5.3.3 du chapitre 5 a été reprise en modifiant la méthode de compensation utilisée, fondée sur une optimisation du contraste par conjugaison de phase. Les paramètres utilisés pour la simulation des images coronagraphiques sont les mêmes que ceux de la section 5.3.3 du chapitre 5, à l'exception de l'ajout d'une seconde phase de diversité $\phi_{\text{div}_2} = 5\phi_{\text{div}_1} = 2$ rad RMS permettant d'estimer conjointement les aberrations d'amplitude. Le processus de compensation simulé est quasi-identique à celui présenté dans la section précédente : à l'itération j , en présence d'aberrations ϕ_u^j en amont du coronographe :

1. Simulation de trois images coronagraphiques $\mathbf{i}_c^{\text{foc}}$, $\mathbf{i}_c^{\text{div}_1}$ et $\mathbf{i}_c^{\text{div}_2}$;
2. Estimation des aberrations de phase $\hat{\phi}_u^j$ et $\hat{\phi}_d^j$, des aberrations d'amplitude ξ^j et du flux α^j avec COFFEE à partir de ces trois images ;
3. Minimisation de l'énergie (calculée en utilisant les estimations de COFFEE) pour trouver le vecteur de modes de KL \mathbf{m}_{DH}^j minimisant l'énergie dans la zone Ω (équation (6.3.1)).
4. Calcul des aberrations présentes en amont du coronographe ϕ_u^{j+1} à l'aide de la relation donnée par l'équation (6.3.4).

Le résultat de cette simulation de PCL est présenté sur la figure 6.5 dans le cas d'une minimisation de l'énergie dans un demi-disque entre $5\lambda/D$ et $20\lambda/D$. À l'issue de la compensation, le gain en contraste obtenu en utilisant le dark hole non linéaire (contraste dans la zone Ω après compensation : $1,89 \cdot 10^{-7}$) est notablement plus important que celui obtenu après compensation par conjugaison de phase, qui vaut $5,62 \cdot 10^{-6}$ dans la zone Ω à l'issue de la simulation présentée dans la section 5.3.3 du chapitre 5 (soit un facteur 30 entre les deux méthodes de compensation). L'utilisation de cette nouvelle méthode de compensation permettrait donc d'améliorer très significativement les performances de l'instrument SPHERE, et même de dépasser les performances initialement requises, qui fixent un contraste de 10^{-5} sur le détecteur après calibration des aberrations quasi-statiques.

La compensation par dark hole non linéaire est bien moins sensible aux performances de la boucle SAXO que la conjugaison de phase, ceci grâce à la prise en compte du comportement de la boucle lors de la minimisation de l'énergie. Dans le cas de la conjugaison de phase, les pentes de références sont modifiées en essayant d'introduire la phase *la plus proche* des aberrations ϕ_u en amont du coronographe (équation (5.3.4), section 5.3.1 du chapitre 5) : une telle approche revient

6.3. ADAPTATION DE LA MÉTHODE PROPOSÉE À L'INSTRUMENT SPHERE

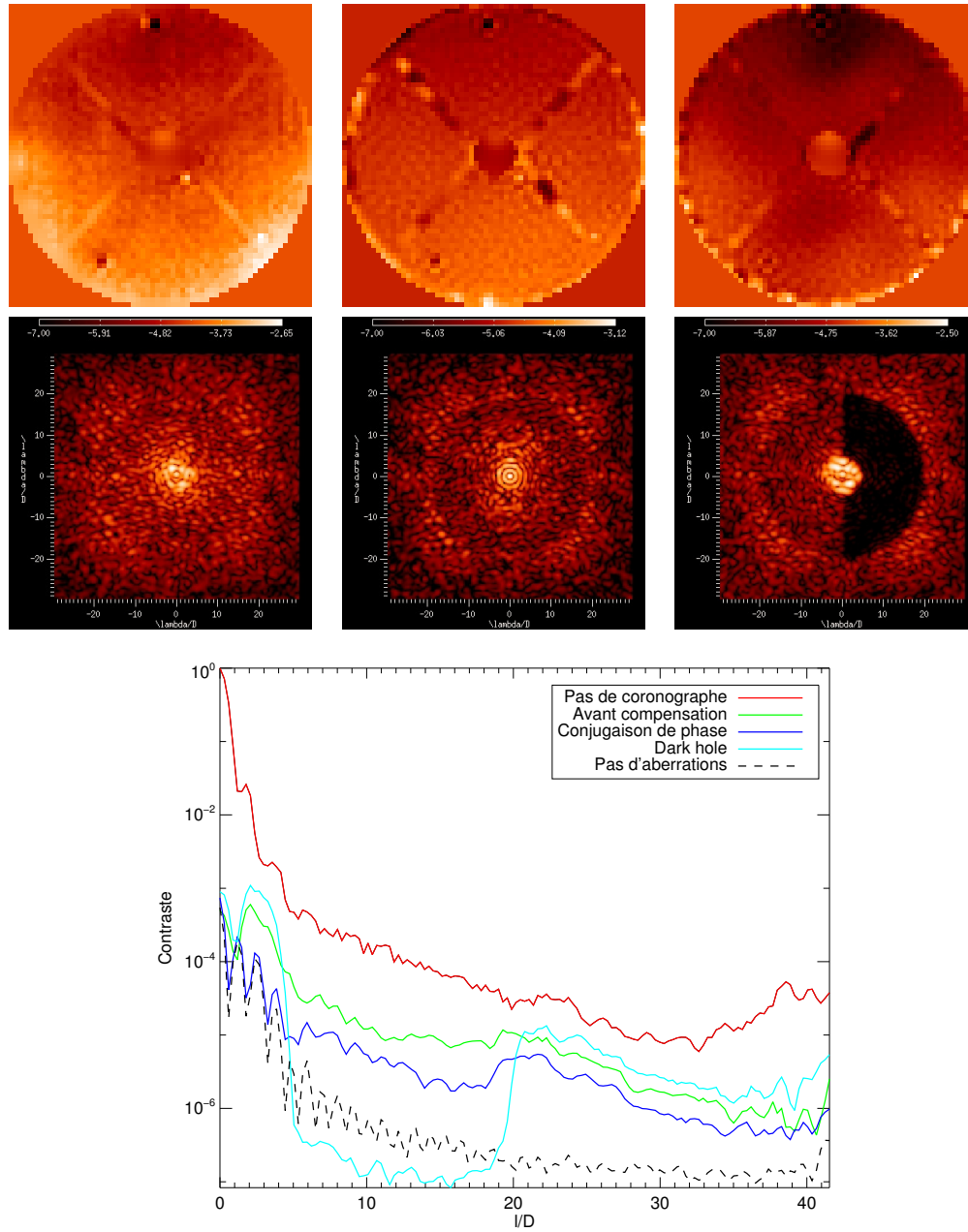


FIGURE 6.5 – Optimisation du contraste sur SPHERE en utilisant la méthode de dark hole non linéaire : simulation de PCL ($g = 0,5$). De haut en bas : aberrations en amont du coronapgraphe avant compensation (à gauche, $WFE_u = 116,17$ nm RMS), après compensation par conjugaison de phase (au milieu, $WFE = 91,27$ nm RMS) et après compensation par dark hole non linéaire (à droite, $WFE_u = 135,94$) ; images coronagraphiques calculées avant compensation (à gauche), après 5 itérations de compensation par dark hole non linéaire (au milieu) et par conjugaison de phase (à droite). En bas, tracé des profils de contraste moyen calculés dans la zone Ω . Le profil calculé à partir d’une image coronagraphique simulée en l’absence d’aberration est également tracé pour comparaison (en noir).

d'une certaine manière à négliger la présence des actionneurs morts et des modes filtrés par la boucle qui, *in fine*, limitent le contraste atteignable en plan focal.

En revanche, dans le cas du dark hole, la minimisation n'est faite qu'en jouant sur les modes de KL contrôlés par SAXO. Autrement dit, la présence de modes filtrés par la boucle ou d'actionneurs morts est prise en compte dans la compensation : de la sorte, au moment de modifier les pentes de référence (équation 6.3.3), on est certain de n'introduire que des aberrations entièrement représentables avec les 992 modes de KL pilotés par la boucle SAXO.

6.4 Discussion système de la stabilisation du front d'onde durant l'observation scientifique

Dans ce manuscrit, nous nous sommes exclusivement intéressés à la calibration des aberrations quasi-statiques d'un instrument d'imagerie à haut contraste réalisées avec une source interne avant l'observation scientifique. Toutefois, le gain apporté par cette calibration au cours de cette observation est à mettre en regard de la stabilité de ces aberrations quasi-statiques qui, en variant, dégraderont le contraste obtenu après calibration. Ce phénomène sera illustré dans le cas de l'instrument SPHERE dans la section 6.4.1. Dans la section 6.4.2 sera présenté ZELDA, concept fondé sur le masque à contraste de phase de Zernike dédié à la stabilisation du front d'onde en amont du coronographe. Les possibilités de couplage de ce senseur avec COFFEE seront discutés dans la section 6.4.3.

6.4.1 Nécessité de la stabilisation des aberrations quasi-statiques pendant l'observation

La stabilité des aberrations quasi-statiques sur l'instrument SPHERE a déjà été évoquée dans la section 5.3.2 du chapitre 5, où nous faisons référence aux travaux de P. Martinez *et al.* [106] démontrant que la quantité d'aberrations quasi-statiques en amont du coronographe augmentait de 0,07 nm RMS par minute à $\lambda = 1589$ nm. Une telle variation, qui peut sembler assez faible, va toutefois induire des variations de phases importantes au cours d'une observation de plusieurs heures.

Pour illustrer l'impact de ces variations, reprenons le résultat de la simulation présentée dans la section précédente : le contraste a été optimisé entre $5\lambda/D$ et $20\lambda/D$ et vaut $1,89 \cdot 10^{-7}$ dans la zone Ω . Considérons que l'instrument est alors mis sur le ciel afin d'acquérir des données scientifiques. Au bout de quatre heures d'observation, la quantité d'aberrations du coronographe a varié de 16,8 nm RMS ; sur la figure 6.6 est représenté l'impact d'une telle variation sur le contraste en plan focal, modélisée en ajoutant une aberration de $WFE_u = 16,8$ nm RMS à la phase aberrante ϕ_u obtenue à l'issue du processus de compensation.

La variation de contraste, qui ne vaut plus que $3,21 \cdot 10^{-6}$ après quatre heures d'observation, est ici conséquente, et démontre le besoin d'une stabilisation du front d'onde en amont du coronographe au cours de l'observation scientifique. Ceci est particulièrement vrai lorsque de très hauts niveaux de contraste, atteignables en utilisant une approche de type dark hole pour calibrer l'instrument, est requise durant l'observation.

6.4. DISCUSSION SYSTÈME DE LA STABILISATION DU FRONT D'ONDE DURANT L'OBSERVATION SCIENTIFIQUE

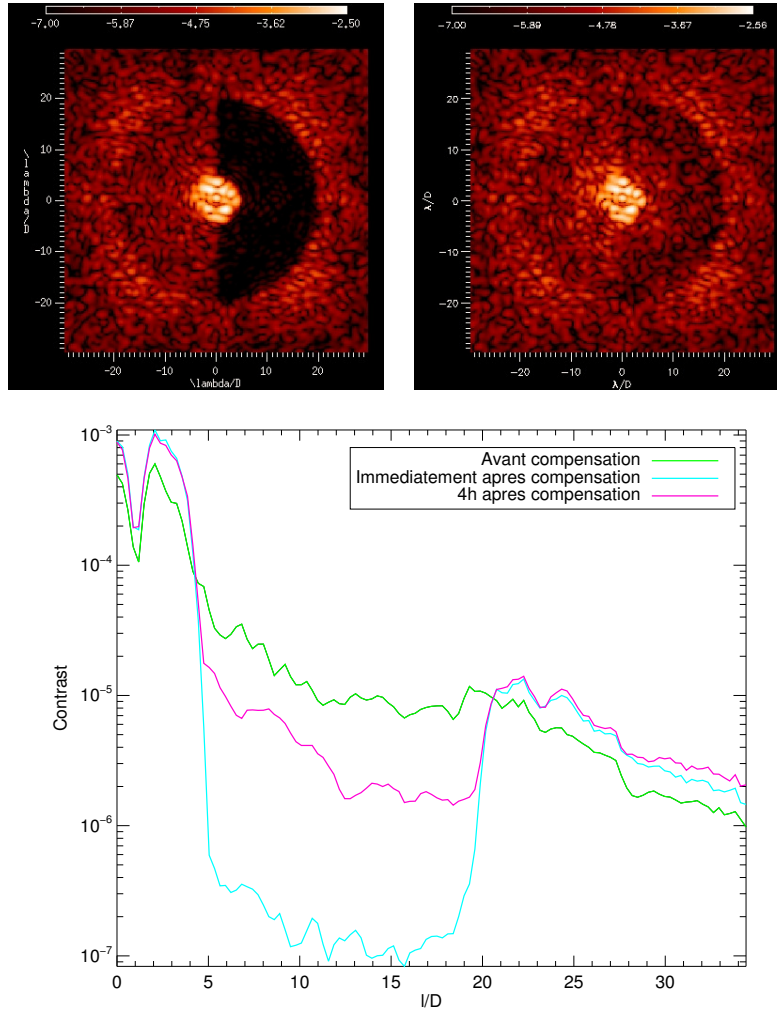


FIGURE 6.6 – Impact de l’augmentation des aberrations quasi-statiques durant l’observation scientifique : en haut, image coronagraphique obtenue à l’issue de la compensation par dark hole non linéaire (à gauche) et image coronagraphique calculée après quatre heures d’observation (à droite). En bas, profils de contraste moyens calculés à partir de ces deux images. A titre de comparaison, le profil de contraste moyen calculé avant compensation des aberrations quasi-statiques est également représenté (en vert).

CHAPITRE 6. EXTINCTION ULTIME POUR L'IMAGERIE À HAUT CONTRASTE

Dans le but de stabiliser la FEP sur le coronographe, l'instrument SPHERE est équipé d'un senseur de tip-tilt différentiel (« *differential tip-tilt sensor* », ou DTTS [40, 105]), qui consiste à prélever une portion du faisceau juste avant le masque coronographique. Cette partie du signal est focalisée sur une caméra permettant de mesurer les mouvements de la FEP (non coronographique) sur le détecteur, qui traduisent l'apparition d'un tip-tilt dans la pupille d'entrée du système. Ce tip-tilt résiduel, mesuré avec une cadence de 1 Hz, est ensuite compensé par l'ITTM de SAXO.

Contrairement à COFFEE, la mesure est ici réalisée juste avant le coronographe, et pourra être entachée d'aberrations différentielles. Notez néanmoins que le but n'est pas ici de calibrer au mieux les aberrations quasi-statiques (cet objectif est celui de COFFEE), mais de limiter leur évolution au cours de l'observation scientifique en réalisant une mesure *au plus près* du coronographe. Toutefois, le DTTS de SAXO, limité à une mesure de tip-tilt, ne permet de stabiliser qu'une petite partie des aberrations susceptibles d'évoluer au cours de l'observation. Une amélioration possible pour l'instrument SPHERE consisterait donc à implanter, à la place du DTTS, un ASO sensible à de faibles variations d'aberrations capable de mesurer toutes les fréquences spatiales de la phase.

6.4.2 Le senseur ZELDA

ZELDA (« *Zernike sensor for Extremely accurate measurements of Low-level Differential Aberrations* »), concept fondé sur le masque à contraste de phase de Zernike [110], a été présenté par M. N'Diaye [111] et a fait l'objet d'une première validation expérimentale [112].

La mesure de front d'onde réalisée par ZELDA utilise un masque plan focal similaire à celui du masque de Roddier & Roddier (voir la section 2.2.2 du chapitre 2) qui est composé d'une pastille circulaire déphasant la partie centrale de la FEP. Toutefois, ce masque n'est pas conçu pour rejeter la lumière provenant de l'étoile hors du Lyot Stop, mais pour coder les défauts de phases présents en amont du masque en intensité dans le plan pupille situé derrière le masque. Afin d'exposer le principe de ZELDA, nous reprenons ici quelques éléments du formalisme développé dans [111].

Considérons le champ $\psi_A = P_u e^{j\phi_u}$ dans la pupille d'entrée du système : le champ électrique Ψ_{B_Z} juste après le masque de Zernike peut s'écrire :

$$\Psi_{B_Z} = \mathcal{F}(\psi_A)(1 - (1 - e^{j\Delta\phi})M), \quad (6.4.1)$$

où $\Delta\phi$ est le déphasage induit par le masque ; ce dernier vaut typiquement $\pi/2$, valeur permettant d'optimiser les performances de cet ASO [49]. M est le masque binaire décrivant la forme du masque de Zernike, qui vaut 1 à l'intérieur de la pastille déphasante et 0 en dehors. L'expression du champ ψ_{C_Z} dans le plan pupille situé derrière le masque peut alors s'écrire :

$$\psi_{C_Z} = \psi_A - (1 - e^{j\Delta\phi})b. \quad (6.4.2)$$

M. N'Diaye *et al.* [111] ont montré que le terme $b = \mathcal{F}(M) * \psi_A$ pouvait être calculé une fois pour toute connaissant la fonction de transmission pupillaire et la géométrie du masque M . L'intensité I_{C_Z} dans le plan pupille est donnée par la relation :

$$I_{C_Z} = |\psi_{C_Z}|^2 = P_u^2 + 2b^2(1 - \cos \Delta\phi) + 2P_u b [\sin \phi_u \sin \Delta\phi - \cos \phi_u (1 - \cos \Delta\phi)] \quad (6.4.3)$$

En se plaçant dans un régime où l'amplitude des aberrations est supposée faible, cette expression devient :

$$I_{C_Z} = P_u^2 + 2b^2(1 - \cos \Delta\phi) + 2P_u b [\phi_u \sin \Delta\phi - (1 - \cos \Delta\phi)]. \quad (6.4.4)$$

6.4. DISCUSSION SYSTÈME DE LA STABILISATION DU FRONT D'ONDE DURANT L'OBSERVATION SCIENTIFIQUE

On obtient ainsi une relation simple entre l'intensité en plan pupille et la phase aberrante en amont du coronographe :

$$\phi_u = \frac{1}{\sin \Delta\phi} \left[\frac{I_{Cz}}{2P_u b} - \frac{P_u}{2b} + \left(1 - \frac{b}{P_u}\right) (1 - \cos \Delta\phi) \right] \quad (6.4.5)$$

Cet ASO présente plusieurs avantages, au nombre desquels sa haute résolution spatiale permettant d'estimer des aberrations de hautes fréquences, la simplicité et la rapidité du traitement des données (la mesure peut très facilement être réalisée avec une cadence de l'ordre de 1 Hz), ainsi qu'une bonne robustesse au chromatisme. Mais surtout, comme il a été démontré par O. Guyon [49] et rappelé par M. N'Diaye [111], le senseur à masque de contraste de phase de Zernike s'avère être le meilleur ASO en termes de propagation de bruit, ce qui en fait un candidat pertinent pour la mesure d'aberrations de faible amplitude.

La limitation principale de cet ASO réside dans sa dynamique de mesure fortement limitée. Toutefois, une telle limitation ne sera pas un problème pour le cas qui nous intéresse ici, à savoir la mesure de faibles variations de phases autour d'une référence.

6.4.3 Proposition de couplage avec COFFEE

Afin d'optimiser les performances d'un instrument d'imagerie à haut contraste tel que SPHERE, il est dans un premier temps impératif de réduire l'impact des aberrations quasi-statiques qui sont à l'origine d'un signal résiduel qui limite fortement le contraste sur le détecteur. Cette calibration peut être réalisée avec COFFEE qui, couplé avec l'approche de compensation par dark hole non linéaire présentée dans ce chapitre, permet d'améliorer sensiblement les performances de l'instrument comme nous l'avons présenté dans la section 6.3.

Cette calibration faite, il est indispensable de stabiliser le front d'onde en amont du coronographe : ce n'est en effet qu'à cette condition que le niveau de contraste atteint à l'issue de la calibration peut être garanti durant l'observation. Une telle stabilisation pourrait être réalisée sur SPHERE avec ZELDA, en insérant à la place du DTTS un masque à contraste de phase de Zernike. La sensibilité extrême de cet ASO à de très faibles variations de la phase aberrante permettra une stabilisation bien plus fine que le simple senseur de tip-tilt actuellement en place sur SPHERE.

La figure 6.7 présente une représentation schématique d'un instrument d'imagerie à haut contraste utilisant COFFEE et ZELDA. La combinaison de ces deux ASO pourra être réalisée comme suit : tout d'abord, avant d'être mis sur le ciel, les aberrations quasi-statiques de l'instrument seront calibrées finement avec COFFEE en utilisant une source interne. A l'issue de cette calibration, COFFEE fournira une phase de référence ϕ_{COFFEE} à la boucle d'OA principale permettant d'optimiser au mieux le contraste sur le détecteur scientifique. La boucle ZELDA sera alors fermée : la toute première mesure de phase réalisée par ZELDA ϕ_{COFFEE}^z sera la référence sur laquelle ZELDA devra stabiliser le front d'onde. L'instrument sera alors mis sur le ciel ; au cours de l'observation, l'évolution $\Delta\phi_u$ des aberrations en amont du coronographe sera déduit de la mesure faite à chaque itération de la boucle ZELDA ϕ_u^z :

$$\Delta\phi_u^z = \phi_u^z - \phi_{\text{COFFEE}}^z \quad (6.4.6)$$

La mesure différentielle $\Delta\phi_u^z$ sera ensuite utilisée pour modifier les pentes de références de la boucle d'OA afin de stabiliser le front d'onde sur la référence ϕ_{COFFEE} durant l'observation scientifique.

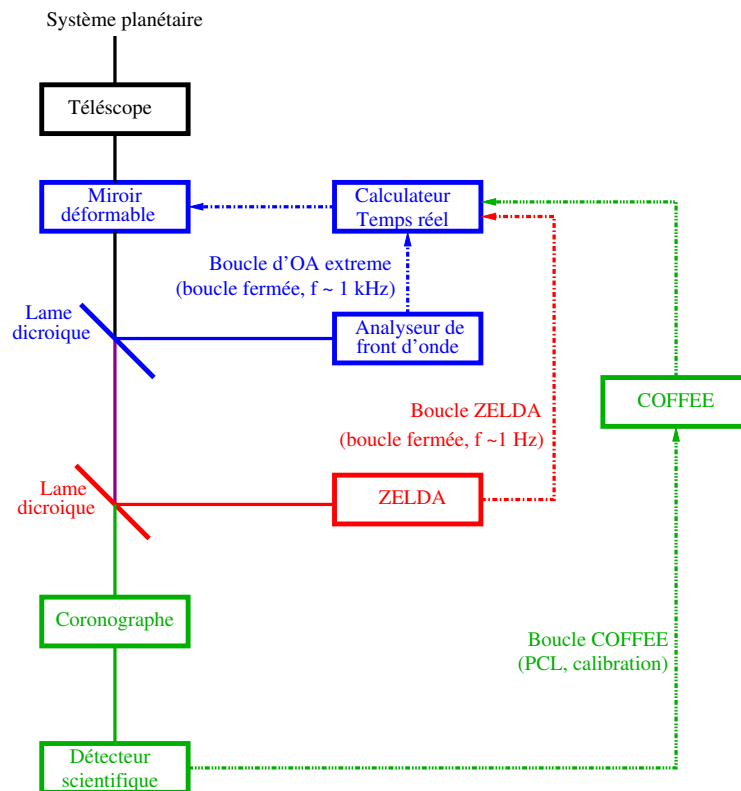


FIGURE 6.7 – Schéma de principe d'un instrument d'imagerie à haut contraste s'appuyant sur COFFEE pour la calibration des aberrations quasi-statiques et ZELDA pour leur stabilisation au cours de l'observation scientifique.

Le contrôle optimal des aberrations quasi-statiques décrit ici suivra donc, dans le cas de l'instrument SPHERE, la procédure suivante : avant de mettre l'instrument sur le ciel, mise en place d'une source monochromatique ($\lambda = 1589$ nm) en entrée du système :

1. Optimisation du contraste sur le détecteur avec le processus de PCL décrit dans la section 6.3.2 : estimation des aberrations avec COFFEE, puis minimisation de l'énergie par dark hole non linéaire ;
2. A l'issue de la PCL, la phase aberrante en entrée du système ϕ_{COFFEE} est celle permettant de minimiser l'énergie dans une zone Ω du détecteur IRDIS ;
3. Fermeture de la boucle ZELDA. La première phase ϕ_{COFFEE}^z mesurée par cet ASO devient la référence sur laquelle stabiliser le front d'onde ;
4. Retrait de la source de calibration, mise en place de l'instrument sur le ciel ;
5. A l'itération j de la boucle ZELDA, l'aberration ϕ_u^{zj} mesurée permet de calculer l'évolution des aberrations en amont du coronographe $\Delta\phi_u^{zj} = \phi_u^{zj} - \phi_{\text{COFFEE}}^z$. Les pentes de références de la boucle SAXO s_{ref}^j sont alors modifiées comme décrit par l'équation (5.3.6) (section 5.3.1 du chapitre 5) :

$$s_{\text{ref}}^{j+1} = s_{\text{ref}}^j - g_z N_s M_v T \Delta\phi_u^{zj}, \quad (6.4.7)$$

avec g_z le gain de la boucle ZELDA.

6.5 Conclusion du chapitre

Dans ce dernier chapitre a tout d'abord été présenté une nouvelle méthode de compensation fondée sur une approche de type dark hole, baptisée dark hole non linéaire (section 6.1). Le contrôle du front d'onde assuré par le couplage de COFFEE avec cette nouvelle méthode a été comparé à deux autres approches dans la section 6.2. Contrairement aux approches de minimisation de l'énergie en plan focal existantes, le dark hole non linéaire ne repose pas sur une approximation linéaire entre la phase en plan pupille et le champ sur le détecteur, et ne repose pas sur la calibration d'une matrice d'interaction, sensible en particulier à la position de l'image coronographique sur le détecteur. Cette méthode de dark hole non linéaire a ensuite été couplée avec COFFEE (section 6.3) dans le cadre de la simulation d'un processus de calibration de l'instrument SPHERE. A l'issue de cette simulation, le gain en contraste s'est révélé nettement meilleur (d'un facteur 30) que celui obtenu par conjugaison de phase dans le chapitre 5, démontrant ainsi l'intérêt de ce processus optimisé pour la calibration de l'instrument SPHERE. Enfin, dans la section 6.4, l'implantation système d'un dispositif destiné à la stabilisation du front d'onde en amont du coronographe pendant l'observation a été discutée. Cette proposition repose sur le couplage de COFFEE, utilisé pour optimiser les performances de l'instrument avant l'observation, avec ZELDA, ASO possédant une grande sensibilité aux très faibles variations d'aberrations qui permettra de stabiliser le front d'onde aberrant au cours de l'observation scientifique.

Conclusion

Cette thèse s’est déroulée dans le contexte de l’imagerie d’exoplanètes rendue délicate par la différence de flux très élevée entre la planète et son étoile hôte ainsi que par la faible distance angulaire entre ces deux astres, limitée notamment par la turbulence atmosphérique dans le cas d’une observation depuis le sol.

Une fois la turbulence compensée par optique adaptative et la lumière de l’étoile atténuée par un coronographe, le contraste atteint sur le détecteur est limité par la présence d’aberrations quasi-statiques en amont du coronographe (défauts de polissage, alignement optique du système imparfait). Ces aberrations donnent naissance à un signal parasite (speckles) sur le détecteur qui limite le contraste atteignable par l’instrument, et rend sensiblement plus difficile la détection d’une exoplanète. C’est dans le cadre du contrôle optimal des aberrations quasi-statiques dans les systèmes d’imagerie à haut contraste qu’a été réalisé le travail de thèse présenté dans ce manuscrit.

Bilan du travail réalisé

Durant cette thèse a donc été développé un analyseur de surface d’onde plan focal dédié aux systèmes d’imagerie à haut contraste. Celui-ci, baptisé COFFEE (« *CO*ronagraphic *Focal-plane wave-Front Estimation for Exoplanet detection* »), est une extension de la diversité de phase à un système d’imagerie coronographique, et permet d’estimer les aberrations de phase en amont ϕ_u et en aval ϕ_d du coronographe, les aberrations d’amplitude ξ ainsi que le flux incident α et un éventuel fond continu résiduel β à partir de deux (trois si l’on recherche également les aberrations d’amplitudes) images coronographiques acquises avec le détecteur scientifique. Tout comme la diversité de phase, cet ASO plan focal est fondé sur la résolution d’un problème inverse, qui repose sur la définition d’un critère J de type maximum *a posteriori* constitué d’un terme d’attache aux données traduisant la proximité des images acquises sur le détecteur avec celles calculées via un modèle de formation d’image coronographique et d’un terme de régularisation qui traduit les informations *a priori* dont on dispose sur les paramètres à estimer. Les aberrations sont estimées en minimisant ce critère, qui requiert notamment un modèle fin de formation d’images coronographique.

La première partie du travail réalisé au cours de cette thèse a consisté à développer une première version de COFFEE, qui reposait sur un modèle simple de coronographe parfait et l’utilisation d’une base de polynômes de Zernike tronqués pour l’estimation des aberrations. COFFEE a ensuite été caractérisé par simulations numériques et validé expérimentalement sur le banc d’optique adaptative BOA de l’Onera équipé d’un coronographe de type ARPM, sur lequel des aberrations connues introduites en amont du coronographe ont été estimées par COFFEE avec la précision attendue d’après les simulations numériques. Dans un second temps, l’estimation de COFFEE a

été utilisée pour compenser les aberrations en amont du coronographe avec succès.

A l'issu de cette première étude, plusieurs éléments limitant la qualité de l'estimation sont apparus, à commencer par la présence d'aberrations de hautes fréquences spatiales non représentables dans la base de modes de Zernike tronquée utilisée par COFFEE. Ces aberrations, qui ne pouvaient donc être reconstruites, dégradaient fortement la qualité de l'estimation des aberrations de bas ordres (erreur d'aliasing). Par ailleurs, le modèle de coronographe parfait utilisé s'est avéré n'être compatible qu'avec le coronographe ARPM, et ce au prix d'une erreur de modèle non négligeable dans la reconstruction des aberrations.

Au cours de la seconde partie du travail de thèse, le formalisme utilisé par COFFEE a donc été modifié pour optimiser les performances de cet ASO. La base utilisée pour estimer les aberrations a été remplacée par une base constituée de pixels qui, combinée avec un terme de régularisation approprié, autorise l'estimation d'aberrations de hautes fréquences spatiales, permettant ainsi de réduire considérablement l'erreur d'aliasing. Par ailleurs, le modèle de formation d'images utilisé par COFFEE a été modifié pour pouvoir prendre en compte un masque coronographique \mathcal{M} quelconque, rendant COFFEE compatible avec une large gamme de coronographes tout en minimisant l'erreur de modèle lors de l'estimation des aberrations. De plus, la robustesse de COFFEE à une connaissance imparfaite de la phase de diversité ϕ_{div} a été améliorée en adoptant une approche myope permettant d'estimer conjointement aux autres paramètres une erreur ϕ_{err} sur la phase de diversité. Enfin, pour permettre une calibration optimale des systèmes d'imagerie à haut contraste, COFFEE a été adapté pour pouvoir estimer des aberrations d'amplitude ξ présentes en amont du coronographe, moyennant l'utilisation d'une troisième image coronographique. Une première validation expérimentale de cette nouvelle version de COFFEE permettant d'estimer les aberrations avec une précision nanométrique, a été réalisée sur le banc MITHIC du LAM, sur lequel des aberrations de phase et d'amplitude connues ont été estimées avec succès.

Par ailleurs, afin d'optimiser la compensation des aberrations elle-même, une nouvelle méthode de compensation de type dark hole a été développée au cours de cette thèse. Contrairement aux autres méthodes visant à minimiser l'énergie dans une zone donnée du détecteur, l'approche développée ne repose pas sur une approximation linéaire et ne requiert pas la calibration d'une matrice de commande sensible à la stabilité de l'instrument d'imagerie à haut contraste considéré. Cette nouvelle méthode, baptisée dark hole non linéaire, s'appuie sur l'ensemble des estimations réalisées par COFFEE pour minimiser l'énergie dans une zone donnée du détecteur, permettant ainsi d'atteindre des valeurs de contraste sensiblement plus élevées que la conjugaison de phase.

Au cours de cette thèse, COFFEE a été appliqué avec succès sur l'instrument SPHERE, imageur de planètes extrasolaires européen (aujourd'hui installé sur le VLT de l'ESO) au cours de sa phase d'intégration finale à l'IPAG. Au cours des différentes séances de tests sur l'instrument, COFFEE a dans un premier temps été validé en introduisant une aberration de haute fréquence spatiale connue puis en l'estimant avec une précision nanométrique. Ceci fait, COFFEE a été utilisé au sein d'un processus de compensation dédié pour compenser avec succès les aberrations en amont du coronographe, permettant ainsi d'améliorer le contraste sur le détecteur dans toute la zone du plan focal contrôlé par SAXO, la boucle d'OA de SPHERE. A l'issu de ces tests, COFFEE s'est révélé être plus performant que la méthode d'estimation différentielle des aberrations quasi-statiques par diversité de phase actuellement utilisée sur SPHERE. Toutefois, il est apparu que les performances du processus de compensation mis en oeuvre sur SPHERE étaient limitées non pas par la précision de l'estimation réalisée par COFFEE mais par la boucle SAXO, qui ne peut contrôler l'ensemble des aberrations ayant un impact sur le détecteur entre $0\lambda/D$ et $20\lambda/D$.

Cette boucle ne commande en effet que les 999 premiers modes d'une base de 1377 modes de KL utilisée pour contrôler le HODM de SPHERE.

L'optimisation du contraste par compensation des aberrations en amont du coronographe (conjugaison de phase) étant limitée sur SPHERE, le processus de calibration a été modifié en y incluant la méthode de dark hole non linéaire développée durant cette thèse. L'utilisation de cette approche, qui consiste dans le cas de SPHERE à rechercher le vecteur de mode de KL contrôlés par SAXO minimisant l'énergie dans une zone donnée du détecteur, permettrait d'atteindre des niveaux de contraste bien plus élevés que la conjugaison de phase, comme il a été démontré par des simulations numériques représentatives de l'instrument SPHERE. Enfin, dans le but de stabiliser le front d'onde en amont du coronographe durant l'observation scientifique, une solution fondée sur la combinaison de COFFEE avec le concept ZELDA a été proposée.

Perspectives

Les perspectives du travail réalisé durant cette thèse sont multiples. A court terme, l'intégration de COFFEE sur SPHERE pourrait être envisagée dans le cadre d'un programme d'amélioration des performances de l'instrument. Comme il a été montré durant cette thèse, l'implantation de COFFEE sur SPHERE permettra une calibration plus simple et plus précise des aberrations quasi-statiques de l'instrument, notamment en optimisant le contraste loin du centre de l'image.

Une autre perspective directe du travail réalisé réside dans la poursuite des travaux sur le banc MITHIC du LAM entrepris durant cette thèse, dans le but d'en faire un démonstrateur d'instruments d'optique adaptative extrême dédié à l'imagerie à haut contraste. La première chose à faire sera de finaliser la démonstration de la compensation des aberrations en amont du coronographe via un processus de compensation utilisant COFFEE et le SLM, comme il a été discuté à la fin du chapitre 4. Ce banc pourra également permettre de démontrer expérimentalement la compensation par dark hole non linéaire, et d'illustrer son gain par rapport à la conjugaison de phase (en simulant par exemple des « actionneurs » morts sur le SLM). Un autre axe majeur dans le développement de ce banc est le développement du concept ZELDA, déjà implanté sur le banc. L'estimation d'aberrations avec cet ASO étant aujourd'hui validée, il sera nécessaire de s'assurer du bon fonctionnement d'un processus de compensation fondé sur l'utilisation de ZELDA et du SLM. Ceci fait, il sera particulièrement intéressant de coupler le SLM avec un analyseur de front d'onde de type Shack-Hartmann, ceci dans le but de représenter une boucle de XAO possédant un grand nombre de degrés de libertés (offerts par le SLM). L'intégration d'écrans de phase permettra de simuler la turbulence atmosphérique, rendant ainsi le banc représentatif d'un instrument de XAO au sol. La combinaison de COFFEE et ZELDA pourra alors être testée sur ce banc, en commençant par minimiser l'énergie dans une zone donnée du plan focal avec COFFEE, puis en stabilisant le front d'onde donné par le SLM avec ZELDA en présence de turbulence.

Un autre axe de développement concerne le formalisme de COFFEE. Cette méthode d'analyse de surface d'onde plan focal s'appuie sur un modèle de formation d'images, dont la précision conditionne la qualité de l'estimation réalisée. Aussi ce modèle pourra-t-il être affiné pour une estimation encore plus précise, par exemple en y incluant les défauts du masque coronographique, qui ont jusqu'à présent été négligés. Une telle modification pourrait être réalisée en utilisant une approche myope similaire à celle utilisée pour estimer une erreur sur les phases de diversité, ce qui permettrait à COFFEE de reconstruire également les défauts du coronographe. Il ne sera tou-

tefois pas possible d'estimer le masque coronographique sous forme de carte de pixels, car cela déboucherait sur un problème à résoudre totalement dégénéré (*i.e.* apparition de minima locaux). Par conséquent, les différents masques coronographiques devront être paramétrés judicieusement (diamètre de la pastille dans le cas d'un masque circulaire, raideur des flancs d'un masque de phase...). Les quelques paramètres définissant le masque pourront alors être estimés conjointement par COFFEE. Dans le futur, COFFEE pourra également être adapté pour pouvoir être utilisé « en ligne », sur des images du ciel acquises durant l'observation scientifique. Il sera alors nécessaire de disposer d'un modèle de formation d'images coronographique longue pose, incluant une phase turbulente résiduelle. Une telle possibilité était offerte par le modèle de coronographe parfait utilisé par la première version de COFFEE (chapitre 3) ; toutefois, ce modèle n'était pas assez précis pour permettre une estimation convenable, et limitait par ailleurs l'utilisation de COFFEE au seul coronographe ARPM. Le développement d'un modèle analytique de FEP coronographique longue pose plus précis (éventuellement à partir du modèle de coronographe parfait) sera nécessaire pour pouvoir espérer utiliser COFFEE sur des images longues poses. Enfin, le modèle de formation d'images de COFFEE pourra être adapté au cas d'images polychromatiques.

Annexe A

Calcul des gradients du critère : modèle de coronographe parfait

L'estimation de COFFEE est fondée sur la minimisation d'un critère de type MAP J dont l'expression est donnée par l'équation (4.1.1) (section 3.1.2, chapitre 2). L'estimation des phases ϕ_u et ϕ_d (décomposées sur une base de modes de Zernike tronquée), requiert les expressions analytiques des gradients $\frac{\partial J}{\partial \mathbf{a}_u}$ et $\frac{\partial J}{\partial \mathbf{a}_d}$, avec $\mathbf{a}_q = \{a_{q1}, a_{q2}, \dots, a_{qN}\}$ le vecteur contenant les différents coefficients associés à une aberration décomposée sur N modes de Zernike ($q \in \{u, d\}$).

En conservant les notations du chapitre 3, nous réécrivons le critère J :

$$\begin{aligned}
 J &= \frac{1}{2} \sum_k \left| \frac{\mathbf{i}_c^{\text{foc}}[k] - \alpha_{\text{foc}} \cdot \mathbf{h}_{\text{det}}[k] \star \mathbf{h}_c^{\text{foc}}[k] - \beta_{\text{foc}}}{\sigma_{n_{\text{foc}}}[k]} \right|^2 \\
 &+ \frac{1}{2} \sum_k \left| \frac{\mathbf{i}_c^{\text{div}}[k] - \alpha_{\text{div}} \cdot \mathbf{h}_{\text{det}}[k] \star \mathbf{h}_c^{\text{div}}[k] - \beta_{\text{div}}}{\sigma_{n_{\text{div}}}[k]} \right|^2 \\
 &+ \mathcal{R}_{\phi_u} + \mathcal{R}_{\phi_d} \\
 &= J_{\text{foc}} + J_{\text{div}} + \mathcal{R}_{\phi_u} + \mathcal{R}_{\phi_d}.
 \end{aligned} \tag{A.0.1}$$

Avec k l'indice des pixels du détecteur. Au vu de l'expression de J , le calcul des gradients a été réalisé en dérivant J_{foc} , ce qui permet d'en déduire le gradient J_{div} par une simple substitution.

Les gradients $\frac{\partial \mathcal{R}_{\phi_q}}{\partial \mathbf{a}_q}$ sont donnés par la relation :

$$\frac{\partial \mathcal{R}_{\phi_q}}{\partial \mathbf{a}_q} = C_{\mathbf{a}_q}^{-1} \mathbf{a}_q. \tag{A.0.2}$$

Le calcul des gradients $\frac{\partial J}{\partial \phi_u}$ et $\frac{\partial J}{\partial \phi_d}$ est réalisé en suivant celui réalisé par L. Mugnier *et al.* [113] : tout d'abord, nous calculons le gradient $\frac{\partial J_{\text{foc}}}{\partial \mathbf{h}_c^{\text{foc}}}$ [113] :

$$\frac{\partial J_{\text{foc}}}{\partial \mathbf{h}_c^{\text{foc}}} = \frac{1}{\sigma_{n_{\text{foc}}}^2} [\alpha_{\text{foc}} \mathbf{h}_{\text{det}} (\alpha_{\text{foc}} \cdot \mathbf{h}_{\text{det}} \star \mathbf{h}_c^{\text{foc}} + \beta_{\text{foc}} - \mathbf{i}_c^{\text{foc}})]. \tag{A.0.3}$$

Ensuite, nous calculons la dérivée de la FEP \mathbf{h}_c par rapport aux aberrations ϕ_u et ϕ_d qui permettent d'obtenir les expressions des gradients du critère J par rapport aux aberrations comme il a été fait

en l'absence de coronographe par E. Thiébaud *et al.* [114]. Les expressions des gradients $\frac{\partial J_{\text{foc}}}{\partial \phi_u}$ et $\frac{\partial J_{\text{foc}}}{\partial \phi_d}$ sont ainsi données par :

$$\begin{aligned} \frac{\partial J_{\text{foc}}}{\partial \phi_u} = & 2\Im \left\{ \psi^* \left[\text{FT} \left(\frac{\partial J_{\text{foc}}}{\partial \mathbf{h}_c^{\text{foc}}} (\Psi - \eta_0 \Psi_d) \right) \right] \right\} - 2\Re \left(\frac{\partial \eta_0}{\partial \phi_u} \sum_t \frac{\partial J_{\text{foc}}}{\partial \mathbf{h}_c^{\text{foc}}} \Psi^* \Psi_d \right) \\ & + \frac{\partial |\eta_0|^2}{\partial \phi_u} \sum_t \frac{\partial J_{\text{foc}}}{\partial \mathbf{h}_c^{\text{foc}}} |\Psi_d|^2 \end{aligned} \quad (\text{A.0.4})$$

$$\frac{\partial J_{\text{foc}}}{\partial \phi_d} = 2\Im \left((\psi^* - \eta_0^* \psi_d^*) \times \left\{ \text{FT} \left[\frac{\partial J_{\text{foc}}}{\partial \mathbf{h}_c^{\text{foc}}} (\Psi - \eta_0 \Psi_d) \right] \right\} \right). \quad (\text{A.0.5})$$

Avec \Im et \Re les parties réelles et imaginaires (respectivement), et :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \eta_0}{\partial \phi_u} &= j \mathbf{P}_u^2 e^{j\phi_u} \\ \psi_d(\phi_d) &= \mathbf{P}_d e^{j\phi_d} \quad \Psi_d(\phi_d) = \text{FT}^{-1}(\psi_d) \\ \psi(\phi_u, \phi_d) &= \mathbf{P}_d e^{j(\phi_u + \phi_d)} \quad \Psi(\phi_u, \phi_d) = \text{FT}^{-1}(\psi). \end{aligned} \quad (\text{A.0.6})$$

L'estimation étant réalisée sur une base de modes de Zernike, nous avons besoin du gradient de J_{foc} par rapport aux coefficients de Zernike a_{q_i} de la phase ϕ_q . Ces derniers sont donnés par [113] :

$$\frac{\partial J_{\text{foc}}}{\partial a_{q_i}} = \sum_l \frac{\partial J_{\text{foc}}}{\partial \phi_q[l]} \mathbf{Z}_i[l], \quad (\text{A.0.7})$$

avec l l'indice des pixels de la pupille. Les flux α_p et fond résiduel β_p sont également estimés au cours de la minimisation, considérant que :

$$J_p[k] = \frac{1}{2} \sum_k \left| \frac{-i_c^p[k] + \alpha_p \cdot \mathbf{h}_{\text{det}}[k] \star \mathbf{h}_c^p[k] + \beta_p}{\sigma_{n_p}[k]} \right|^2 \quad (\text{A.0.8})$$

Avec $p \in \{\text{foc}, \text{div}\}$. Par souci de lisibilité, la variable k sera volontairement omise par la suite :

$$\begin{aligned} \frac{\partial J_p}{\partial \alpha_p} &= \alpha_p \sum_k \frac{(\mathbf{h}_{\text{det}} \star \mathbf{h}_c^p)^2}{\sigma_{n_p}^2} + \beta_p \sum_k \frac{\mathbf{h}_{\text{det}} \star \mathbf{h}_c^p}{\sigma_{n_p}^2} \\ &\quad - \sum_k \frac{(\mathbf{h}_{\text{det}} \star \mathbf{h}_c^p) i_c^p}{\sigma_{n_p}^2} \\ \frac{\partial J_p}{\partial \beta_p} &= \alpha_p \sum_k \frac{\mathbf{h}_{\text{det}} \star \mathbf{h}_c^p}{\sigma_{n_p}^2} + \beta_p \sum_k \frac{1}{\sigma_{n_p}^2} - \sum_k \frac{i_c^p}{\sigma_{n_p}^2} \end{aligned} \quad (\text{A.0.9})$$

Ce système peut s'écrire sous forme matricielle :

$$\begin{pmatrix} \sum_k \frac{(\mathbf{h}_{\text{det}} \star \mathbf{h}_c^p)^2}{\sigma_{n_p}^2} & \sum_k \frac{\mathbf{h}_{\text{det}} \star \mathbf{h}_c^p}{\sigma_{n_p}^2} \\ \sum_k \frac{\mathbf{h}_{\text{det}} \star \mathbf{h}_c^p}{\sigma_{n_p}^2} & \sum_k \frac{1}{\sigma_{n_p}^2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha_p \\ \beta_p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum_k \frac{(\mathbf{h}_{\text{det}} \star \mathbf{h}_c^p) i_c^p}{\sigma_{n_p}^2} \\ \sum_k \frac{i_c^p}{\sigma_{n_p}^2} \end{pmatrix}. \quad (\text{A.0.10})$$

Une simple inversion matricielle permet alors d'estimer les flux α_p et fond β_p à chaque itération de la minimisation.

Annexe B

Modèle de coronographe réel : implantation pratique

Suite à la modification du modèle de formation d'images utilisé par COFFEE décrite dans le chapitre 4, il est nécessaire de recalculer l'expression des gradients du critère par rapport aux aberrations en amont $\frac{\partial J}{\partial \phi_u}$ et en aval $\frac{\partial J}{\partial \phi_d}$ du coronographe. Notez que l'expression des gradients par rapport au flux $\frac{\partial J}{\partial \alpha}$ et au fond $\frac{\partial J}{\partial \beta}$ reste en revanche la même que celle calculée dans l'annexe A : seule l'expression de \mathbf{h}_c utilisée pour estimer les flux et fonds est adaptée pour correspondre à celle utilisée par le nouveau modèle de formation d'images défini dans le chapitre 4.

Nous reprenons ici l'expression du critère J donnée par l'équation (A.0.1), qui s'écrit :

$$J(\alpha, \beta, \phi_u, \phi_d) = J_{\text{foc}} + J_{\text{div}} + \mathcal{R}(\phi_u) + \mathcal{R}(\phi_d) \quad (\text{B.0.1})$$

Le calcul des gradients $\frac{\partial J}{\partial \phi_u}$ et $\frac{\partial J}{\partial \phi_d}$ est réalisé en utilisant le processus décrit dans l'annexe A : nous dérivons J_{foc} et déduisons de son expression celle de la dérivée de J_{div} par une simple substitution. Les expressions des gradients $\frac{\partial J}{\partial \phi_u}$ et $\frac{\partial J}{\partial \phi_d}$ sont données par :

$$\begin{aligned} \frac{\partial J_{\text{foc}}}{\partial \phi_d} &= 2\Im \left\{ \psi_0^* - \epsilon \psi_d \mathcal{F} [\mathcal{M} \mathcal{F}^{-1}(\psi_u)]^* \times \mathcal{F} \left[\frac{\partial J_{\text{foc}}}{\partial \mathbf{h}_c^{\text{foc}}} (\Psi_0 - \epsilon \Psi_c) \right] \right\} \\ \frac{\partial J_{\text{foc}}}{\partial \phi_u} &= 2\Im \left\{ \psi_0^* \mathcal{F} \left[\frac{\partial J_{\text{foc}}}{\partial \mathbf{h}_c^{\text{foc}}} (\Psi_0 - \epsilon \Psi_c) \right] \right\} - \epsilon \psi_u^* \mathcal{F} \left[\mathcal{M}^* \mathcal{F}^{-1} \left(\Psi_d^* \mathcal{F} \left\{ \frac{\partial J_{\text{foc}}}{\partial \mathbf{h}_c^{\text{foc}}} [\Psi_0 - \epsilon \Psi_c] \right\} \right) \right] \right\} \end{aligned} \quad (\text{B.0.2})$$

Avec :

$$\frac{\partial J_{\text{foc}}}{\partial \mathbf{h}_c^{\text{foc}}} = \frac{1}{\sigma_{n_{\text{foc}}}^2} [\alpha_{\text{foc}} \mathbf{h}_{\text{det}} (\alpha_{\text{foc}} \mathbf{h}_{\text{det}} \star \mathbf{h}_c^{\text{foc}} + \beta_{\text{foc}} - \mathbf{i}_c^{\text{foc}})] \quad (\text{B.0.3})$$

et :

$$\begin{aligned} \psi_u &= P_u e^{j\phi_u} \\ \psi_d &= P_d e^{j\phi_d} \quad \Psi_d = \mathcal{F}^{-1}(\psi_d) \\ \psi_0 &= P_u e^{j(\phi_u + \phi_d)} \quad \Psi_0 = \mathcal{F}^{-1}(\psi_0) \\ \Psi_c &= \mathcal{F}^{-1} \{ \psi_d \mathcal{F} [\mathcal{M} \mathcal{F}^{-1}(\psi_u)] \} \end{aligned} \quad (\text{B.0.4})$$

L'expression des métriques de régularisation $\mathcal{R}(\phi_q)$ ($q \in \{u, d\}$) est quant à elle donnée par l'équation (4.1.6). L'implantation pratique de ces termes, qui fait notamment intervenir le gradient

$\nabla\phi_q$ de la phase ϕ_q , est réalisée comme suit :

$$\mathcal{R}(\phi_q) = \frac{\mu_q}{2} \left(\sum_{l_x, l_y} |\phi_q[l_x, l_y] - \phi_q[l_x, l_y - 1]|^2 + \sum_{l_x, l_y} |\phi_q[l_x, l_y] - \phi_q[l_x - 1, l_y]|^2 \right), \quad (\text{B.0.5})$$

avec l_x et l_y les indices des pixels de la pupille dans les directions x et y , respectivement. Remarquez que cette implantation, réalisée dans l'espace réel, limite la somme aux pixels situés dans la pupille, permettant ainsi de prendre en compte la forme du masque pupillaire dans le terme de régularisation. Tel n'aurait pas été le cas si ce terme avait été implanté dans l'espace de Fourier (équation 4.1.5 de la section 4.1.2 du chapitre 4). Le gradient $\frac{\partial \mathcal{R}}{\partial \phi_q}$, calculé à partir de l'équation (B.0.5) est donné par la relation suivante :

$$\frac{\partial \mathcal{R}}{\partial \phi_q} = \mu_q (4\phi_q[l_x, l_y] - \phi_q[l_x, l_y + 1] - \phi_q[l_x, l_y - 1] - \phi_q[l_x + 1, l_y] - \phi_q[l_x - 1, l_y]). \quad (\text{B.0.6})$$

Annexe C

Article A&A 2013 : analyse des performances et validation expérimentale de COFFEE

Coronagraphic phase diversity: performance study and laboratory demonstration

B. Paul^{1,2,3}, J.-F. Sauvage^{1,3}, and L. M. Mugnier^{1,3}

¹ Onera - The French Aerospace Lab, F-92322 Chatillon France

² Aix Marseille Université, CNRS, LAM (Laboratoire d'Astrophysique de Marseille) UMR 7326, 13388, Marseille, France

³ Groupement d'intérêt scientifique PHASE (Partenariat Haute résolution Angulaire Sol et Espace) between Onera, Observatoire de Paris, CNRS, Université Diderot, Laboratoire d'Astrophysique de Marseille and Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble

Received <date>; accepted <date>

ABSTRACT

Context. The final performance of current and future instruments dedicated to exoplanet detection and characterization (such as SPHERE on the European Very Large Telescope, GPI on Gemini North, or future instruments on Extremely Large Telescopes) is limited by uncorrected quasi-static aberrations. These aberrations create long-lived speckles in the scientific image plane, which can easily be mistaken for planets.

Aims. Common adaptive optics systems require dedicated components to perform wave-front analysis. The ultimate wave-front measurement performance is thus limited by the unavoidable differential aberrations between the wavefront sensor and the scientific camera. To reach the level of detectivity required by high-contrast imaging, these differential aberrations must be estimated and compensated for. In this paper, we characterize and experimentally validate a wave-front sensing method that relies on focal-plane data.

Methods. Our method, called COFFEE (for COronagraphic Focal-plane wave-Front Estimation for Exoplanet detection), is based on a Bayesian approach, and it consists in an extension of phase diversity to high-contrast imaging. It estimates the differential aberrations using only two focal-plane coronagraphic images recorded from the scientific camera itself.

Results. We first present a thorough characterization of COFFEE's performance by means of numerical simulations. This characterization is then compared with an experimental validation of COFFEE using an in-house adaptive optics bench and an apodized Roddier & Roddier phase mask coronagraph. An excellent match between experimental results and the theoretical study is found. Lastly, we present a preliminary validation of COFFEE's ability to compensate for the aberrations upstream of a coronagraph.

Key words. instrumentation: adaptive optics, instrumentation: high angular resolution, techniques: image processing, methods: numerical, methods: laboratory, telescopes

1. Introduction

Exoplanet imaging is one of the main challenges in today's astronomy. A direct observation of these planets can provide information on both the chemical composition of their atmospheres and their temperatures. Such observations have recently been made possible (Kalas et al. (2008), Marois et al. (2008), Lagrange et al. (2009)), but only thanks to their high mass or their wide apparent distance from their host star.

Being able to image an object as faint as an extra-solar planet very close to its parent star requires the use of extreme AO (XAO) systems coupled to a high-contrast imaging technique, such as coronagraphy. Instruments dedicated to exoplanet imaging using these two techniques (SPHERE on the VLT, Beuzit et al. (2007), GPI on Gemini North, Macintosh et al. (2008)) are currently being integrated. The performance of such systems is limited by residual speckles on the detector. These speckles, which originate in quasi-static non common path aberrations (NCPA), strongly decrease the extinction provided by the coronagraph and can be difficult to distinguish from an exoplanet. To achieve the ultimate system performance, these aberrations must be measured and compensated for. The current-generation instruments, SPHERE and GPI, respectively rely on phase diversity (Gonsalvez (1982)) and an interferometry approach (Wal-

lace et al. (2010)) to compensate for these NCPA.

Several techniques dedicated to high-contrast imaging system optimization have been proposed for future systems. Some of them rely on a dedicated wave-front sensing hardware (Guyon et al. (2009)), others use scientific focal plane data assuming small aberrations. Speckle nulling iterative techniques (Bordé & Traub (2006), Guyon et al. (2007)) estimate the electric field in the detector plane using at least three images. The technique proposed by Baudoz et al. (2006) relies on a modification of the imaging system, but requires only one image. These techniques aim at minimizing the energy in a chosen area ("Dark Hole"), leading to a contrast optimization on the detector (Trauger et al. (2010), Baudoz et al. (2012)) in a closed loop process.

We have recently proposed a focal-plane wave-front sensor, COFFEE (Sauvage et al. (2012)), which is an extension of conventional phase diversity (Mugnier et al. (2006)) to a coronagraphic system. Since COFFEE uses focal-plane images, it is possible to characterize the whole bench without any differential aberration. This method requires only two focal-plane images to estimate the aberrations upstream of the coronagraph without any modification of the coronagraphic imaging system or assuming small aberrations. COFFEE's principle and its application to the apodized Roddier & Roddier phase mask (ARPM)

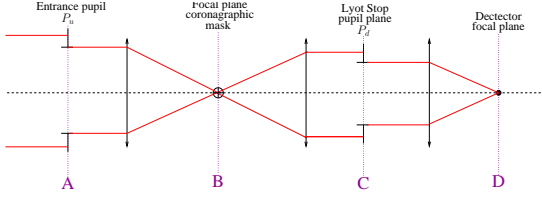


Fig. 1. Coronagraphic imaging instrument: principle

are described in Section 2. In Section 3, we evaluate the quality of NCPA estimation by realistic simulations. In Section 4, we present the experimental results from the laboratory demonstration of COFFEE on an in-house adaptive optics bench (BOA) with an ARPM. Section 5 concludes the paper.

2. COFFEE: principle

2.1. Extension of phase diversity to coronagraphic images

Figure 1 describes the coronagraphic imaging scheme considered in this paper. We consider four successive planes denoted A (circular entrance pupil of diameter D_u), B (coronagraphic focal plane), C (Lyot Stop), and D (detector plane). The optical aberrations are considered as static and introduced in the pupil planes A and C. The coronagraphic device is composed of a focal plane mask located in plane B and a Lyot Stop situated in plane C. No particular assumption is made on the pupil shape or intensity. Thus, the description of COFFEE is compatible with several coronagraphic devices. COFFEE uses two images, i_c^f and i_c^d , recorded on the detector (plane D in Figure 1) that, as in phase diversity, differ from a known aberration, ϕ_{div} , to estimate aberrations both upstream (ϕ_u) and downstream (ϕ_d) of the coronagraph.

Considering the calibration of the instrument with an unresolved object, we use the following imaging model:

$$\begin{aligned} i_c^f &= \alpha \cdot h_{det} \star h_c(\phi_u, \phi_d) + n^f + \beta \\ i_c^d &= \alpha \cdot h_{det} \star h_c(\phi_u + \phi_{div}, \phi_d) + n^d + \beta \end{aligned} \quad (1)$$

where α is the incoming flux, h_c the coronagraphic “point spread function” (PSF) of the instrument (i.e. the response of a coronagraphic imaging system to a point source), h_{det} the known detector PSF, n^f and n^d are the measurement noises, β is a uniform background (offset), and \star denotes the discrete convolution operation. Such an imaging model can be used for any coronagraphic PSF expression h_c . The measurement noises n^f and n^d comprise both photon and detector noises. Because calibration is assumed to be performed with high flux levels, we adopt a non-stationary white Gaussian model, which is a good approximation of a mix of photon and detector noises. Its variance is the sum of the photon and detector noise variances: $\sigma_n^2[t] = \sigma_{ph}^2[t] + \sigma_{det}^2$ (Mugnier et al. (2004)), with t the pixel position in the detector plane. The former can be estimated as the image itself thresholded to positive values, and the latter can be calibrated prior to the observations.

We adopt a maximum *a posteriori* (MAP) approach and estimate the aberrations ϕ_u and ϕ_d , the flux α , and the background β that minimize the neg-log-likelihood of the data, potentially penalized by regularization terms on ϕ_u and ϕ_d designed to enforce smoothness of the sought phases:

$$(\hat{\alpha}, \hat{\beta}, \hat{\phi}_u, \hat{\phi}_d) = \arg \min_{\alpha, \beta, \phi_u, \phi_d} J(\alpha, \beta, \phi_u, \phi_d) \quad (2)$$

where

$$\begin{aligned} J(\alpha, \beta, \phi_u, \phi_d) &= \frac{1}{2} \left\| \frac{i_c^f - (\alpha \cdot h_d \star h_c(\phi_u, \phi_d) + \beta)}{\sigma_n^f} \right\|^2 \\ &+ \frac{1}{2} \left\| \frac{i_c^d - (\alpha \cdot h_d \star h_c(\phi_u + \phi_{div}, \phi_d) + \beta)}{\sigma_n^d} \right\|^2 \\ &+ \mathcal{R}(\phi_u) + \mathcal{R}(\phi_d) \end{aligned} \quad (3)$$

where $\|x\|^2$ denotes the sum of squared pixel values of map x , σ_n^f and σ_n^d are the noise standard deviation maps of each image, and \mathcal{R} is a regularization metric for the phase.

Any aberration ϕ is expanded on a basis $\{Z_k\}$ that is typically either Zernike polynomials or the pixel indicator functions in the corresponding pupil plane: $\phi = \sum_k a_k Z_k$ where the summation is, in practice, limited to the number of coefficients considered sufficient to correctly describe the aberrations. In this paper, the phase is expanded on a truncated Zernike basis. The impact of using a regularization metric with such a basis is studied later in this paper. In the MAP framework, the regularization metrics $\mathcal{R}(\phi_u)$ and $\mathcal{R}(\phi_d)$ are deduced from the assumed *a priori* statistics of ϕ_u and ϕ_d . Assuming these aberrations are zero-mean, Gaussian, and neglecting *a priori* correlations between Zernike modes, we obtain, for an estimation performed on N Zernike modes:

$$\mathcal{R}(\phi_x) = \frac{1}{2} \mathbf{a}_x^t R_{a_x}^{-1} \mathbf{a}_x = \frac{1}{2} \sum_{k=1}^N \frac{a_{x_k}^2}{\sigma_{x_k}^2}, \quad (4)$$

where $\sigma_{x_k}^2$ is the assumed phase variance per Zernike mode, R_{a_k} the covariance matrix, and \mathbf{a}_x a N element vector containing the estimated Zernike coefficients a_{x_k} . Here x is either u (upstream) or d (downstream).

The minimization of metric $J(\alpha, \beta, \phi_u, \phi_d)$ of Eq.(3) is performed by means of a limited memory variable metric (BFGS) method (Press et al. (2007), Thiébaud (2002)), which is a fast quasi-Newton type minimization method. It uses both gradients $\frac{\partial J}{\partial \phi_u}$ and $\frac{\partial J}{\partial \phi_d}$. Flux α and offset β are analytically obtained using gradients $\frac{\partial J}{\partial \alpha}$ and $\frac{\partial J}{\partial \beta}$ (implementation details, including gradient expressions, can be found in Appendix A).

Sauvage et al. (2012) established that a suitable diversity phase ϕ_{div} for COFFEE was a mix of defocus and astigmatism: $\phi_{div} = a_4^{div} Z_4 + a_5^{div} Z_5$ with $a_4^{div} = a_5^{div} = 80$ nm RMS, introduced upstream of the coronagraph. We therefore use this diversity phase in the following.

2.2. Coronagraphic imaging model

The imaging model used by COFFEE in the criterion minimization (equation (3)) requires a coronagraphic PSF expression. In this paper, we use the analytical coronagraphic imaging model developed by Sauvage et al. (2010), whose formalism is developed in this section, where \mathbf{r} is the pupil plane position vector, r its modulus, and γ the focal plane position vector. The entrance pupil function $P_u(\mathbf{r})$ is such that:

$$P_u(\mathbf{r}) = \Pi\left(\frac{2r}{D_u}\right) \Phi(\mathbf{r}) \quad (5)$$

with $\Pi\left(\frac{2r}{D_u}\right) = 1$ for $r \leq \frac{D_u}{2}$, pupil entrance diameter, 0 otherwise, and Φ is an apodization function. In this paper,

we consider that the impact of amplitude aberrations is negligible, which is a reasonable assumption for a ground-based, high-contrast imaging system such as SPHERE. Considering only static aberrations (no residual turbulent aberrations), the electric field Ψ_A in the entrance pupil plane can be written as

$$\Psi_A(\mathbf{r}) = P_u(\mathbf{r})e^{j\phi_u(\mathbf{r})}, \quad (6)$$

The field amplitude $\Psi_B(\gamma)$ in plane B can be calculated, following [Sauvage et al. \(2010\)](#), using the analytical coronagraphic imaging model (which is called “perfect coronagraph model” hereafter):

$$\Psi_B(\gamma) = \text{FT}^{-1}(\Psi_A(\mathbf{r})) - \eta_0 \text{FT}^{-1}(P_u(\mathbf{r})), \quad (7)$$

where η_0 is the scalar that minimizes the outcoming energy from focal plane B, whose analytical value is given by

$$\eta_0 = \frac{1}{\mathcal{N}} \iint_S \Psi_A^*(\mathbf{r}) P_u(\mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (8)$$

where

$$\mathcal{N} = \iint_S P_u^*(\mathbf{r}) P_u(\mathbf{r}) d\mathbf{r}. \quad (9)$$

It is worthy mentioning that η_0 is the exact definition of the instantaneous Strehl ratio given by [Born & Wolf \(1989\)](#). One can notice that $\eta_0 = 1$ when there is no aberration upstream of the coronagraph ($\phi_u(\mathbf{r}) = 0$), so that $\Psi_B = 0$ in such a case. No aberration in the entrance pupil leads to no outcoming energy from plane B, and thus to a perfect extinction in the detector plane D.

Propagating the wave from plane B (Eq. (7)) to plane D, we can write the electric field $\Psi_D(\gamma)$ in the detector plane:

$$\Psi_D(\gamma) = \text{FT}^{-1} \left\{ P_d(\mathbf{r}) e^{j(\phi_u(\mathbf{r}) + \phi_d(\mathbf{r}))} \right\} - \eta_0 \text{FT}^{-1} \left\{ P_d(\mathbf{r}) e^{j\phi_d(\mathbf{r})} \right\}, \quad (10)$$

where $P_d(\mathbf{r})$ is the Lyot stop pupil function: $P_d(\mathbf{r}) = \Pi\left(\frac{2\mathbf{r}}{D_d}\right) P_u(\mathbf{r})$, with D_d the Lyot stop pupil diameter ($D_d \leq D_u$). For the sake of simplicity, we omit the spatial variables \mathbf{r} and γ in the following. The coronagraphic PSF of the instrument, denoted by h_c , is the square modulus of Ψ_D :

$$h_c(\phi_u, \phi_d) = \left| \text{FT}^{-1}(P_d e^{j(\phi_u + \phi_d)}) - \eta_0 \text{FT}^{-1}(P_d e^{j\phi_d}) \right|^2. \quad (11)$$

In this paper, this expression of the coronagraphic PSF is the one used by COFFEE for estimating ϕ_u and ϕ_d ; i.e., Eq. (11) is inserted into the imaging model (Eq. (1)) used in the criterion minimization described in Eq. (3).

As described by [Sauvage et al. \(2010\)](#), this model, which analytically describes the impact of a coronagraph in an imaging system, considers that the coronagraph removes the projection of the incoming electric field on an Airy pattern, represented by the parameter η_0 (Eq. (8)). Since it does not assume small aberrations, it can be used for any wave-front error upstream of the coronagraph. The quality of the fit of this analytical imaging model with the ARPM coronagraph is discussed later in this paper (Section 3.5).

Simulation	
image size	$93 \times 93 \frac{\lambda}{D}$ (128×128 pixels, oversampling factor: 1.38)
Light spectrum	monochromatic ($\lambda = 635$ nm)
Aberration upstream of the coronagraph (ϕ_u)	WFE = 80 nm RMS
Aberration downstream of the coronagraph (ϕ_d)	WFE = 20 nm RMS
Zernike basis used for ϕ_u and ϕ_d simulation	36 Zernike polynomials
Phase estimation: COFFEE	
Zernike basis used for ϕ_u and ϕ_d reconstruction	36 Zernike polynomials
Regularization metric	none

Table 1. COFFEE: simulation parameters used for the performance assessments of sections 3.1, 3.2 and 3.3

3. Performance assessment by numerical simulation

The aim of this section is to quantify the impact of each error source on COFFEE’s aberration estimation. Such a study will show COFFEE’s sensitivity to the classical error sources that limit the phase retrieval in a real system (and thus the final extinction of the coronagraph), which will be of high interest in defining COFFEE’s upgrades. Likewise, it will allow us to estimate the accuracy level expected on our AO bench. In this section, we present the evolution of this reconstruction error with respect to the incoming flux (Section 3.1), to the size of the source (Section 3.2), to an error made on the assumed diversity phase used in the reconstruction (Section 3.3), and to the number of Zernike modes used in the reconstruction (Section 3.4). For each error source, coronagraphic images will be computed using the imaging model presented in Eq. (1), using the perfect coronagraph model to calculate the coronagraphic PSF h_c whose expression is given Eq. (11). COFFEE will then perform the phase estimation using these two images. The compatibility of COFFEE with realistic coronagraphic images will be studied as well (Section 3.5) by computing coronagraphic images using a realistic coronagraph model and then running COFFEE to estimate the aberrations both upstream and downstream of the coronagraph.

Table 1 gathers the parameters used for these simulations.

The chosen wave-front error (WFE) values upstream and downstream of the coronagraph for these simulations are typical of the aberrations that will be estimated on our AO bench in Section 4 (so that experimental results can be compared to the following simulations). Since these simulations are performed with a small number of Zernike modes (36), there is no need of regularization metrics in such simulations.

To simulate realistic aberrations, we have considered that the variance per Zernike mode σ_k^2 was decreasing with the radial order $n(k)$ of the considered Zernike mode k ([Noll \(1976\)](#)):

$$\sigma_k^2 \propto \frac{1}{n(k)^2}. \quad (12)$$

This corresponds to a decrease in the static aberration spatial spectrum as $\frac{1}{|\nu|^2}$, where ν is the spatial frequency, which is a common assumption for mirror fabrication errors. To evaluate COFFEE’s performance, we define the reconstruction error ϵ_x

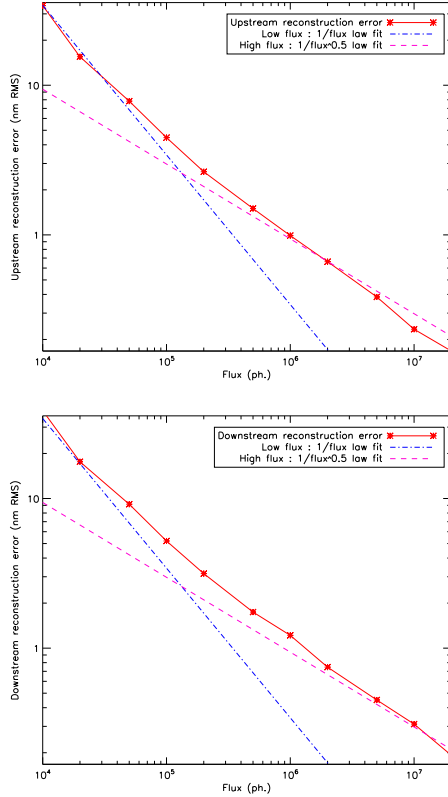


Fig. 2. Aberrations upstream (ϕ_u (WFE = 80 nm), top) and downstream (ϕ_d (WFE = 20 nm), bottom) of the coronagraph: reconstruction error (solid red line) as a function of the incoming flux α . For comparison, $\frac{1}{\alpha}$ (cyan dashed line) and $\frac{1}{\sqrt{\alpha}}$ (magenta dashed line) theoretical behaviours are plotted for detector noise only and photon noise only (respectively).

(x stands for u (upstream) or d (downstream)) as

$$\epsilon = \sqrt{\sum_{k=2}^{N-1} |a_k - \hat{a}_k|^2} \quad (13)$$

with a_k the Zernike coefficients (starting with $k = 2$ corresponding to tilt) used for the simulation, \hat{a}_k the reconstructed Zernike coefficients, and N the number of Zernike modes. In this section, every reconstruction error value is an average value, computed from ten independent simulated phases.

3.1. Noise propagation

The ultimate limitation of an instrument lies in the amount of noise in the images. In Figure 2, we present the reconstruction error for the aberrations upstream (ϕ_u) and downstream (ϕ_d) of the coronagraph with respect to the total incoming flux. Photon noise and detector noise ($\sigma_{\text{det}} = 6 \text{ e}^-$) are added in the coronagraphic images for simulation.

The evolution of the reconstruction error presented in Figure 2 is proportional to $(1/\alpha)$ for the detector noise limited regime (low flux) and to $(1/\sqrt{\alpha})$ for the photon noise limited regime (high flux). In this figure, it can be seen that for an incoming flux $\alpha \geq 10^6$ photons, the reconstruction error ϵ_u for the

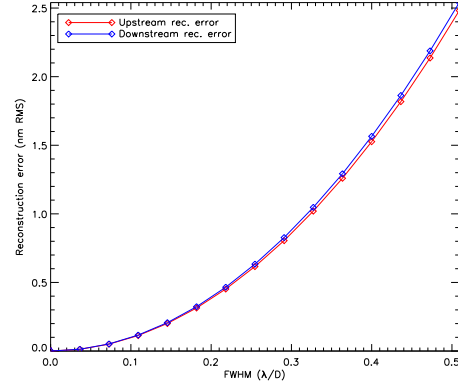


Fig. 3. Error reconstructions upstream (red line) and downstream (blue line) of the coronagraph as functions of the size of the source on the coronagraph.

phase upstream of the coronagraph is smaller than 1 nm RMS. Thus, in a calibration process, where high values of flux ($\geq 10^6$ photons) can be easily reached, COFFEE's performance will not be significantly affected by noise.

It is noteworthy that the results of many similar simulations with various levels of upstream aberrations show that COFFEE's reconstruction error does not depend on the amplitude of the aberrations upstream of the coronagraph, as long as the diversity phase amplitude is larger than the WFE of the aberrations to be estimated.

3.2. Impact of the source size on the reconstruction error

Our imaging model, presented in Section 2.1 (Eq. 1), assumes an unresolved object. Thus, the presence of a real source with a given spatial extension will have an impact on the phase reconstruction, which is quantified here. We consider here a Gaussian-shaped laser source, emitted from a single-mode fiber. Because of the incoming light coherence, it can be represented as a Gaussian amplitude in the entrance pupil plane (where COFFEE assumes a uniform amplitude). Knowing this, coronagraphic images are simulated by considering a small coherent Gaussian-shaped beam ($\text{FWHM} \leq 0.5 \frac{\lambda}{D}$) on the coronagraph, and then processed by COFFEE.

Since the imaging model assumes an unresolved object, both reconstruction errors for the phases upstream and downstream of the coronagraph increase with the FWHM of the coherent object, as showed in Figure 3, but remains low: for an FWHM smaller than $\frac{\lambda}{3D}$, the reconstruction error is indeed sub-nanometric. The size of the laser source will thus definitely not be a limitation for COFFEE: if this error is not negligible in the total error budget, it is possible to include it in the imaging model used by COFFEE (Eq. 1) as a non-uniform (Gaussian) entrance pupil function $P_u(r)$.

3.3. Sensitivity to a diversity phase error

The diversity phase $\phi_{div} = a_4^{div} Z_4 + a_5^{div} Z_5$ has been defined in Section 2.1. This phase ϕ_{div} is one of the inputs that COFFEE needs in order to perform phase retrieval, so it must be calibrated as accurately as possible. To optimize the use of COFFEE, the impact of an error on such a calibration is studied. In this section, we consider that the diversity phase used to

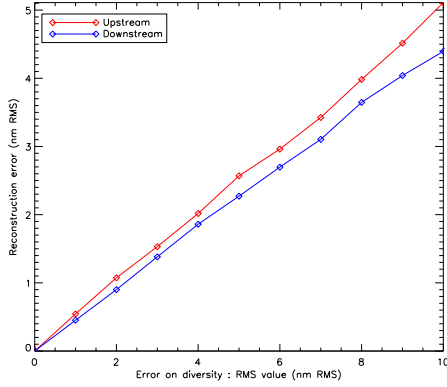


Fig. 4. Error reconstructions upstream (solid red line) and downstream (solid blue line) of the coronagraph as functions of the error on the diversity phase.

create the diversity image is not perfectly known. The coronagraphic simulated diversity image is computed with a diversity phase $\phi'_{div} = \phi_{div} + \phi_{err}$, with ϕ_{err} a randomly generated phase of given RMS value, and COFFEE's phase reconstruction is done considering that the diversity phase is equal to ϕ_{div} . In Figure 4, we see that the reconstruction error increases linearly with the calibration error on the diversity phase, with a slope of 0.5. Thus, the requirement on the calibration precision for the diversity phase is typically the precision wanted for the aberration measurement.

3.4. Impact of aliasing

The phase estimation is performed here on a truncated Zernike basis. In real images (recorded from a bench), some speckles will originate in high-order aberrations. These aberrations, which cannot be fitted by the truncated Zernike basis, will have an impact on the phase estimation, called aliasing error hereafter. Thus, it is necessary to study this aliasing error as a function of the number of Zernike modes used in the phase reconstruction. Here, we generate a phase on a large number of Zernike modes, and compute the corresponding images using the perfect coronagraph model. Aberrations both upstream and downstream of the coronagraph are then estimated by COFFEE using an increasing number of Zernike modes. Since one of the aims of this simulation is to determine the size of the truncated Zernike basis to be used with experimental data recorded on an in-house bench, the noise level in the simulated images corresponds to the one we have on this bench. The total incoming flux is 5×10^6 photons, and the detector noise is $\sigma_{det} = 1 e^-$ per pixel. Parameters used for this simulation are gathered in Table 2. This simulation has been done with and without a regularization metric, so that we can demonstrate the relevance of this metric on phase estimation.

Figure 5 presents the evolution of the reconstruction errors when the number of reconstructed Zernike modes increases. Here, every reconstruction error (Eq. (13)) is calculated on a basis of 350 Zernike modes; thus, the error originates both in high-order aberrations, which are not considered by COFFEE because of the Zernike basis finite size (modelling error), and in the impact of these high-order aberrations on the estimated ones (aliasing). The WFE corresponding to the aberrations that are

Simulation	
image size	$93 \times 93 \frac{\lambda}{D}$ (128×128 pixels, oversampling factor: 1.38)
Light spectrum	monochromatic ($\lambda = 635$ nm)
Aberration upstream of the coronagraph (ϕ_u)	WFE = 80 nm RMS
Aberration downstream of the coronagraph (ϕ_d)	WFE = 20 nm RMS
Zernike basis used for ϕ_u and ϕ_d simulation	350 Zernike polynomials
Incoming flux	5×10^6 photons
noise	photon noise, detector noise ($\sigma_{det} = 1 e^-$)
COFFEE: phase estimation	
Zernike basis used for ϕ_u and ϕ_d reconstruction	from 15 to 275 Zernike polynomials
Regularization metric	With and without

Table 2. COFFEE: simulation parameters for studying the aliasing error.

not estimated by COFFEE (from N to 350, where N varies between 15 and 275 according to Table 2) is called “unmodelled WFE” hereafter.

In the plot of the reconstruction error upstream of the coronagraph evolution (Figure 5, top), one can see that without a regularization metric, the reconstruction error increases for a large number of Zernike modes. An interpretation of this behaviour is the following: because high-order aberrations have a smaller variance, their associated speckle intensity is lower. Thus, owing to the photon and detector noise in the image, the SNR is smaller for these aberrations. Such behaviour leads to a trade-off between aliasing and noise amplification for the optimal number of Zernike modes (Figure 5). The best number of Zernike modes is then a function of the aberrations level (WFE) and spectrum, as well as of the level of noise. The use of a regularization metric allows us to avoid this noise amplification (Figure 5): the reconstruction error roughly reaches a saturation level (rather than growing to very high values). Additionally, the use of regularization reduces the aliasing error, and avoids the need for the difficult and somewhat *ad hoc* choice of number of Zernike modes for the reconstruction.

According to the results presented in Figure 5, we have chosen to estimate the aberrations upstream and downstream of the coronagraph on 170 Zernike modes with the regularization metric of Eq. (4).

3.5. Model mismatch

We have already demonstrated that ARPM images are compatible with the perfect coronagraph model and therefore with COFFEE estimation in Sauvage et al. (2012). The Roddier & Roddier Phase Mask (RRPM) (Roddier & Roddier (1997), Guyon et al. (1999)) consists in a π phase shifting mask slightly smaller than the Airy disk. Additionally, the use of a circular prolate function as entrance pupil apodization Φ_P (ARPM), proposed by Soummer et al. (2003), leads in a perfect case (no aberrations upstream of the coronagraph) to a total suppression of signal in the detector plane. In the simulations presented hereafter, realistic ARPM coronagraphic images are computed following Soummer et al. (2007) to consider an accurate numerical representation of Lyot-style coronagraphs. Then, we use

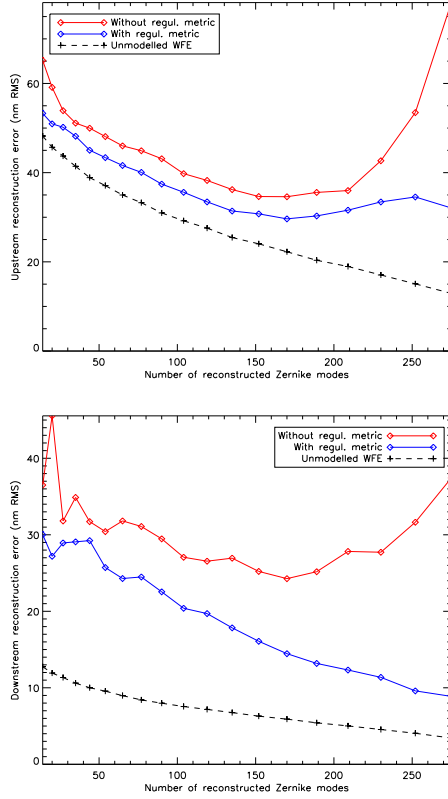


Fig. 5. Error reconstructions upstream (top) and downstream (bottom) of the coronagraph as functions of the number of reconstructed Zernike modes, with a regularization metric (solid blue line) and without (solid red line)

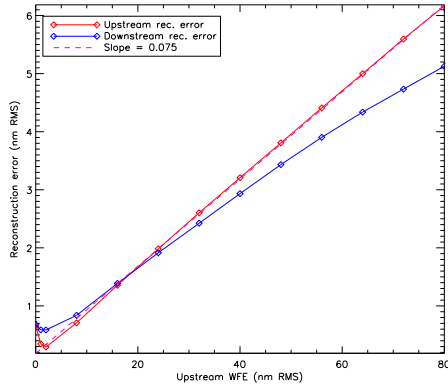


Fig. 6. Error reconstruction upstream of the coronagraph with respect to the WFE of the aberration upstream of the coronagraph

COFFEE to reconstruct both phases upstream and downstream of the coronagraph. Here, when using the formalism developed in Section 2.2, the prolate apodization function Φ_P is included in both simulation and reconstruction imaging models.

Because the perfect coronagraph model is not exactly identical to an ARPM (although their responses to aberrations

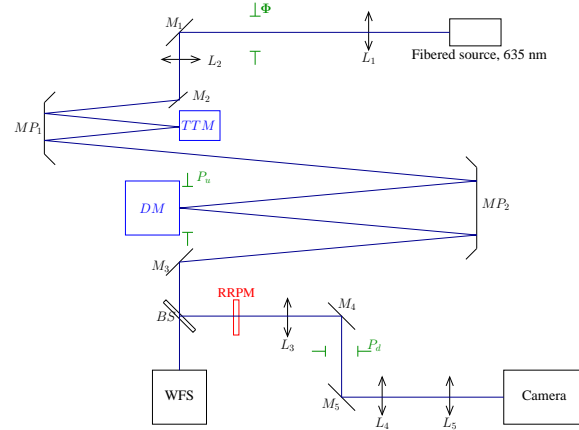


Fig. 7. Adaptive optics testbed schematic representation. M_i : fold mirrors; MP_i : parabolic mirrors; L_i : lenses (doublets); BS: beam splitter; TTM: Tip-Tilt mirror; DM: Deformable mirror; RRPM: coronagraphic focal plane mask; Φ : prolate apodizer; WFS: AO wave-front sensor

is very close), there is a model mismatch in the estimation of aberrations upstream of the coronagraph ϕ_u , which varies linearly with the WFE of ϕ_u , as shown in Figure 6. The model mismatch can thus be quantified as 7.5% of the WFE RMS value of ϕ_u , except for very small WFE (≤ 1 nm RMS), where the variation is non-linear, but remains below 1 nm RMS.

Since the variation in this model mismatch varies linearly with the WFE of ϕ_u , it should not limit the ability to compensate for the aberration upstream of an ARPM using COFFEE as focal plane wave-front sensor (WFS).

4. Laboratory demonstration

In this section we present experimental validations in the coronagraphic phase diversity. These validations are done on the bench BOA, described in Section 4.1. Section 4.2 describes a carefully designed method developed to introduce calibrated static aberrations on the AO bench to be measured with COFFEE. The error made on the measurements of aberrations upstream of the coronagraph (NCPA) is quantified in Section 4.3. Section 4.4 presents the static aberration measurement performance, and Section 4.5 details the procedure for compensating for the measured aberrations.

4.1. Experimental setup

Figure 7 shows the design of our in-house bench. The input beam, emitted from a fibred laser source ($\lambda = 635$ nm) comes through the prolate apodizer Φ , which is in the entrance pupil plane (P_u). The beam is reflected by the tip-tilt mirror (TTM) and then by the deformable mirror (DM, entrance pupil, $D_u = 40$ mm, 6×6 actuators). The beam-splitter sends a fraction of the beam to the AO wave-front sensor (Shack-Hartmann, 5×5 sub-apertures). On the other channel, the light is focused onto a RRPM, whose diameter is $d_c = 18.1 \mu\text{m}$ (angular diameter is $1.06 \frac{\lambda}{D_u}$). After going through the Lyot stop plane (P_d , with $D_d = 0.99D_u$), the beam is focused onto the camera (256×256 pixels images with an oversampling of 2.75, detector noise $\sigma_{\text{det}} = 1 \text{ e}^-$). For faster computations, recorded images are rebinned to 128×128 pixels images with an oversampling of 1.38.

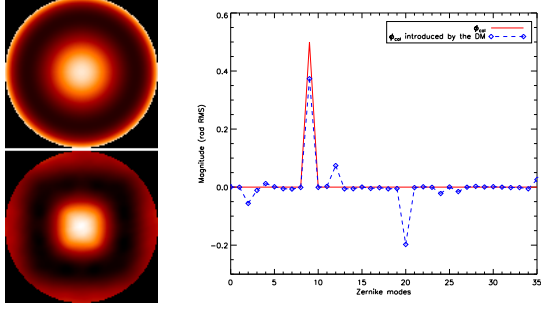


Fig. 8. Introduction of calibrated aberration on BOA: case of a pure spherical aberration. Left: theoretical wave-front (top) and DM introduced wave-front (bottom). Right: corresponding Zernike modes for the theoretical introduced aberration (solid red line) and the DM introduced aberration (dashed blue line).

4.2. Introduction of calibrated aberrations

To evaluate COFFEE's performance, we introduce calibrated aberrations on the bench using a process described in this section. We consider an aberration phase ϕ_{cal} to be introduced on BOA. First, since the phase is represented by the DM with a finite number of actuators (6×6), the introduced aberration will not match the aberration ϕ_{cal} perfectly, as illustrated in Figure 8 in the case of a pure spherical aberration.

Our aim is here to introduce, using the DM, the closest aberration to the aberration ϕ_{cal} . We let F be the DM influence matrix (obtained by calibration); any DM introduced aberration ϕ^{DM} can be described as a set of actuator voltages u ($\phi^{DM} = Fu$). We are thus looking for the set u_{cal} which solves the least-squares problem:

$$u_{cal} = \arg \min_u \|Fu - \phi_{cal}\|^2. \quad (14)$$

The solution of this problem can be written as

$$u_{cal} = T\phi_{cal}, \quad (15)$$

with T the generalized inverse of matrix F . Using the interaction matrix D (resulting from calibration), we can compute the corresponding set of slopes s_{cal} ($s_{cal} = Du_{cal}$), which can then be used to modify the AO loop reference slopes s_{ref} . Thus, closing the AO loop with the reference slopes $s_{ref} + s_{cal}$, we introduce an aberration $\phi_{cal}^{DM} = Fu_{cal} = FT\phi_{cal}$ on the bench, which is the best fit of ϕ_{cal} in the least squares sense.

We also have to consider that the bench BOA presents its own unknown static aberrations ϕ_u^{BOA} and ϕ_d^{BOA} upstream and downstream of the coronagraph (respectively). Thus, if a calibrated aberration ϕ_{cal} is introduced in the entrance pupil, aberrations ϕ_u upstream of the coronagraph will be

$$\phi_u = \phi_{cal} + \phi_u^{BOA}. \quad (16)$$

To get rid of the unknown aberration ϕ_u^{BOA} , we perform a differential phase estimation:

1. We introduce the aberration ϕ_{cal}^{DM} on the bench. A phase $\hat{\phi}_u^+ = \hat{\phi}_{cal}^{DM} + \hat{\phi}_u^{BOA}$ is estimated using focused and diverse images recorded on the camera.
2. The opposite aberration $-\phi_{cal}^{DM}$ is then introduced. A phase $\hat{\phi}_u^- = -\hat{\phi}_{cal}^{DM} + \hat{\phi}_u^{BOA}$ is estimated.

3. The half difference $\hat{\phi}_{cal}^{DM} = \frac{\hat{\phi}_u^+ - \hat{\phi}_u^-}{2}$ is our estimate of ϕ_{cal} .

The first use of this process is to calibrate the diversity phase itself. Since this phase will be introduced using the AO system, the actually introduced diversity phase will not exactly match the theoretical mix of defocus and astigmatism. We introduce the aberrations ϕ_{div} and $-\phi_{div}$ on the bench using the AO system. These two aberrations are then estimated using classical phase diversity (no coronagraph), with a pure defocus of diversity phase introduced using a flat glass plate of known thickness e in a focused beam.

Such a process gives us an accurate estimation of the diversity phase really introduced on the bench, with an estimated accuracy of 4 nm RMS on the introduced aberration. This calibration is then used in COFFEE's estimations performed on experimental images.

4.3. Performance assessment: error budget

From simulations presented in Section 3, we establish an error budget for estimating aberrations upstream of the coronagraph using experimental data:

- ◇ Photon and detector noise error: on the BOA bench, the typical incoming flux is $f_{BOA} = 5 \cdot 10^6$ photons. Knowing that we have photon noise and a detector noise with $\sigma_{det} = 1 \text{ e}^-$, we can evaluate the noise error: $\epsilon_{noise} = 0.9 \text{ nm RMS}$.
- ◇ The diversity phase ϕ_{div} has been calibrated using classical phase diversity, using the process presented in Section 4.2. Such an estimation has been performed with an error of 4.0 nm RMS (value calculated from an error budget evaluated for a classical phase diversity estimation on the BOA bench. Such accuracy has already been obtained on this bench by Sauvage et al. (2007)). According to Section 3.3, this error on the diversity phase leads to an error $\epsilon_{model} = 2.0 \text{ nm RMS}$.
- ◇ The source is a coherent Gaussian-shaped beam whose FWHM is $0.27 \frac{\lambda}{D}$ on the coronagraph. According to the simulations of Section 3.2, this leads to a reconstruction error: $\epsilon_{obj} = 0.7 \text{ nm RMS}$.
- ◇ Residual turbulent speckles, which originate in uncorrected turbulent aberrations, are not included in the imaging model. To measure the impact of these speckle on the reconstruction, several wave-fronts have been successively recorded using a commercial Shack-Hartmann wave-front sensor. From these acquisitions, we calculate the WFE of the residual turbulent phase: $\sigma_{\phi_{turb}} = 1.2 \text{ nm RMS}$. This residual turbulence will create speckles on the detector, which will be considered by COFFEE as originating in NCPA. Thus, the residual turbulence error ϵ_{turb} made by COFFEE is estimated to $\epsilon_{turb} = \sigma_{\phi_{turb}} = 1.2 \text{ nm RMS}$.
- ◇ Aliasing error, which originates in high-order aberrations, has been studied in Section 3.4. For a phase upstream of the coronagraph estimated on $N = 170$ Zernike modes, we have $\epsilon_{aliasing} = 18.3 \text{ nm RMS}$.
- ◇ From simulations, we know that the model mismatch is 7.5% of WFE. For this study, we will not estimate aberrations with a WFE stronger than 80 nm RMS. For such a WFE, the model error is $\epsilon_{model} = 6.0 \text{ nm RMS}$.

As one can see in Table 3, the error budget is mainly driven by the aliasing error. The second most important term is the model mismatch (even though it goes to zero with the WFE).

Error budget	
Noise	$\epsilon_{\text{noise}} = 0.9 \text{ nm RMS}$
Model mismatch	$\epsilon_{\text{model}} = 6.0 \text{ nm RMS}$
Error on diversity	$\epsilon_{\text{div}} = 2.0 \text{ nm RMS}$
Resolved object	$\epsilon_{\text{obj}} = 0.7 \text{ nm RMS}$
Residual turbulence	$\epsilon_{\text{turb}} = 1.2 \text{ nm RMS}$
Aliasing	$\epsilon_{\text{aliasing}} = 18.3 \text{ nm RMS}$
Total error	$\epsilon = \sqrt{\sum_i \epsilon_i^2} = 20.6 \text{ nm RMS}$
Total error per Zernike mode	$\epsilon' = 1.6 \text{ nm RMS per estimated Zernike mode}$

Table 3. COFFEE: error budget for the estimation of an aberration upstream of the coronagraph on BOA.

4.4. Measurement of aberrations upstream of the coronagraph

In this section, we introduce calibrated aberrations on the BOA bench upstream of the coronagraph, and then estimate them with COFFEE in order to evaluate its performance. In the course of this study, we realized that the position of the coronagraphic image on the detector (quantified by the tip-tilt downstream of the coronagraph) is a critical issue. Indeed, it occurred that COFFEE was able to perform phase retrieval only for downstream tip-tilt $[a_2, a_3]$ values within the range $[-100 \text{ nm RMS}; 100 \text{ nm RMS}]$ ($[-\frac{\lambda}{6D}; \frac{\lambda}{6D}]$). To get rid of this constraint, we have developed a method to perform a preliminary estimation of the tip-tilt downstream of the coronagraph. This method, which uses the diversity image, is fully described in Appendix B.

4.4.1. Measurement of tip-tilt upstream of the coronagraph

We present the estimation of a tilt aberration upstream of the coronagraph using COFFEE in this section. Using the AO system, we introduce a tilt aberration by adding a constant value δs_{TT} to the AO wave-front sensor references slopes s_{ref} , and then closing the AO loop on the slopes $s_{\text{ref}} + \delta s_{\text{TT}}$. To accurately calibrate the introduced tilt, for each position, we first estimate the aberrations using classical phase diversity (no coronagraph). Then, the RRPM is put in the focal plane, and the same operation is repeated: for each position, we record two images, and then estimate the aberrations using COFFEE.

From the upstream tilt reconstruction performed by COFFEE (Figure 9), we calculate an average reconstruction error: $\epsilon_{\text{tilt}} = 2.1 \text{ nm}$. Part of this error is due to an error on the estimation of tip-tilt downstream of the coronagraph. An improved estimation has been performed by setting boundaries on the downstream tip-tilt. Its value is evaluated before COFFEE's estimation using the method described in appendix B with the diversity coronagraphic image recorded for a tip-tilt upstream the coronagraph value close to 0 nm RMS (centered coronagraph). Such an estimation process gives us an estimation of tip-tilt downstream of the coronagraph $\{a_2^{\text{do}}, a_3^{\text{do}}\}$ with an accuracy of $\pm 1.5 \text{ nm RMS}$. Using this estimation as the starting value for the minimization, and setting bounds of $\pm 1.5 \text{ nm RMS}$ on it, we processed the same experimental data. This, in turn, results in a better estimation of tilt upstream of the coronagraph (Figure 9), with an average error $\epsilon_{\text{tilt}} = 1.5 \text{ nm}$, which is close to the expected error per Zernike mode given in Section 4.3 ($\epsilon' = 1.6 \text{ nm RMS}$).

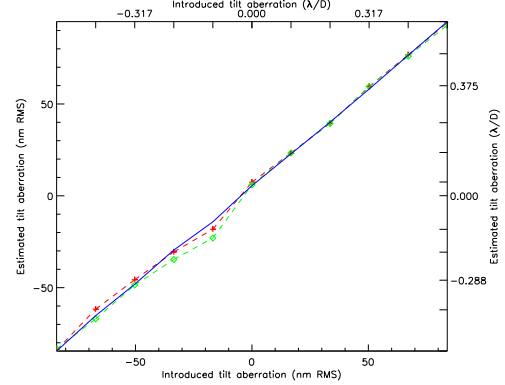


Fig. 9. Estimation of a tilt aberration on BOA: calibration (solid blue line) and COFFEE's estimation with bound on the tip-tilt downstream of the coronagraph (dashed crossed red line) and without boundaries (dashed diamond green line)

4.4.2. NCPA measurements

In this section, we introduce aberrations upstream of the coronagraph. The aberration ϕ_{cal} is expanded on the first 15 Zernike modes (which is the largest number of modes we can properly describe with our $6 \times 6 \text{ DM}$), and then we estimate these aberrations using COFFEE, following the process described in Section 4.2. To take the DM action into account on the introduced phase (illustrated in Figure 8), aberrations ϕ_{cal} are first estimated with classical phase diversity (no phase mask in the coronagraphic focal plane (Sauvage et al. (2007))). This estimation gives us a calibration of the introduced aberration, which is then used to evaluate the accuracy of COFFEE's estimation.

At convergence of the reconstruction, a very good match can be observed between the experimental images and the ones computed for the estimated aberrations (Figure 10, top and middle). This, in turn, results in a very good match between the aberrations measured by COFFEE (Figure 10, right) and the introduced ones (Figure 10, left).

From the experimental phase estimation presented in Figure 10, we compute a reconstruction error between the classical diversity phase calibrated aberration and COFFEE's estimation:

$$\epsilon_{\text{exp}} = 22.5 \text{ nm RMS.} \quad (17)$$

One can notice that this error is close to the expected error budget, i.e. that there is a good match between the performance assessment study carried out in Section 3 and the experimental results presented in this section.

4.5. Low-order NCPA compensation

Lastly, the ability of COFFEE to compensate for the aberrations upstream of the coronagraph is experimented on BOA. In Section 4.4, the aberrations upstream of the coronagraph are expanded on 170 Zernike modes, in order to have the smallest reconstruction error (according to Section 3.4).

As previously mentioned, the compensation on BOA is limited to the 15th Zernike mode. Thus, what is required in a closed loop process is the most accurate estimation of 15 Zernike modes rather than an accurate measurement of every estimated Zernike mode. Using a basis of 36 Zernike modes for the reconstruction is sufficient to give an accurate estimation of the first 15

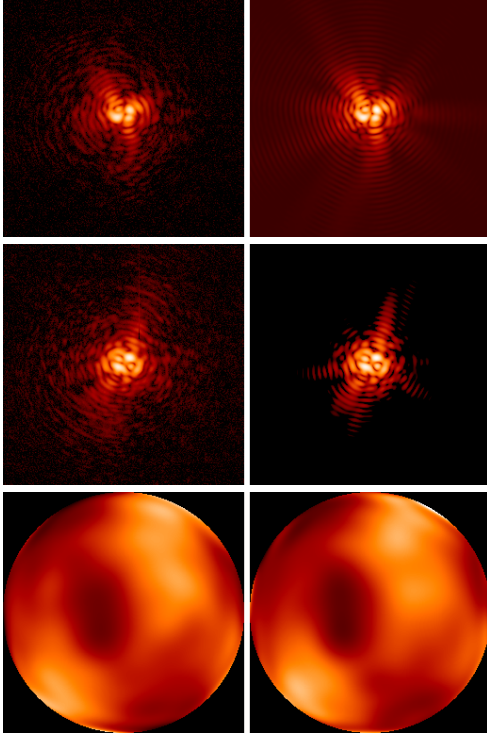


Fig. 10. COFFEE: NCPA estimation of an introduced phase ϕ_{cal} on BOA. Top: for an aberration $+\phi_{cal}$, recorded coronagraphic image from the bench (left) and computed image using the reconstructed aberration $\hat{\phi}_u^+$ (right) (log. scale, same range for both images). Middle: same images for an aberration $-\phi_{cal}$ introduced and a reconstructed aberration $\hat{\phi}_u^-$ (log. scale, same range for both images). Bottom: calibrated introduced aberration (left) and COFFEE estimated aberration (right)

Zernike modes: the aliasing error, which is the most important error source, will mainly degrade the estimation accuracy of the reconstructed high orders (close to Z_{36}).

To demonstrate the ability of COFFEE to be used in a closed loop, we introduce a set of aberrations on the *DM* by modifying the reference slopes, as described in Section 4.2. Then, we use the pseudo-closed loop (PCL) method described in Sauvage et al. (2007). This iterative process has two stages: for the PCL iteration i :

1. acquisition of the focused i_c^f and diverse i_d^f images;
2. estimation of the aberration $\hat{\phi}_u^i$ upstream of the coronagraph;
3. computation of the corresponding reference slopes correction $\delta s = gDT\hat{\phi}_u^i$, where D and T are the interaction and influence matrices defined in Section 4.2 and g is the PCL gain;
4. the AO loop is closed on the modified reference slopes.

The computation time (step 2) varies from 1 minute to 2.5 minutes, allowing us to compensate for quasi-static aberrations upstream of the coronagraph. This compensation process is limited by the estimation accuracy of the first 15 Zernike modes performed by COFFEE, which corresponds to the error budget established in Section 4.3), and by the ability of the *DM* to reproduce a given wave-front. Indeed, the correction introduced

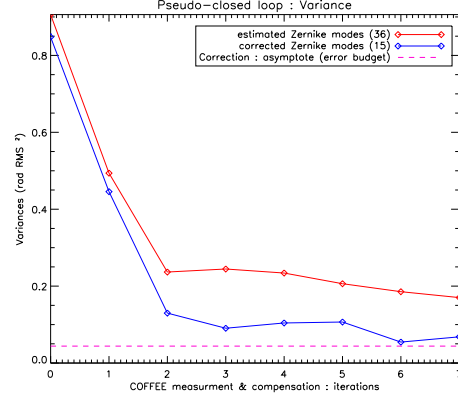


Fig. 11. PCL on the bench BOA ($g_{PCL} = 0.5$): variance of the residual static aberrations upstream of the coronagraph for the 36 COFFEE estimated Zernike modes (solid red line) and the 15 corrected modes (solid blue line). The magenta dashed line represents the ultimate performance one can reach according to the error budget detailed in 4.3

on the bench (step 2 of the PCL process) is the best fit of the estimated phase $\hat{\phi}_u^i$ in the least-square sense (as presented in Section 4.2). The difference between the estimated aberration and the actual introduced correction will thus limit the compensation performance of the PCL process. Considering these two limitations, one can compute the variance σ_{BOA}^2 (for the first 15 Zernike modes) that can be reached on the BOA bench:

$$\sigma_{BOA}^2 = 4.4 \cdot 10^{-2} \text{ rad RMS}^2. \quad (18)$$

The correction and stabilization of the NCPA variance can be seen in Figure 11. One can see that the variance of the 15 corrected Zernike modes reaches the expected asymptotic value σ_{BOA}^2 . This result is the very first demonstration of COFFEE's ability to compensate for aberrations upstream of the coronagraph. A compensation at levels compatible with SPHERE or GPI-like instruments will require the using a *DM* with many more actuators, and working on the reduction of the dominant term of the error budget, which is aliasing.

5. Conclusion

In this paper, we have presented a thorough simulation study (Section 3) and a first experimental validation (Section 4) of the coronagraphic wave-front sensor called COFFEE, which consists mainly in the extension of the phase diversity concept to a coronagraphic imaging system. From the validation and careful performance assessment of COFFEE, we showed that COFFEE is currently limited by the aliasing error, due to high-order aberrations, which are difficult to model with a Zernike basis.

In Section 4, we presented a first experimental validation of COFFEE using an ARPM. We introduced calibrated aberrations upstream of the coronagraph (NCPA), using the AO sub-system, and estimated them with COFFEE. The accuracy we obtained on these estimation shows a very good match with our error budget. Lastly, we used COFFEE in an iterative process to perform a preliminary validation of COFFEE's ability to compensate for the aberrations upstream of the coronagraph.

Several perspectives are currently considered to optimize COFFEE: firstly, in order to minimize the impact of the aliasing error on the phase reconstruction, we plan to perform the phase reconstruction on a pixel-wise map, which is more suitable than a

truncated Zernike basis. Secondly, we would like to improve the imaging model, both to make COFFEE work with other coronagraph than the ARPM and to reduce the model error, which is currently the second most important one, even though it goes to zero with the WFE. Two solutions are considered. In the absence of residual turbulence, an accurate imaging model is obtained by propagating the electric field through each plane of the coronagraphic imaging system (Figure 1) for an arbitrary focal plane coronagraphic mask. Such a method, where no model error needs to be considered, can be used for a laboratory calibration. Alternatively, a more accurate analytical imaging model, which could include a residual turbulent aberration, can be developed. Such a model, which could include a residual turbulent aberration, will ultimately allow us to perform NCPA estimation on images from the sky. These improvements should allow us to estimate and compensate for the aberrations upstream of the coronagraph using COFFEE with a nanometric precision in a closed loop process.

A further perspective is to extend COFFEE to phase and amplitude aberration estimation, in order to create a dark hole region in the coronagraphic image.

Acknowledgements. The authors would like to thank Mamadou N'Diaye, Kjetil Dohlen and Thierry Fusco for stimulating discussions, as well as Marc Ferrari, David Mouillet and Jean-Luc Beuzit for their support, and the Région Provence-Alpes-Côte d'Azur for partial financial support of B. Paul's scholarship. This work has been partially funded by the European Commission under FP7 Grant Agreement No. 266404 Optical Infrared Coordination Network for Astronomy.

Appendix A: Implementation details

COFFEE performs a phase estimation by minimizing a criterion J whose expression is given by equation 3. To estimate ϕ_u and ϕ_d (expanded on a truncated Zernike basis), we need both gradients $\frac{\partial J}{\partial \mathbf{a}_u}$ and $\frac{\partial J}{\partial \mathbf{a}_d}$, where $\mathbf{a}_x = \{a_{x1}, a_{x2}, \dots, a_{xN}\}$ is a vector that contains the Zernike coefficients, for an aberration expanded on N Zernike modes (x is for u (upstream) or d (downstream)). Let us write the numerical expression of J^{foc} , using the notations defined in Section 2.1:

$$J = \frac{1}{2} \sum_t \left| \frac{\mathbf{i}_c^{\text{foc}}[t] - \alpha \mathbf{h}_{\text{det}}[t] \star \mathbf{h}_c^{\text{foc}}[t] - \beta}{\sigma_n^{\text{foc}}[t]} \right|^2 + \frac{1}{2} \sum_t \left| \frac{\mathbf{i}_c^{\text{div}}[t] - \alpha \mathbf{h}_{\text{det}}[t] \star \mathbf{h}_c^{\text{div}}[t] - \beta}{\sigma_n^{\text{div}}[t]} \right|^2 \quad (\text{A.1})$$

$$+ \mathcal{R}_{\phi_u} + \mathcal{R}_{\phi_d}$$

$$= J^{\text{foc}} + J^{\text{div}} + \mathcal{R}_{\phi_u} + \mathcal{R}_{\phi_d}.$$

With t the pixel position in the detector plane. σ_n^{foc} and σ_n^{div} are the noise variance maps. Considering the expression of J , we derive J^{foc} , and then deduce the gradients expressions of J^{div} using a trivial substitution. Expressions of the regularization terms gradients $\frac{\partial \mathcal{R}_{\phi_x}}{\partial \mathbf{a}_x}$ are given by

$$\frac{\partial \mathcal{R}_{\phi_x}}{\partial \mathbf{a}_x} = \mathbf{R}_{\mathbf{a}_x}^{-1} \mathbf{a}_x. \quad (\text{A.2})$$

The calculation of gradients $\frac{\partial J}{\partial \phi_u}$ and $\frac{\partial J}{\partial \phi_d}$ is done following Mugnier et al. (2001): first, we calculate the gradient of J^{f} with respect to the PSF \mathbf{h}_c :

$$\frac{\partial J^{\text{foc}}}{\partial \mathbf{h}_c} = \frac{1}{\sigma_n^{\text{foc}2}} [\alpha \mathbf{h}_{\text{det}} (\alpha \mathbf{h}_{\text{det}} \star \mathbf{h}_c^{\text{foc}} - \mathbf{i}_c^{\text{foc}})]. \quad (\text{A.3})$$

Then, the calculation consists in deriving the gradient of the PSF \mathbf{h}_c with respect to phases $\phi_u[k]$ and $\phi_d[l]$ at pixels k, l in pupils upstream and downstream of the coronagraph, respectively, and applying the chain rule, as already done in a non-coronagraphic case, e.g. in Thiébaud & Conan (1995). The calculation of both gradients $\frac{\partial J^{\text{foc}}}{\partial \phi_u[k]}$ and $\frac{\partial J^{\text{foc}}}{\partial \phi_d[l]}$ gives

$$\begin{aligned} \frac{\partial J^{\text{foc}}}{\partial \phi_u[k]} &= 2\Im \left\{ \psi^*[k] \left[\text{FT} \left(\frac{\partial J^{\text{foc}}}{\partial \mathbf{h}_c^{\text{foc}}} (\Psi - \eta_0 \Psi_d) \right) \right] \right\} [k] \\ &\quad - 2\Re \left(\frac{\partial \eta_0}{\partial \phi_u[k]} \sum_t \frac{\partial J^{\text{f}}}{\partial \mathbf{h}_c^{\text{foc}}} \Psi^* \Psi_d \right) \\ &\quad + \frac{\partial |\eta_0|^2}{\partial \phi_u[k]} \sum_t \frac{\partial J^{\text{f}}}{\partial \mathbf{h}_c^{\text{foc}}} |\Psi_d|^2 \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial J^{\text{foc}}}{\partial \phi_d[l]} &= 2\Im \left((\psi^*[l] - \eta_0^* \psi_d^*[l]) \right. \\ &\quad \times \left. \left\{ \text{FT} \left[\frac{\partial J^{\text{f}}}{\partial \mathbf{h}_c^{\text{foc}}} (\Psi - \eta_0 \Psi_d) \right] \right\} [l] \right). \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

With \Im and \Re the imaginary and real part (respectively), and

$$\begin{aligned} \frac{\partial \eta_0}{\partial \phi_u} &= j \mathbf{P}_u^2 e^{j\phi_u} \\ \psi(\phi_u, \phi_d) &= \mathbf{P}_d e^{j(\phi_u + \phi_d)} \quad \Psi(\phi_u, \phi_d) = \text{FT}^{-1}(\psi) \\ \psi_d(\phi_d) &= \mathbf{P}_d e^{j\phi_d} \quad \Psi_d(\phi_d) = \text{FT}^{-1}(\psi_d). \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

Since the phases are expanded on a Zernike basis, we need the gradients of J^{foc} with respect to the Zernike coefficients a_{xi} of phase ϕ_x . These gradients are given by the expression (Mugnier et al. (2001)):

$$\frac{\partial J^{\text{foc}}}{\partial a_{xi}} = \sum_k \frac{\partial J^{\text{foc}}}{\partial \phi_x[k]} Z_i[k]. \quad (\text{A.7})$$

Flux α and constant background β are also analytically estimated during the minimization, considering that

$$J^{\text{p}}[t] = \frac{1}{2} \sum_t \left| \frac{-\mathbf{i}_c^{\text{p}}[t] + \alpha \mathbf{h}_{\text{det}}[t] \star \mathbf{h}_c^{\text{p}}[t] + \beta}{\sigma_n^{\text{p}}[t]} \right|^2 \quad (\text{A.8})$$

Where p is for “foc” (focused) or “div” (diverse). For the sake of simplicity, we shall omit the variable t . We have

$$\begin{aligned} \frac{\partial J^{\text{p}}}{\partial \alpha} &= \alpha \sum \frac{(\mathbf{h}_{\text{det}} \star \mathbf{h}_c^{\text{p}})^2}{\sigma_n^{\text{p}2}} + \beta \sum \frac{\mathbf{h}_{\text{det}} \star \mathbf{h}_c^{\text{p}}}{\sigma_n^{\text{p}2}} \\ &\quad - \sum \frac{(\mathbf{h}_{\text{det}} \star \mathbf{h}_c^{\text{p}}) \mathbf{i}_c^{\text{p}}}{\sigma_n^{\text{p}2}} \\ \frac{\partial J^{\text{p}}}{\partial \beta} &= \alpha \sum \frac{\mathbf{h}_{\text{det}} \star \mathbf{h}_c^{\text{p}}}{\sigma_n^{\text{p}2}} + \beta \sum \frac{1}{\sigma_n^{\text{p}2}} - \sum \frac{\mathbf{i}_c^{\text{p}}}{\sigma_n^{\text{p}2}} \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

Which gives us, in a matricial form:

$$\begin{pmatrix} \sum \frac{(\mathbf{h}_{\text{det}} \star \mathbf{h}_c^{\text{p}})^2}{\sigma_n^{\text{p}2}} & \sum \frac{\mathbf{h}_{\text{det}} \star \mathbf{h}_c^{\text{p}}}{\sigma_n^{\text{p}2}} \\ \sum \frac{\mathbf{h}_{\text{det}} \star \mathbf{h}_c^{\text{p}}}{\sigma_n^{\text{p}2}} & \sum \frac{1}{\sigma_n^{\text{p}2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum \frac{(\mathbf{h}_{\text{det}} \star \mathbf{h}_c^{\text{p}}) \mathbf{i}_c^{\text{p}}}{\sigma_n^{\text{p}2}} \\ \sum \frac{\mathbf{i}_c^{\text{p}}}{\sigma_n^{\text{p}2}} \end{pmatrix}. \quad (\text{A.10})$$

A simple matrix inversion gives us the analytical estimation of the flux α and the background β for each iteration.

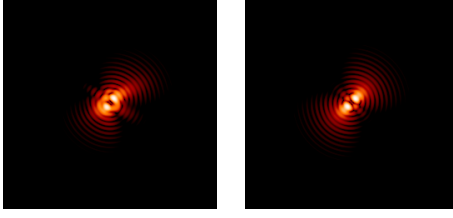


Fig. B.1. Coronagraphic diversity images computed for an aberration $\phi_u + \phi_{div}$ upstream, ϕ_d downstream of (left) and the only diversity aberration ϕ_{div} (right). The shape of both images is mainly driven by diversity aberration.

Appendix B: Tip-tilt estimation downstream of the coronagraph

The tip-tilt downstream of the coronagraph (which represents the image position on the detector) strongly limits COFFEE's performance. Indeed, we determine that the phase estimation was accurate when $-100 \text{ nm RMS} \leq a_i \leq 100 \text{ nm RMS}$, with a_i the Zernike coefficient for tip or tilt ($i \in \{2, 3\}$). Beyond this range, COFFEE is unable to properly estimate both phases ϕ_u and ϕ_d . Such a phenomenon strongly limits COFFEE's performance on a bench, since its utilization requires a restrictive location of the PSF on the detector.

To get rid of this limitation, we have developed a simple and fast method of estimating the tip-tilt downstream of the coronagraph before COFFEE's estimation, based on the diversity image. This image is created by adding a known aberration $\phi_{div} = a_4^{div} Z_4 + a_5^{div} Z_5$ ($a_4^{div} = a_5^{div} = 80 \text{ nm RMS}$) to ϕ_u . Since the amplitude of this aberration is important ($\sigma_{\phi_{div}} = 113 \text{ nm RMS}$), the speckles we have in the coronagraphic diversity image mainly originate in this diversity aberration. This is illustrated in Figure B.1, where we show two diversity images: one computed with randomly generated phases ϕ_u (WFE 30 nm RMS), ϕ_d (WFE 10 nm RMS), and another computed with no aberrations other than the diversity ones.

As one can see in Figure B.1, we can clearly identify the aberrations which originate in the diversity ϕ_{div} . The principle of our method lies in the research of these well-known aberrations (since we know the phase ϕ_{div} we introduce) in the diversity image $i_{c_{th}}^d$ by comparing it with a theoretical diversity image $i_{c_{th}}^d$, calculated with no other aberrations than the diversity ones:

$$i_{c_{th}}^d = h_{det} \star h_c(\phi_{div}, \phi_d = 0). \quad (\text{B.1})$$

The comparison of $i_{c_{th}}^d$ with i_c^d is performed using the method developed by Gratadour et al. (2005), which consists in minimizing the following criterion J_{TT}

$$J_{TT}(x, y) = \left\| \frac{i_c^{div}(x_o, y_o) - i_{c_{th}}^{div}(x_o, y_o) \star \delta(x_o - x, y_o - y)}{\sigma_n^{div}} \right\|^2, \quad (\text{B.2})$$

Where δ is the dirac function. Minimization of J_{TT} gives us the shift $[x_M, y_M]$ between both images. It is then possible to calculate the corresponding tip (a_2) and tilt (a_3) downstream of the coronagraph knowing the image sampling s :

$$a_2 = \frac{\pi}{2s} x_M \quad a_3 = \frac{\pi}{2s} y_M. \quad (\text{B.3})$$

Finally, these estimated tip-tilt values are given to COFFEE as an input of the minimization, and are used as initial values to

begin phase reconstruction. This method performs, on our experimental images, a fast preliminary estimation (~ 1 second for a 256×256 image) of the tip-tilt downstream of the coronagraph with an accuracy of 1.5 nm RMS, which is far enough, compared to the level of accuracy ($\pm 100 \text{ nm RMS}$) required by COFFEE.

References

- Baudoz, P., Boccaletti, A., Baudrand, J., & Rouan, D. 2006, in Proc. IAU Colloquium
- Baudoz, P., Mazoyer, J., Mas, M., Galicher, R., & Rousset, G. 2012, in Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy IV, Vol. 8446, Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.
- Beuzit, J.-L., Feldt, M., Dohlen, K., et al. 2007, in Proceedings of the conference In the Spirit of Bernard Lyot: The Direct Detection of Planets and Circumstellar Disks in the 21st Century., ed. P. Kalas, University of California, Berkeley, CA, USA
- Bordé, P. J. & Traub, W. A. 2006, *Astrophys. J.*, 638
- Born, M. & Wolf, E. 1989, *Principles of Optics* (Pergamon Press)
- Give' on, A., Belikov, R., Shaklan, S., & Kasdin, J. 2007, *Opt. Express*, 15
- Gonsalvez, R. 1982, *Opt. Eng.*, 21
- Gratadour, D., Mugnier, L. M., & Rouan, D. 2005, *Astron. Astrophys.*, 443, 357
- Guyon, O., Matsuo, T., & Angel, R. 2009, *Astrophys. J.*, 693
- Guyon, O., Roddier, C., Graves, J., et al. 1999, *Pub. Astron. Soc. Pacific*, 111
- Kalas, P., Graham, J. R., Chiang, E., et al. 2008, *Science*, 332
- Lagrange, A.-M., Gratadour, D., Chauvin, G., et al. 2009, *Astron. Astrophys.*, 493, L21
- Macintosh, B. A., Graham, J. R., Palmer, D. W., et al. 2008, in *Adaptive Optics Systems*, Vol. 7015, Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.
- Marois, C., Macintosh, B., Barman, T., et al. 2008, *Science*, 322
- Mugnier, L. M., Blanc, A., & Idier, J. 2006, in *Advances in Imaging and Electron Physics*, ed. P. Hawkes, Vol. 141 (Elsevier), 1–76
- Mugnier, L. M., Fusco, T., & Conan, J.-M. 2004, *J. Opt. Soc. Am. A*, 21, 1841
- Mugnier, L. M., Robert, C., Conan, J.-M., Michau, V., & Salem, S. 2001, *J. Opt. Soc. Am. A*, 18, 862
- Noll, R. J. 1976, *J. Opt. Soc. Am.*, 66, 207
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., & Flannery, B. P. 2007, *Numerical Recipes: the art of scientific computing* (Cambridge University Press)
- Roddier, F. & Roddier, C. 1997, *Pub. Astron. Soc. Pacific*, 109
- Sauvage, J.-F., Fusco, T., Rousset, G., & Petit, C. 2007, *J. Opt. Soc. Am. A*, 24, 2334
- Sauvage, J.-F., Mugnier, L., Paul, B., & Villicroze, R. 2012, *Opt. Lett.*, 37, 4808
- Sauvage, J.-F., Mugnier, L. M., Rousset, G., & Fusco, T. 2010, *J. Opt. Soc. Am. A*, 27, A157
- Soummer, R., C. Aime, & Falloon, P. 2003, *Astron. Astrophys.*, 397
- Soummer, R., L. Pueyo, A. Sivaramakrishnan, & Vanderbei, R. 2007, *Opt. Express*, 15
- Thiébaud, E. 2002, in *Astronomical Data Analysis II*, Vol. 4847, Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng., 174–183
- Thiébaud, E. & Conan, J.-M. 1995, *J. Opt. Soc. Am. A*, 12, 485
- Trauger, J., Give' on, A., Gordon, B., et al. 2010, in *Techniques and Instrumentation for Detection of Exoplanets III*, Vol. 6693, Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.
- Wallace, J. K., Burruss, R. S., Bartos, R. D., et al. 2010, in *Adaptive Optics Systems II*, Vol. 7736, Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.

Annexe D

Article Optics Express 2013 : extension myope hauts-ordres de COFFEE

High-order myopic coronagraphic phase diversity (COFFEE) for wave-front control in high-contrast imaging systems.

B. Paul,^{1,2,3,*} L. M. Mugnier,^{1,3} J.-F. Sauvage^{1,3} K. Dohlen^{2,3} and M. Ferrari^{2,3}

¹Onera - The French Aerospace Lab,
F-92322 Chatillon, France

²Aix Marseille Université, CNRS, LAM (Laboratoire d'Astrophysique de Marseille),
UMR 7326, 13388, Marseille, France

³Groupement d'intérêt scientifique PHASE (Partenariat Haute résolution Angulaire Sol et Espace) between Onera, Observatoire de Paris, CNRS, Université Diderot, Laboratoire d'Astrophysique de Marseille and Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble, France

baptiste.paul@onera.fr

Abstract: The estimation and compensation of quasi-static aberrations is mandatory to reach the ultimate performance of high-contrast imaging systems. COFFEE is a focal plane wave-front sensing method that consists in the extension of phase diversity to high-contrast imaging systems. Based on a Bayesian approach, it estimates the quasi-static aberrations from two focal plane images recorded from the scientific camera itself. In this paper, we present COFFEE's extension which allows an estimation of low and high order aberrations with nanometric precision for any coronagraphic device. The performance is evaluated by realistic simulations, performed in the SPHERE instrument framework. We develop a myopic estimation that allows us to take into account an imperfect knowledge on the used diversity phase. Lastly, we evaluate COFFEE's performance in a compensation process, to optimize the contrast on the detector, and show it allows one to reach the 10^{-6} contrast required by SPHERE at a few resolution elements from the star. Notably, we present a non-linear energy minimization method which can be used to reach very high contrast levels (better than 10^7 in a SPHERE-like context).

© 2013 Optical Society of America

OCIS codes: (010.7350) Wave-front sensing, (100.5070) Phase retrieval, (110.1080) Active or adaptive optics, (100.3190) Inverse problems, (350.1260) Astronomical optics.

References and links

1. J.-L. Beuzit, M. Feldt, K. Dohlen, D. Mouillet, P. Puget, J. Antici, P. Baudoz, A. Boccaletti, M. Carbillet, J. Char-ton, R. Claudi, T. Fusco, R. Gratton, T. Henning, N. Hubin, F. Joos, M. Kasper, M. Langlois, C. Moutou, J. Pragt, P. Rabou, M. Saisse, H. M. Schmid, M. Turatto, S. Udry, F. Vakili, R. Waters, and F. Wildi, "SPHERE: A Planet Finder Instrument for the VLT," in "Proceedings of the conference In the Spirit of Bernard Lyot: The Direct Detection of Planets and Circumstellar Disks in the 21st Century.", , P. Kalas, ed. (University of California, Berkeley, CA, USA, 2007).
2. B. A. Macintosh, J. R. Graham, D. W. Palmer, R. Doyon, J. Dunn, D. T. Gavel, J. Larkin, B. Oppenheimer, L. Saddlemyer, A. Sivaramakrishnan, J. K. Wallace, B. Bauman, D. A. Erickson, C. Marois, L. A. Poyneer, and R. Soummer, "the gemini planet imager: from science to design to construction," in "Adaptive Optics Systems," , vol. 7015 (Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng., 2008), vol. 7015.

3. O. Guyon, F. Martinache, V. Garrel, F. Vogt, K. Yokochi, and T. Yoshikawa, "The subaru coronagraphic extreme ao (SCEXAO) system: wavefront control and detection of exoplanets with coherent light modulation in the focal plane," in "Adaptive Optics Systems II," , vol. 7736 (Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng., 2010), vol. 7736.
4. S. Hinkley, B. R. Oppenheimer, N. Zimmerman, D. Brenner, I. R. Parry, J. R. Crepp, G. Vasisht, E. Ligon, D. King, R. Soummer, A. Sivaramakrishnan, C. Beichman, M. Shao, L. C. Roberts Jr., A. Bouchez, R. Dekany, L. Pueyo, J. E. Roberts, T. Lockhart, C. Zhai, C. Shelton, and R. Burruss, "A new high contrast imaging program at palomar observatory," Pub. Astron. Soc. Pacific **123** (2011).
5. R. Soummer, A. Ferrari, C. Aime, and L. Jolissaint, "Speckle noise and dynamic range in coronagraphic images," Astrophys. J. **669** (2007).
6. J.-F. Sauvage, T. Fusco, C. Petit, L. M. Mugnier, B. Paul, and A. Costille, "Focal-plane wave front sensing strategies for high-contrast imaging. experimental validations on SPHERE," in "Adaptive Optics Systems III," , vol. 8447 (Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng., 2012), vol. 8447.
7. J. K. Wallace, R. S. Burruss, R. D. Bartos, T. Q. Trinh, L. A. Pueyo, S. F. Fregoso, J. R. Angione, and J. C. Shelton, "the gemini planet imager calibration wavefront sensor instrument," in "Adaptive Optics Systems II," , vol. 7736 (Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng., 2010), vol. 7736.
8. P. J. Bordé and W. A. Traub, "High constrast imaging from space : speckle-nulling in a low-aberration regime," Astrophys. J. **638** (2006).
9. A. Give'on, R. Belikov, S. Shaklan, and J. Kasdin, "Closed loop, DM diversity based, wave-front correction algorithm for high contrast imaging systems," Opt. Express **15** (2007).
10. J. Trauger, A. Give'on, B. Gordon, B. Kern, A. Kuhnert, D. Moody, A. Niesser, F. Shi, D. Wilson, and C. Burrows, "Laboratory demonstration of high-contrast imaging for space coronagraphy," in "Techniques and Instrumentation for Detection of Exoplanets III," , vol. 6693 (Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng., 2010), vol. 6693.
11. S. J. Thomas, A. A. Give'On, D. Dillon, B. Macintosh, D. Gavel, and R. Soummer, "Laboratory test of application of electric field conjugation image-sharpening to ground-based adaptive optics," in "Adaptive Optics Systems II," , vol. 7736 (Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng., 2010), vol. 7736.
12. P. Baudoz, J. Mazoyer, M. Mas, R. Galicher, and G. Rousset, "Dark hole and planet detection: laboratory results using the self-coherent camera," in "Ground-based and Airborn Intrusmentation for Astronomy IV," , vol. 8446 (Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng., 2012), vol. 8446.
13. P. Baudoz, A. Boccaletti, J. Baudrand, and D. Rouan, "The self-coherent camera : a new tool for exoplanet detection," in "Proc. IAU Colloquium," (2006).
14. J.-F. Sauvage, L. M. Mugnier, B. Paul, and R. Villicroze, "Coronagraphic phase diversity: a simple focal-plane wavefront sensor," Opt. Lett. **37** (2012).
15. B. Paul, J.-F. Sauvage, and L. M. Mugnier, "Coronagraphic phase diversity: performance study and laboratory demonstration," Astron. Astrophys. **552** (2013).
16. W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, and B. P. Flannery, *Numerical Recipes : the Art of Scientific Computing* (Cambridge University, 2007).
17. E. Thiébaud, "Optimization issues in blind deconvolution algorithms," in "Astronomical Data Analysis II," , vol. 4847 (Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng., 2002), vol. 4847, pp. 174–183.
18. K. Dohlen, F. Wildi, J. Beuzit, P. Puget, D. Mouillet, A. Baruffolo, A. Boccaletti, J. Charton, R. Claudi, A. Costille, P. Feautrier, M. Feldt, T. Fusco, R. Gratton, M. Kasper, M. Langlois, D. L. Mignant, J. Lizon, N. Hubin, A. Pavlov, C. Petit, J. Pragt, P. Rabou, S. Rochat, R. Roelfsema, J. Sauvage, and H. Schmid, "Sphere system analysis predictions," (AO4ELT 2, 2011).
19. J.-F. Sauvage, L. Mugnier, T. Fusco, and G. Rousset, "Post processing of differential images for direct extrasolar planet detection from the ground," in "Advances in Adaptive Optics II," , vol. 6272, L. Ellerbroek, B. and D. Bonaccini Calia, eds. (Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng., 2006), vol. 6272.
20. S. Bongard, F. Soulez, E. Thiébaud, and E. Pecontal, "3D deconvolution of hyper-spectral astronomical data," Mon. Not. R. Astr. Soc. **418** (2011).
21. R. Soummer, L. Pueyo, A. Sivaramakrishnan, and R. J. Vanderbei, "Fast computation of lyot-style coronagraph propagation," Opt. Express **15** (2007).
22. L. M. Mugnier, A. Blanc, and J. Idier, "Phase diversity: a technique for wave-front sensing and for diffraction-limited imaging," in "Advances in Imaging and Electron Physics," , vol. 141, P. Hawkes, ed. (Elsevier, 2006), chap. 1, pp. 1–76.
23. D. J. Lee, M. C. Roggemann, B. M. Welsh, and E. R. Crosby, "Evaluation of least-squares phase-diversity technique for space telescope wave-front sensing," Astrophys. J. **36** (1997).
24. A. Blanc, T. Fusco, M. Hartung, L. M. Mugnier, and G. Rousset, "Calibration of NAOS and CONICA static aberrations. Application of the phase diversity technique," Astron. Astrophys. **399**, 373–383 (2003).
25. I. Mocœur, L. M. Mugnier, and F. Cassaing, "Analytical solution to the phase-diversity problem for real-time wavefront sensing," Opt. Lett. **34**, 3487–3489 (2009).

1. Introduction

Exoplanet imaging is one of the most challenging areas in today's astronomy. The observation of an extremely faint object (the planet) very close to a bright source (the host star) requires the use of an extreme adaptive optics (XAO) system coupled with a high-contrast imaging technique such as coronagraphy. The current generation of instruments dedicated to exoplanets direct imaging (SPHERE on the VLT [1], GPI on Gemini South [2], Subaru SExAO [3] and Palomar P1640 [4]) aim at detecting massive gaseous planets 10^{-6} to 10^{-7} times fainter than their host star. In the future, high-contrast imaging instruments on ground based or space based telescopes will perform observation of Earth-like planets, 10^{-9} to 10^{-10} times fainter than their host star.

The ultimate limitation of a high-contrast imaging instrument lies in its quasi-static aberrations, which originate in imperfections of the optical system such as misalignment or optical surface polishing error. These aberrations, when unseen and thus uncorrected by the AO loop, create long-lived speckles on the detector plane [5], limiting the achievable contrast. Besides, unlike the signal which originates in the residual turbulence (averaged in a long exposure image), these speckles can easily be mistaken for a planet. Thus, to reach the ultimate performance of the imaging system, one must be able to compensate for these aberrations. To perform such a compensation, SPHERE relies on phase diversity [6] to reach a contrast of 10^{-6} , whereas GPI relies on an interferometric approach [7] for an aimed contrast of 10^{-7} on the detector.

Several techniques dedicated to this compensation have been proposed. Closed loop methods, which assume small aberrations ([8–12]), estimate the electric field in the detector plane using at least three images. The technique proposed by Baudoz *et al.* [13] relies on a modification of the imaging system, but requires only one image. We note that this approach, based on the analysis of fringed speckles, requires a $\sqrt{2}$ oversampling of the coronagraphic images to properly sample the interference fringes. These techniques aim at minimizing the energy in a chosen area ("Dark Hole"), leading to a contrast optimization on the detector in a closed loop process.

The focal plane wave-front sensor we have proposed [14], called COFFEE (for COrona-graphic Focal-plane wave-Front Estimation for Exoplanet detection), requires only two focal-plane images to estimate the aberrations both upstream and downstream of the coronagraph without any modification of the coronagraphic imaging system or assuming small aberrations. In a previous study [15], we presented COFFEE's early performance and limitations, detailed below, as well as its sensitivity to a realistic experimental environment. In this paper, we present a high order extension of COFFEE and its performance evaluation in a compensation process, in the framework of the quasi-static aberration calibration of a ground-based instrument such as SPHERE. Section 2 presents the modifications that allows COFFEE to overcome its previous limitations [15], allowing an estimation of high order aberrations with nanometric precision for any coronagraphic device. Section 3 presents the noise sensitivity of this extended version of COFFEE using realistic SPHERE-like simulations. The choice of a suitable diversity phase to use is also discussed in this section. Knowing that in a real system, such a diversity phase will not be perfectly introduced, we present, in Section 4, an original approach, hereafter called "myopic", which significantly improves COFFEE's robustness to an imprecise knowledge of the diversity phase. Finally, in Section 5, we describe the different compensation processes which can be used with COFFEE. In particular, we present a method of energy minimization in the detector plane that allows the creation of a Dark Hole without any small aberration assumption. Unlike other energy minimization methods [8–12], the one we propose does not rely on the calibration of an interaction matrix, which is sensitive to the position of the coronagraphic image on the detector. This new dark hole method can thus be used on any high contrast instrument without a repetitive dedicated calibration step.

In the SPHERE baseline design, quasi-static aberrations are measured with conventional phase diversity [6] (no coronagraph), which is unable to sense high-order aberrations to a nanometric level. As a result, this high contrast imaging instrument performance will be limited by high-order phase aberrations and not by amplitude aberrations (amplitude variations in a pupil plane). Consequently, the latter are not considered in the simulations presented herein and are currently not estimated by COFFEE.

2. Aberrations estimation with COFFEE

COFFEE is based on an inverse problem approach: it estimates the aberrations both upstream and downstream of the coronagraph using two focal-plane images that differ from a known aberration. As described in [15], the two main error sources of the first version of COFFEE have been shown both by simulations and experimentally to be aliasing and modelling error. The former was due to the use of a Zernike basis and prevented COFFEE from estimating high order aberrations. Moreover, the estimation of these high order aberrations is mandatory to optimize the contrast in the detector far from the optical axis (between a few λ/D and $20 \lambda/D$ in the case of the SPHERE instrument).

The latter was originating in the image formation model used by COFFEE. The estimations were indeed performed using a perfect coronagraph model, and thus limited by a model error. In practice, COFFEE's use was limited to the apodized Roddier & Roddier coronagraph.

In this Section, we present COFFEE's modifications that allows to get rid of these two limitations. Section 2.1 describes the modification of the maximum *a posteriori* (MAP) approach on which COFFEE is based, which includes a modification of the basis used for the aberration estimation, now composed of pupil indicator functions (pixels). Such a basis, used with a dedicated regularization metric described in Section 2.2, allows COFFEE to estimate high-order aberrations. Besides, thanks to the modification of the imaging model, described in Section 2.3, COFFEE is now able to perform the estimation for any coronagraphic device.

2.1. Criterion expression

Most of the notations of this article are coherent with [14, 15]. We consider a coronagraphic imaging system made of four successive planes denoted by A (circular entrance pupil of diameter D_u), B (coronagraphic focal plane), C (Lyot Stop), and D (detector plane). The optical aberrations are considered as static and introduced in pupil planes A and C. The coronagraphic device is composed of a focal plane mask located in plane B and a Lyot Stop in plane C. No particular assumption is made on the pupil shape or intensity, which can be calibrated using data recorded from the instrument. We note that this model does not consider out of plane aberrations and the corresponding amplitude aberrations (which originate in Fresnel effect), but as said previously, we consider in this paper the case of a ground based instrument (such as SPHERE) limited by phase aberrations.

COFFEE requires only two images i_c^{foc} and i_c^{div} recorded on the detector (plane D) that, as in phase diversity, differ from a known aberration ϕ_{div} , to estimate aberrations both upstream (ϕ_u) and downstream (ϕ_d) of the coronagraph.

In this paper, we consider the case of the instrument calibration, assumed to be performed at high signal to noise ratio (SNR) value, with a monochromatic source, emitted from a single-mode laser fiber. Since the impact of the source finite size on the estimation is not significant on the aberrations estimation [15], we consider here that this calibration is performed with an unresolved object, and use the following imaging model :

$$\begin{aligned} i_c^{\text{foc}} &= \alpha_{\text{foc}} h_{\text{det}} \star h_c(\phi_u, \phi_d) + n_{\text{foc}} + \beta_{\text{foc}} \\ i_c^{\text{div}} &= \alpha_{\text{div}} h_{\text{det}} \star h_c(\phi_u + \phi_{\text{div}}, \phi_d) + n_{\text{div}} + \beta_{\text{div}} \end{aligned} \quad (1)$$

where α_p is the incoming flux (p is for “foc” or “div”), h_c the coronagraphic on axis “point spread function” (PSF) of the instrument (which is the response of a coronagraphic imaging system to a point source), h_{det} the known detector PSF, n_{foc} and n_{div} are the measurement noises and comprise both detector and photon noises, β_p is a unknown uniform background (offset), and \star denotes the discrete convolution operation.

COFFEE is based on a maximum *a posteriori* (MAP) approach: it estimates the aberrations ϕ_u and ϕ_d as well as the fluxes $\alpha = [\alpha_{\text{foc}}, \alpha_{\text{div}}]$, and the backgrounds $\beta = [\beta_{\text{foc}}, \beta_{\text{div}}]$ that maximize the posterior likelihood $p(\alpha, \beta, \phi_u, \phi_d | i_c^{\text{foc}}, i_c^{\text{div}})$ of the data. For practical issues, it is more convenient (and equivalent) to minimize the opposite of the logarithm of the posterior likelihood, or neg-log-likelihood $J(\alpha, \beta, \phi_u, \phi_d) = -\ln[p(\alpha, \beta, \phi_u, \phi_d | i_c^{\text{foc}}, i_c^{\text{div}})]$ which includes regularization terms $\mathcal{R}(\phi_u)$ and $\mathcal{R}(\phi_d)$ designed to enforce smoothness of the sought phases:

$$(\hat{\alpha}, \hat{\beta}, \hat{\phi}_u, \hat{\phi}_d) = \arg \min_{\alpha, \beta, \phi_u, \phi_d} [J(\alpha, \beta, \phi_u, \phi_d)] \quad (2)$$

where

$$\begin{aligned} J(\alpha, \beta, \phi_u, \phi_d) = & \frac{1}{2} \left\| \frac{i_c^{\text{foc}} - (\alpha_{\text{foc}} h_{\text{det}} \star h_c(\phi_u, \phi_d) + \beta_{\text{foc}})}{\sigma_n^{\text{foc}}} \right\|^2 \\ & + \frac{1}{2} \left\| \frac{i_c^{\text{div}} - (\alpha_{\text{div}} h_{\text{det}} \star h_c(\phi_u + \phi_{\text{div}}, \phi_d) + \beta_{\text{div}})}{\sigma_n^{\text{div}}} \right\|^2 \\ & + \mathcal{R}(\phi_u) + \mathcal{R}(\phi_d) \end{aligned} \quad (3)$$

$\|x\|^2$ denotes the sum of squared pixel values of map x , σ_n^{foc} , and σ_n^{div} are the noise standard deviation maps of each image. The corresponding variances can be computed as a sum of the photon and detector noise variances. The former can be estimated as the image itself thresholded to positive values, and the latter can be calibrated prior to the estimation.

Any aberration ϕ is expanded on a basis $\{b_m\}$. In [15], we showed that the use of a truncated Zernike basis for the reconstruction led to a strong aliasing error, let alone the inability to estimate high frequency aberrations. In this paper, the phase is expanded on pixel indicator functions in the pupil plane: $\phi = \sum_m \phi^m b_m$ (with ϕ^m the value of the m -th pixel in the pupil). Such a basis, used with the proper regularization metrics, will allow COFFEE to estimate high order aberrations and strongly reduce the aliasing error, as shown in the following.

The minimization of metric $J(\alpha, \beta, \phi_u, \phi_d)$ of Eq. (3) is performed by means of a limited memory variable metric (BFGS) method ([16, 17]), which is a fast quasi-Newton type minimization method. It uses the analytical expression of gradients $\frac{\partial J}{\partial \phi_u}$, $\frac{\partial J}{\partial \phi_d}$, $\frac{\partial J}{\partial \alpha}$ and $\frac{\partial J}{\partial \beta}$, which we have calculated, to estimate ϕ_u , ϕ_d , α and β (Implementation details can be found in Appendix A).

Sauvage *et al.* [14] established that a suitable diversity phase ϕ_{div} for COFFEE was a mix of defocus and astigmatism: $\phi_{\text{div}} = a_4^{\text{div}} Z_4 + a_5^{\text{div}} Z_5$ with $a_4^{\text{div}} = a_5^{\text{div}} = 0.8$ rad RMS, introduced upstream of the coronagraph. In this paper, such a diversity phase will be used for a start; the optimal phase diversity to be used with COFFEE will be discussed later.

2.2. Regularization metric

The use of a pixel basis for the phase reconstruction is required for COFFEE to estimate high order aberrations. However, this leads to a large number of unknowns, which in turn calls for a regularization metric in order to reduce the noise sensitivity. We chose a regularization metric that is based on the available *a priori* knowledge on the quasi-static aberrations. Indeed, they can be reasonably assumed to be Gaussian, homogeneous and thus endowed with a power spectral density (PSD) S_{ϕ_k} (where k stands for u (upstream) or d (downstream)), which is usually

assumed to follow a power law:

$$\begin{cases} S_{\phi_k} \propto \frac{1}{v^n} \\ \langle \phi_k \rangle = 0 \end{cases} \quad (4)$$

with v the spatial frequency and $\langle \phi_k \rangle$ the mean of ϕ_k . The regularization term $\mathcal{R}(\phi_k)$ can thus be written as:

$$\mathcal{R}(\phi_k) = \frac{1}{2} \sum_v \frac{|\mathcal{F}[\phi_k](v)|^2}{S_{\phi_k}(v)}, \quad (5)$$

where \mathcal{F} represent the Fourier transform operation. In order to be able to cope with any pupil shape, we implement this metric in direct space rather than Fourier space as follows; for $n=2$ in Eq. (4), we obtain:

$$\mathcal{R}(\phi_k) = \frac{\mu_k}{2} \|\nabla \phi_k(r)\|^2. \quad (6)$$

And for $n=4$ in Eq. (4),

$$\mathcal{R}(\phi_k) = \frac{\mu_k}{2} \|\Delta \phi_k(r)\|^2. \quad (7)$$

Here, r denotes the pupil plane position which will be omitted in the following for the sake of simplicity. ∇ and Δ represent the gradient and the Laplacian operators, respectively. The balance parameter μ_k will be called “hyperparameter” hereafter. For both cases, derivatives $\nabla \phi_k$ and $\Delta \phi_k$ are computed as finite differences between neighboring points, and summations are limited to points whose computation requires only pixels inside the pupil. In this paper, we consider a PSD decrease as $1/v^2$ ($n = 1$ in Eq. (4)), which corresponds to a classical assumption for optical surface polishing errors, according to K. Dohlen *et al.* [18], who measured and characterized the PSD of the SPHERE optical system. Additionally, identification between Eqs. (5) and (6) yields the analytic value of the hyperparameter μ_k :

$$\mu_k = \frac{1}{\sigma_{\nabla \phi_k}^2}, \quad (8)$$

where $\sigma_{\nabla \phi_k}^2$ is defined as $\sigma_{\nabla \phi_k}^2 = \sigma_{\nabla_x \phi_k}^2 + \sigma_{\nabla_y \phi_k}^2$, with $\sigma_{\nabla_x \phi_k}^2$ and $\sigma_{\nabla_y \phi_k}^2$ the variances of $\nabla(\phi_k)$ in directions x and y , respectively. The fact that the hyperparameter is given by Eq. (8) stems from the assumption that the phase ϕ_k is statistically homogeneous, and is whitened by the differentiation in Eq. (6) [19, 20]. One can notice that $\sigma_{\nabla \phi_k}^2$ can be analytically computed from S_{ϕ_k} and the phase variance $\sigma_{\phi_k}^2$. Thus, this regularization does not require any manual tuning.

2.3. Coronagraphic image formation model

To perform the minimization of criterion J in Eq. (3), the image formation model used by COFFEE (Eq. (1)) requires the expression of a coronagraphic PSF h_c . Let r be the pupil plane position vector and γ the focal plane position vector. the entrance pupil function P_u is such that:

$$P_u(r) = \Pi\left(\frac{2r}{D_u}\right) \Phi(r), \quad (9)$$

with Π the disk of unit radius, D_u the entrance pupil diameter, and Φ a known apodization function. The electric field in the entrance pupil can be written as:

$$\Psi_A(r) = P_u(r) e^{j\phi_u(r)}. \quad (10)$$

The electric field in the detector plane Ψ_D is obtained by propagating Ψ_A through each plane of the coronagraphic imaging system: the signal is first focused on the coronagraphic focal

plane mask \mathcal{M} ; then, the electric field is propagated through the Lyot Stop pupil $P_d(r)$ ($P_d(r) = \Pi(2r/D_d)$ with D_d the Lyot Stop pupil diameter). The electric field in the detector plane Ψ_D can thus be written as:

$$\Psi_d(\gamma) = \mathcal{F}^{-1} \left\{ \mathcal{F} \left[\mathcal{F}^{-1}(\Psi_A(r)) \mathcal{M} \right] P_d(r) e^{j\phi_d(r)} \right\}, \quad (11)$$

where \mathcal{F}^{-1} is the inverse Fourier transform operation. For the sake of simplicity, spatial variables r and γ will be omitted in the following.

The coronagraphic PSF h_c is the square modulus of Ψ_D :

$$h_c = \left| \mathcal{F}^{-1} \left\{ \mathcal{F} \left[\mathcal{F}^{-1}(\Psi_A) \mathcal{M} \right] P_d e^{j\phi_d} \right\} \right|^2 \quad (12)$$

In Eq. (12), \mathcal{M} can easily be adapted to represent any coronagraphic device, allowing COFFEE to be used with a broad class of high contrast imaging instruments.

3. Performance evaluation

This Section presents the performance of the new extension of COFFEE presented in Section 2. Section 3.1 gathers the different parameters used for these simulations. In Section 3.2, the impact of the noise on COFFEE's estimation is quantified, while the optimal phase diversity ϕ_{div} to be used with COFFEE is studied in Section 3.3. Section 3.4 presents COFFEE's sensitivity to a difference between the prior assumed in the phase reconstruction and the true phase.

3.1. Parameters and criteria

Table 1 gathers the parameters used for the simulations presented in this section:

image size	$64 \times 64 \frac{\lambda}{D}$ (128×128 pixels, Shannon-sampled)
Light spectrum	Monochromatic, wavelength $\lambda = 1589$ nm
Entrance pupil	$D_u = 64$ pixels
Lyot stop pupil	$D_d = D_u$
Aberration upstream of the coronagraph (ϕ_u)	$\text{WFE}_u = 50$ nm RMS
Aberration downstream of the coronagraph (ϕ_d)	$\text{WFE}_d = 20$ nm RMS
Coronagraph	Apodized Lyot Coronagraph (ALC), focal plane mask angular diameter $d = 4.52\lambda/D$

Table 1. COFFEE: simulation parameters

These parameters have been chosen so that the following simulations are representative of the SPHERE instrument. The chosen coronagraph (ALC) is the one designed for the considered wavelength on SPHERE, and the apodization function used in the image formation model (Figure 1) is the one designed for this coronagraph. In this paper, we consider the case of a high-contrast imaging instrument calibration prior to the scientific observation, so a monochromatic source is considered. It is worth mentioning that COFFEE could easily be adapted to polychromatic images, although such a study is beyond the scope of this paper. Such an adaptation would require a modification of the image formation model (Eq. (1)), in which a polychromatic coronagraphic PSF would be computed from several monochromatic PSF for different wavelengths. In order to properly model the ALC coronagraph, the coronagraphic PSF h_c (Eq. (12)) is computed using the method developed by R. Soummer *et al.* [21]. This approach allows an accurate numerical representation of Lyot-style coronagraphs by accurately sampling the coronagraphic

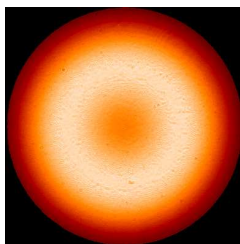


Fig. 1. Apodized Lyot coronagraph: apodization function used in this paper, computed from an experimental image recorded on SPHERE

focal plane mask, which can hardly be done using the common Fast Fourier Transform (FFT) algorithm. Such an operation would indeed require the manipulation of very large arrays.

For each simulation, coronagraphic images are computed from randomly generated aberrations ϕ_u and ϕ_d using the imaging model presented in Eqs (1) and (12). Using these two images, COFFEE performs the phase estimation by minimizing criterion J of Eq. (3).

In order to quantify the reconstruction accuracy, we define the reconstruction error ε_k as the RMS value of $\phi_k - \hat{\phi}_k$, where k is either u (upstream) or d (downstream), ϕ_k is the simulated aberration and $\hat{\phi}_k$ its estimation made by COFFEE. In this Section, every reconstruction error value is an average value, computed from ten independent randomly generated phases to make sure that the result obtained is independent of the phase realization. The PSD S_ϕ of each generated phase is such that $S_\phi \propto 1/\nu^2$.

3.2. Noise propagation

The ultimate limitation of the estimation performed by COFFEE lies in the propagation of noise present in the images. As mentioned in Section 2.2, the use of a suitable regularization metric ensures the smoothness of the phase, limiting the propagation of the noise from the images to the estimated aberrations. In this Section, we first demonstrate that the analytic value of the regularization metric hyperparameter (see Section 2.2) is the one that gives the smallest reconstruction error. We consider here an incoming flux $\alpha = 10^7$ photons and a read-out noise (RON) of standard deviation $\sigma_{\text{det}} = 5 \text{ e}^-$. This value, slightly higher than the expected RON on a SPHERE-like system, is chosen to strengthen the impact of the hyperparameter value. Besides, photon noise is added in the simulated coronagraphic images. The hyperparameter is here such as $\mu_k = \chi/\sigma_{\nabla\phi_k}^2$, with $\chi \in [10^{-3}; 10^3]$. A reconstruction error value is computed for each value of χ .

Figure 2 shows that the analytic value of the hyperparameter ($\chi = 1$) is the one that gives the smallest reconstruction error for both upstream and downstream aberrations. When the regularization metrics are under balanced ($\chi < 1$), the prior information is not “strong” enough in the minimization to prevent noise propagation in the estimated aberrations. One can notice here that without a regularization metric ($\chi = 0$), the reconstruction error would have been unacceptable. On the other hand, when the regularization metrics are over balanced ($\chi > 1$), their impact is too strong, and prevents the estimation of the high frequency components of ϕ_u and ϕ_d . In the following, considering the result of this simulation, all the estimations performed by COFFEE will be done using the analytic value of the hyperparameter ($\chi = 1$).

In Fig. 3, we present the evolution of the reconstruction errors with respect to the total incoming flux. As previously, photon noise and detector noise ($\sigma_{\text{det}} = 1 \text{ e}^-$) are added in the simulated images used by COFFEE to perform the estimation.

In Fig. 3, one can see that in a low flux regime, both reconstruction errors upstream and

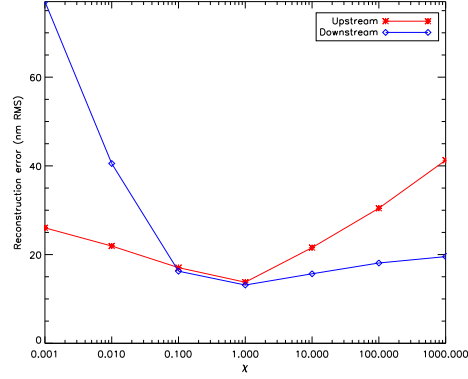


Fig. 2. Regularization metrics : reconstruction error upstream (red line) and downstream (blue line) of the coronagraph as functions of the hyperparameter value

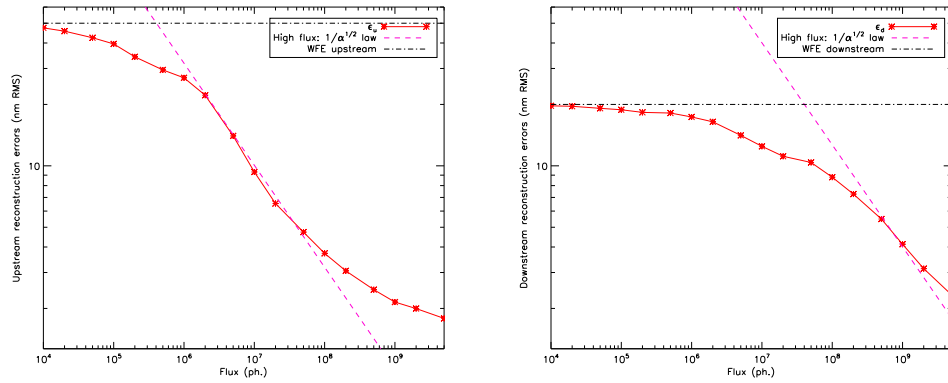


Fig. 3. Reconstruction error (solid red line) upstream (left) and downstream (right) as a function of the incoming flux α . For comparison, $1/\sqrt{\alpha}$ (magenta dashed line) theoretical behaviour is plotted for photon noise only. The dotted-dashed black line represent the WFE value upstream and downstream of the coronagraph.

downstream reach a saturation level, which correspond to the WFE value, rather than becoming arbitrarily large. Such a behaviour originates in the regularization metric: in a low flux regime, the speckles that originate in aberrations upstream of the coronagraph, which are used by COFFEE to estimate the aberrations, can hardly be distinguished from the noise. The less these speckles are visible in the images, the less the corresponding aberrations can be estimated using COFFEE. The limit is reached when no speckles are visible: in such a case, the estimated phase tend to zero and the reconstruction error is equal to the WFE value. Notice that without regularization metric, the reconstruction errors would have been much stronger in a low flux regime, due to noise propagation (as presented in Figure 2, in the case of an under-balanced hyperparameter).

When the flux increases, the reconstruction error evolution is proportional to $1/\alpha$, which correspond to a photon noise limited regime. For very high flux values ($\alpha > 10^9$ photons), the upstream reconstruction error seems to reach another saturation level. We have shown that this saturation, slightly above 1 nm RMS can be attributed to numerical difficulties in the minimization due to the very high dynamic range of the noise variance in the criterion. If it were of practical interest, these difficulties could be solved to reach even better accuracies.

In this paper, we consider the case of a high-contrast imaging instrument calibration, performed off-line prior to the observation with a high SNR value. Thus, considering the noise propagation behaviour presented above, the following simulations will be performed with an incoming flux value $\alpha = 10^9$ photons and a read-out noise (RON) of standard deviation $\sigma_{\text{det}} = 1 \text{ e}^-$.

3.3. Choice of a diversity phase

This section aims at studying the sensitivity of COFFEE to the diversity phase ϕ_{div} , which was until now a mix of defocus and astigmatism: $\phi_{\text{div}} = a^{\text{div}}(Z_4 + Z_5)$ with $a^{\text{div}} = 0.8 \text{ rad RMS}$ (202 nm RMS at $\lambda = 1589 \text{ nm}$), introduced upstream of the coronagraph. This choice has been made following Sauvage *et al.* [14], who demonstrated that for a perfect coronagraph model and low order aberrations, such a diversity phase allowed a suitable criterion shape for the minimization. Indeed, the use of this diversity phase instead of defocus alone enlarges the global minimum, leading to an easier criterion minimization. In this Section, we study the influence of the diversity phase on the reconstruction accuracy more thoroughly and for realistic high order aberrations and coronagraph.

In classical phase diversity (no coronagraph), the optimal diversity phase depends on several parameters such as the signal to noise ratio (SNR), the level of the aberrations and their PSD [22]. A theoretical work, based on the computation of the Cramer-Rao lower bound (following Lee *et al.* [23]) could be performed to determine an optimal diversity phase; however, such a study would assume that there are no local minima in the criterion. Since we know that such minima appears in the criterion when the diversity phase amplitude is small, we adopt, in this section, a more practical approach to determine a suitable diversity phase for an aberration estimation with nanometric precision.

We will consider different diversity phases: a diversity phase composed of defocus alone, $\phi_{\text{div}} = a_{\text{div}}Z_4$, and a diversity phase composed of a mix of defocus and astigmatism, $\phi_{\text{div}} = a^{\text{div}}(Z_4 + Z_5)$. For each diversity phase, the evolution of the reconstruction errors with the diversity phase amplitude a_{div} value will be plotted for 3 different WFE_u value upstream of the coronagraph. The parameters used in this simulation are gathered in Table 1.

Figure 4 shows the evolution of both reconstruction errors upstream and downstream of the coronagraph with respect to the amplitude a^{div} . Here, the reconstruction error is due to noise and to local minima, which are gradually removed when the diversity phase amplitude increases, leading to an improvement of the estimation accuracy. When the diversity phase amplitude

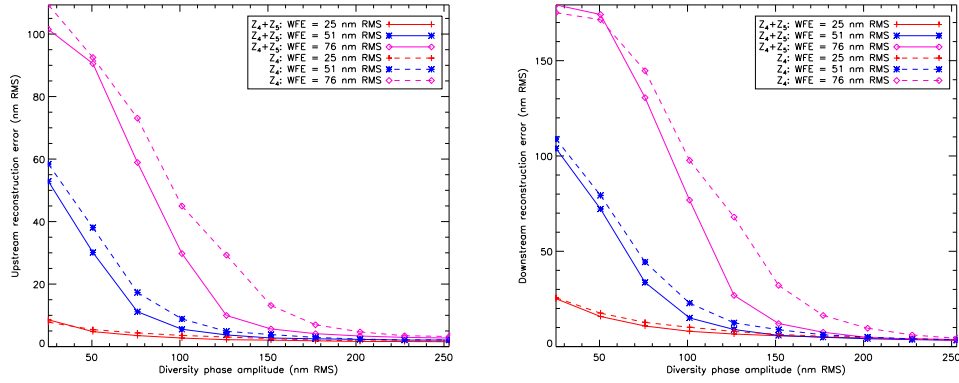


Fig. 4. Reconstruction errors upstream (left) and downstream (right) of the coronagraph as functions of the amplitude a^{div} of a diversity phase composed of defocus only (Z_4 , dashed lines), or composed of a mix of defocus and astigmatism ($Z_4 + Z_5$, solid lines).

a^{div} is high enough, all local minima are removed. Then, the reconstruction error reaches a saturation level which correspond to the level of noise in the images.

One can notice that with a diversity composed of defocus and astigmatism, the reconstruction error decreases faster than in the case of a diversity composed of a defocus alone. In order to have $\epsilon_u < 5$ nm RMS, a_{div} must be greater than $2 \times \text{WFE}_u$ when the diversity is composed of defocus and astigmatism, and greater than $2.5 \times \text{WFE}_u$ when it is composed of defocus alone.

This result confirms what has been shown in a simple case with a perfect coronagraph model [14]: a diversity phase composed of a mix of defocus and astigmatism enlarges the global minimum and pushes away local minima, making criterion J (Eq. (3)) easier to minimize, and thus allowing a more accurate estimation of the aberrations both upstream and downstream of the coronagraph.

3.4. Sensitivity to the *a priori* assumption accuracy

As mentioned in Section 2.2, the *a priori* assumption about the aberration PSD considered by COFFEE is derived from [18]. However, this assumption will not be exact for all optical surface; for instance, the PSD that correspond to the polishing error of the Very Large Telescope primary mirrors follow a $1/v^3$ power law, as demonstrated by Bordé and Traub [8].

In this section, the sensitivity of COFFEE to the validity of the assumed PSD is evaluated: using parameters listed in Table 1, coronagraphic images are computed with aberrations generated with three different power laws: $1/v$, $1/v^2$ and $1/v^3$. Then, using these simulated images, COFFEE perform the aberration estimation assuming a PSD following a $1/v^2$ power law (as described in Section 2.2).

Aberration's PSD	ϵ_u	ϵ_d
$S_{\phi_k} \propto 1/v$	3.08 nm RMS	5.85 nm RMS
$S_{\phi_k} \propto 1/v^2$	2.28 nm RMS	4.09 nm RMS
$S_{\phi_k} \propto 1/v^3$	1.54 nm RMS	3.40 nm RMS

Table 2. Comparison of COFFEE's estimation accuracy when the *a priori* knowledge on the aberration's PSD is not perfectly accurate. As previously, k stands for u (upstream) or d (downstream).

Table 2 shows the results of this evaluation. One can see that COFFEE is not very sensitive to the *a priori* accuracy, since the reconstruction errors remain indeed small when the PSD assumed by COFFEE does not perfectly match the actual PSD.

When S_{ϕ_k} follows a $1/\nu$ power law, we note a slight increase in the reconstruction error. We have checked that, as expected, this increase is due to very high frequencies in the phase which are over-regularized and thus not reconstructed. In the conditions of our simulations, these very high frequencies are actually beyond the spatial frequencies that the DM is able to control, so that in closed loop this HF error on the reconstructed phase would have no impact.

We note that when S_{ϕ_k} follow a $1/\nu^3$ power law, reconstruction errors are lower than when the correct $1/\nu^2$ power law is considered. Again, the reconstruction errors originate mostly in the estimation of the high frequency aberrations, which give birth to lower energy speckle than the low frequency aberrations. When the PSD follows a $1/\nu^3$ power law, the quantity of high frequencies decreases in the aberrations to estimate, leading to an improved reconstruction error.

4. Circumventing calibration errors of the diversity phase: the myopic approach

The value of the diversity phase ϕ_{div} is one of the few inputs COFFEE needs to perform the phase estimation. Thus, an imprecise calibration of ϕ_{div} will lead to an error on the estimated aberration. In the case of classical phase diversity, this error is the one that drives the total error budget [24]. In [15], we demonstrated that an error ε_{div} on the knowledge of ϕ_{div} was leading to a reconstruction error of about $\varepsilon_{\text{div}}/2$ on both upstream and downstream estimated aberrations. Now that both aliasing and model errors have been tackled in COFFEE, the diversity calibration error would be the most important one in the error budget.

The most convenient way to introduce the diversity phase ϕ_{div} on the instrument is to modify the reference slopes of the AO loop to introduce a calibrated aberration, as described in [15]. The accuracy of such a process is thus limited by the DM's ability to achieve a given shape, leading to an error $\varepsilon_{\text{div}}^{\text{DM}}$ on the phase diversity $\phi_{\text{div}}^{\text{DM}}$ actually introduced. As this error will always be present on an AO system (thermal evolution of the DM, ageing of influence functions, inability to re-calibrate them regularly), we have adapted COFFEE to make it able to perform a joint estimation of an error on ϕ_{div} . This approach, called hereafter “myopic estimation”, consist in a slight modification of the criterion J to be minimized (Eq. (3)), in which an additional unknown parameter ϕ_{ε} (called hereafter diversity error phase) is introduced:

$$J(\alpha, \beta, \phi_u, \phi_d, \phi_{\varepsilon}) = \frac{1}{2} \left\| \frac{i_c^{\text{foc}} - (\alpha_{\text{foc}} h_{\text{det}} \star h_c(\phi_u, \phi_d) + \beta_{\text{foc}})}{\sigma_n^{\text{foc}}} \right\|^2 + \frac{1}{2} \left\| \frac{i_c^{\text{div}} - (\alpha_{\text{div}} h_{\text{det}} \star h_c(\phi_u + \phi_{\text{div}}^{\text{cal}} + \phi_{\varepsilon}, \phi_d) + \beta_{\text{div}})}{\sigma_n^{\text{div}}} \right\|^2 + \mathcal{R}(\phi_u) + \mathcal{R}(\phi_d) + \mathcal{R}(\phi_{\varepsilon}), \quad (13)$$

where $\phi_{\text{div}}^{\text{cal}}$ is the calibrated diversity phase: $\phi_{\text{div}} = \phi_{\text{div}}^{\text{cal}} + \phi_{\varepsilon}$. $\mathcal{R}(\phi_{\varepsilon})$ is an optional regularization metric designed to enforce our knowledge that ϕ_{ε} should be small and smooth. Using the gradient $\frac{\partial J}{\partial \phi_{\varepsilon}}$ (whose computation is trivial knowing $\frac{\partial J}{\partial \phi_u}$), COFFEE is able to perform a joint estimation of ϕ_{ε} along with the previously estimated parameters α, β, ϕ_u and ϕ_d .

In this paper, the estimated phases ϕ_u and ϕ_d are expanded on a pixel basis, which allows the estimation of high-order aberrations. However, since the diversity phase is composed of low order aberration, one can expect that the error ϕ_{ε} will be mainly composed of low order aberrations. Thus, in order to optimize COFFEE's performance, the estimation of ϕ_{ε} has been implemented in two different ways:

- ◇ ϕ_e can be expanded on a pixel basis if high-order patterns (such as dead actuators) are expected in the diversity error phase. In this case, the regularization metric $\mathcal{R}(\phi_e)$ used will have the same expression as $\mathcal{R}(\phi_u)$, presented in Section 2.2.
- ◇ If only low order aberrations are expected in ϕ_e , it can be expanded on a truncated Zernike basis, composed of a few Zernike modes (typically up to 5 if ϕ_{div} is composed of defocus (Z_4) and astigmatism (Z_5)). With this basis, which reduces the number of parameters to be estimated, no regularization metric dedicated to ϕ_e is needed.

We validate this myopic approach by a realistic simulation: using parameters gathered in Table 1, we simulate coronagraphic images, and consider that the diversity phase used for the simulation is not perfectly known in the estimation stage. The coronagraphic simulated diversity image is computed with a diversity $\phi_{\text{div}} = \phi_{\text{div}}^{\text{cal}} + \phi_e$, where $\phi_e = a_e(Z_4 + Z_5)$, considering that the amplitude of the phase diversity is not perfectly known. In this simulation, $a_e = 0.04$ rad RMS (10 nm RMS).

COFFEE's phase reconstruction is then performed using both simulated images considering that the diversity phase is equal to $\phi_{\text{div}}^{\text{cal}}$, first without the myopic estimation, then with an estimation of ϕ_e expanded on pixel basis and on a truncated Zernike basis composed of 4 modes: tip, tilt (which allows an estimation of a differential tip-tilt between the two images), defocus and astigmatism.

	\mathcal{E}_u	\mathcal{E}_d
ϕ_e : no estimation	6.92 nm RMS	8.51 nm RMS
ϕ_e : estimation on a pixel-wise map	2.55 nm RMS	5.45 nm RMS
ϕ_e : estimation on 4 Zernike modes	2.64 nm RMS	4.16 nm RMS

Table 3. Comparison of COFFEE estimation accuracy with and without myopic estimation of ϕ_e when the diversity phase is not perfectly known.

The reconstruction errors corresponding to each reconstruction are gathered in Table 3. One can clearly see here that the myopic estimation approach significantly improves the reconstruction accuracy, roughly by a factor 2, allowing an optimal use of COFFEE even when the diversity phase ϕ_{div} is not perfectly known.

The usefulness of this myopic approach will be further illustrated in Section 5.2, where we show that the estimation of an error on the diversity phase allows us to improve the contrast on the detector plane in a compensation process.

5. Closed loop quasi-static aberration compensation using COFFEE

In this Section, we present COFFEE's performance in a closed loop compensation process. We consider here the case of the calibration of a SPHERE-like instrument. Two coronagraphic images are simulated using randomly generated aberrations, whose PSD follows a $1/v^2$ law. Then, using these two simulated coronagraphic images, the aberrations upstream ϕ_u and ϕ_d are estimated using COFFEE.

Once the phase reconstruction is performed, we modify the DM actuator voltages to compensate for the estimated aberrations and thus optimize the contrast in the detector plane. This compensation is performed using two different techniques: in Section 5.1, we use the conventional phase conjugation. In Section 5.2, we minimize the energy in a chosen area in order to optimize the contrast in the selected region of the detector plane. To perform such a compensation, we have developed a method dedicated to high-contrast imaging instruments that does

not rely on any small aberration approximation. These simulations are performed using the parameters gathered in Tables 1 and 4.

Lyot stop pupil	$D_d = 0.96D_u$
Incoming flux	10^9 photons
Detector noise	$\sigma_{\text{det}} = 1 \text{ e}^-$
Deformable mirror (DM)	41×41 actuators, Gaussian-shaped influence functions

Table 4. COFFEE: parameters used for the compensation simulations of Section 5

In order to perform a realistic simulation, we consider here that an error ϕ_e is made on the diversity phase: the coronagraphic diversity image is computed with a diversity phase $\phi_{\text{div}}^{\text{sim}} = \phi_{\text{div}} + \phi_e$. In this section, we consider that $\phi_e = a_e(Z_4 + Z_5)$, with $a_e = 0.04$ rad RMS (10 nm RMS).

COFFEE estimates the aberrations considering that the calibrated diversity phase is equal to ϕ_{div} , and jointly searches for the diversity phase error ϕ_e , as described in Section 4.

5.1. Phase conjugation

Conventional phase conjugation aims at compensating for the aberrations upstream of the coronagraph ϕ_u in an iterative process. After its criterion minimization, COFFEE gives an estimation $\hat{\phi}_u$. The aberrations upstream of the coronagraph at the iteration $i + 1$ are thus given by:

$$\phi_u^{i+1} = \phi_u^i - g\hat{\phi}_u^{\text{DM}}, \quad (14)$$

where g is the gain of the iterative process ($g = 0.5$ in this simulation) and $\hat{\phi}_u^{\text{DM}}$ is the aberration introduced by the DM in the entrance pupil plane. Such an aberration corresponds to the best representation of $\hat{\phi}_u$ achievable by the deformable mirror. Let F be the DM's influence matrix and T its generalized inverse. The aberration introduced by the DM can be computed as follow:

$$\hat{\phi}_u^{\text{DM}} = FT\hat{\phi}_u. \quad (15)$$

Figure 5 presents the result of the simulation of a compensation performed by phase conjugation after 5 iterations of the loop (the average computation time for one loop iteration is 2 minutes). On this figure, one can see that the aberration compensation performed using COFFEE estimation allows a significant improvement in the coronagraphic images (figure 5, left). In particular, the average contrast plot (figure 5, right) shows that after compensation, the performance in the area controlled by the DM ($\pm 20\lambda/D$) is very close to the one that would be obtained from a coronagraphic image computed without aberrations.

We note that the level of contrast reached after compensation presented in Fig. 5 exceeds the SPHERE instrument specification for off-line calibration, which relies on a phase estimation based on classical phase diversity (no coronagraph). In particular, classical phase diversity is not able to estimate high-order frequencies, and thus will not compensate for speckles located beyond $8\lambda/D$. The use of COFFEE, which allows a compensation in the whole area controlled by the DM in the detector plane (as showed in Fig. 5), could thus improve the SPHERE instrument performance.

5.2. Creation of a Dark Hole on the detector

Speckle nulling iterative techniques aim at minimizing the energy in a chosen area of the detector in order to facilitate exoplanet detection in this area, called a ‘‘Dark Hole’’ (DH). To

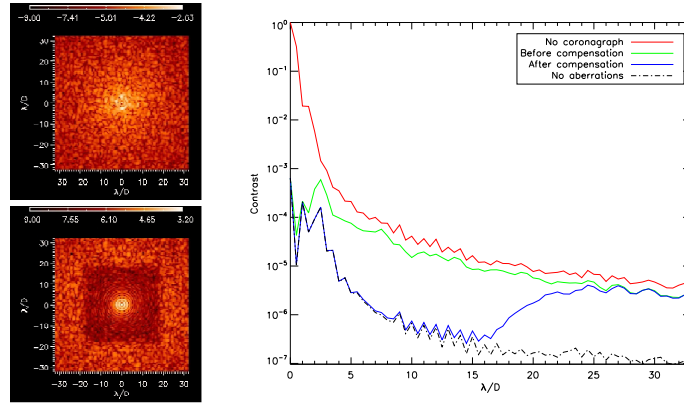


Fig. 5. COFFEE : simulation of aberration compensation using classical phase conjugation. Left : coronagraphic images before (top) and after five iterations of the closed loop process (bottom, logarithmic scale for both images). Right: normalized average raw contrast computed from the images without coronagraph (solid red line), with coronagraph before (solid green line) and after compensation (solid blue line). For comparison, the contrast computed from a coronagraphic image computed without any aberrations is plotted as well (dashed black line).

create this DH, the methods developed until now, which rely on a small aberration approximation, minimize the energy during an iterative process [8, 9]. This process requires several iterations and is based on the knowledge of an interaction matrix between the detector plane and the DM pupil plane to create the Dark Hole on the detector.

Here, we propose a new method to minimize the energy that does not rely on any small aberration assumption, allowing us to deal with high amplitude phase aberrations such as the ones created by the DM dead actuators (which are currently part of the SPHERE instrument's limitations). Besides, this method takes into account both upstream and downstream aberrations. This compensation method, coupled with COFFEE would be particularly adapted to the calibration of a high-contrast imaging instrument.

Let us define the energy in the focal plane \mathcal{E}_{DH} in the DH as:

$$\mathcal{E}_{\text{DH}} = \alpha \sum_{m,n \in \text{DH}} |\Psi_{\text{DH}}(m,n)|^2 \quad (16)$$

With m, n the pixel position in the DH (for the sake of simplicity, these variables will be omitted in the following). α is the incoming flux and Ψ_{DH} the electric field in the DH area which, using notations of Section 2.3, is given by:

$$\Psi_{\text{DH}}(\mathbf{v}) = \mathcal{F}^{-1} \left\{ \mathcal{F} \left[\mathcal{F}^{-1} \left(P_u e^{j(\phi_u + \psi(\mathbf{v}))} \right) \mathcal{M} \right] P_d e^{j\phi_d} \right\}. \quad (17)$$

ψ represents the aberration introduced by the DM: $\psi(\mathbf{v}) = F\mathbf{v}$, with \mathbf{v} the set of voltages applied to the DM actuators. Thus, creating a DH on the detector means finding the set of voltages \mathbf{v}_{DH} that minimize the energy $\mathcal{E}_{\text{DH}}(\mathbf{v})$, knowing the relation between the entrance pupil plane and the detector plane of the high contrast imaging system.

Here, we minimize $\mathcal{E}_{\text{DH}}(\mathbf{v})$ by means of the same optimization method as the one which was used by COFFEE to perform its estimation, which is a limited memory variable metric (BFGS) method [16, 17]. Such an operation gives us the voltage \mathbf{v}_{DH} , and thus the aberration $\psi(\mathbf{v}_{\text{DH}})$ to

introduce using the DM to create the DH. Unlike others energy minimization methods, the one we propose here does not require an interaction matrix calibration between the detector plane and the DM pupil plane. In particular, using COFFEE, we are able to estimate the aberrations downstream of the coronagraph, and among them the coronagraphic PSF position on the detector, i.e. downstream tip-tilt. This estimation is then taken into account in our compensation method (Eqs (16) and (17)). Thus, variation in the aberrations downstream of the coronagraph will not require any particular action during the compensation process, since these variations will be estimated by COFFEE along with the aberrations upstream of the coronagraph.

As mentioned previously, COFFEE does not estimate amplitude aberrations. However, the compensation method described in this section can easily be adapted to take into account amplitude aberrations upstream of the coronagraph ξ , by modifying Eq. (17):

$$\Psi_{\text{DH}}(\mathbf{v}) = \mathcal{F}^{-1} \left\{ \mathcal{F} \left[\mathcal{F}^{-1} \left(P_u e^{j(\phi_u + \psi(\mathbf{v})) + \xi} \right) \cdot \mathcal{M} \right] P_d e^{j\phi_d} \right\} \quad (18)$$

With ξ the amplitude aberrations. Thus, provided these aberrations are known, amplitude aberrations does not limit the performance of the compensation method presented in this Section.

We now validate this new energy minimization method by simulation. It requires the knowledge of the aberrations upstream ϕ_u and downstream ϕ_d of the coronagraph, and of the incoming flux α . In this section, we use COFFEE to perform the estimation of these parameters, and then minimize the energy in order to create a DH in the detector plane. The energy \mathcal{E}_{DH} is minimized between $5\frac{\lambda}{D}$ and $20\frac{\lambda}{D}$ to create the Dark Hole in the right part of the focal plane. As in the phase conjugation case (Section 5.1), such a compensation is performed in an iterative process, where the aberrations upstream of the coronagraph at the iteration $i + 1$ are given by:

$$\phi_u^{i+1} = \phi_u^i + g F_{\text{VDH}}. \quad (19)$$

As previously, we consider $g = 0,5$ in this simulation.

The result of this compensation after 5 iterations of the loop is presented in Fig. 6 (the average computation time for one loop iteration is 3 minutes). In the targeted area (between $5\frac{\lambda}{D}$ and $20\frac{\lambda}{D}$), this method allows a significant improvement: when the compensation is performed by conventional phase conjugation (Figure 5), the average contrast in the same area is $7.2 \cdot 10^{-7}$. The use of our new compensation method allow a contrast improvement by a factor 10 after compensation (Figure 6, bottom left). Besides, the interest of the myopic approach is illustrated in Fig. 6 : when the closed loop process is performed without estimation of an error on the diversity phase, the performance decreases by a factor 2 (solid cyan line).

If a very high contrast level is required, this compensation technique can thus be used instead of conventional phase conjugation to calibrate the instrument. Besides, in order to push down the dark hole floor, it is possible to narrow the energy minimization area, as mentioned by Bordé *et al.* [8].

6. Conclusion

In this paper, an extended version of our coronagraphic phase diversity, nicknamed COFFEE, has been presented. The use of a regularized pixel basis in the estimation allows COFFEE to estimate high order aberrations with nanometric precision (Section 2). Besides, thanks to a modification of the coronagraphic PSF used in the imaging model, COFFEE is no longer limited to a particular coronagraphic device. COFFEE's performance has been studied and discussed in Section 3, while Section 4 has described a so-called myopic extension of COFFEE, which consists in a joint estimation of an error on the diversity phase in order

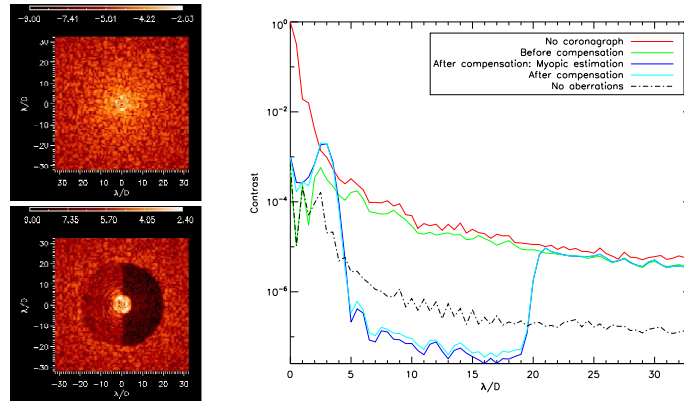


Fig. 6. COFFEE : simulation of aberration compensation by minimizing the energy in a chosen area (between $5\frac{\lambda}{D}$ and $20\frac{\lambda}{D}$ in the right part of the focal plane). Left : coronagraphic images before (top) and after five iterations of the closed loop process (bottom, logarithmic scale for both images). Right: normalized average raw contrast computed in the dark hole area from the images without coronagraph (solid red line), with coronagraph before (solid green line) and after compensation. After minimization, the average contrast in the Dark Hole is $3.1 \cdot 10^{-8}$ when the myopic approach is used (solid blue line), and $6.6 \cdot 10^{-8}$ otherwise (solid cyan line). For comparison, the contrast computed from a coronagraphic image computed without any aberrations is plotted as well (dashed black line).

to improve COFFEE's accuracy in a real system, where the diversity phase is not perfectly known. Lastly, in Section 5, the achievable contrast optimization on a SPHERE-like system using COFFEE in a compensation process has been studied using realistic simulations. In the latter section, we have presented a new compensation method which minimizes the energy in a chosen area of the detector through a non-linear minimization, in order to reach higher level of contrast than those that can be obtained using phase conjugation.

The experimental validation of this high-order and myopic version of COFFEE is ongoing, and aims at demonstrating the ability of COFFEE to estimate both low and high order aberrations, and to compensate for them. Several perspectives are currently considered for this work. With an adaptation of the coronagraphic imaging model, COFFEE can be extended to work on ground-based, long exposure images with residual turbulence induced aberrations. Another perspective lies in optimization of the computation time required for the aberration estimation, possibly following I. Mocœur *et al.* [25]. These two improvements will allow COFFEE to work on-line, in closed loop during the scientific exposure. A further perspective is to extend COFFEE to the estimation of amplitude aberrations, mandatory to reach the very high levels of contrast required for exo-earth imaging, in order to create a dark hole area on the detector using the method presented in this paper.

Acknowledgments

The authors would like to thank several key players of the SPHERE instrument, namely Thierry Fusco, David Mouillet, Jean-Luc Beuzit and Marc Ferrari for simulating discussions and support, and the Région Provence-Alpes-Côte d'Azur for partial financial support of B. Paul's scholarship. This work was partly funded by the European Commission under FP7 Grant

Agreement No. 312430 Optical Infrared Coordination Network for Astronomy.

A. Gradients expression

The numerical minimization of criterion J (Eq. (3)) requires the analytic expression of gradients $\frac{\partial J}{\partial \alpha}$, $\frac{\partial J}{\partial \phi_d}$, $\frac{\partial J}{\partial \alpha}$ and $\frac{\partial J}{\partial \beta}$ to estimate the aberrations upstream ϕ_u and downstream ϕ_d of the coronagraph, as well as the incoming flux α and the residual background β . Let us rewrite here the expression of criterion J :

$$\begin{aligned} J(\alpha, \beta, \phi_u, \phi_d) &= \frac{1}{2} \left\| \frac{i_c^{\text{foc}} - (\alpha_{\text{foc}} h_{\text{det}} \star h_c^{\text{foc}} + \beta_{\text{foc}})}{\sigma_n^{\text{foc}}} \right\|^2 + \frac{1}{2} \left\| \frac{i_c^{\text{div}} - (\alpha_{\text{div}} h_{\text{det}} \star h_c^{\text{div}} + \beta_{\text{div}})}{\sigma_n^{\text{div}}} \right\|^2 \\ &\quad + \mathcal{R}(\phi_u) + \mathcal{R}(\phi_d) \\ &= J^{\text{foc}} + J^{\text{div}} + \mathcal{R}(\phi_u) + \mathcal{R}(\phi_d) \end{aligned} \quad (20)$$

The expressions of $\frac{\partial J}{\partial \alpha}$ and $\frac{\partial J}{\partial \beta}$ can be found in [15]. The calculation of gradients $\frac{\partial J}{\partial \phi_u}$ and $\frac{\partial J}{\partial \phi_d}$ is performed following what have been done in [15]: we derive J^{foc} , and then deduce the gradients' expressions of J^{div} using a trivial substitution. The notations used here are the ones introduced in Section 2:

$$\begin{aligned} \frac{\partial J^{\text{foc}}}{\partial \phi_d} &= 2\Im \left\{ \psi_0^* - \varepsilon \psi_d \mathcal{F} \left[\mathcal{M} \mathcal{F}^{-1}(\psi_u) \right]^* \times \mathcal{F} \left[\frac{\partial J^{\text{foc}}}{\partial h_c^{\text{foc}}} (\Psi_0 - \varepsilon \Psi_c) \right] \right\} \\ \frac{\partial J^{\text{foc}}}{\partial \phi_u} &= 2\Im \left\{ \psi_0^* \mathcal{F} \left[\frac{\partial J^{\text{foc}}}{\partial h_c^{\text{foc}}} (\Psi_0 - \varepsilon \Psi_c) \right] \right\} \\ &\quad - \varepsilon \psi_u^* \mathcal{F} \left[\mathcal{M}^* \mathcal{F}^{-1} \left(\Psi_d^* \mathcal{F} \left\{ \frac{\partial J^{\text{foc}}}{\partial h_c^{\text{foc}}} [\Psi_0 - \varepsilon \Psi_c] \right\} \right) \right] \end{aligned} \quad (21)$$

with:

$$\frac{\partial J^{\text{foc}}}{\partial h_c^{\text{foc}}} = \frac{1}{\sigma_n^{\text{foc}2}} [\alpha h_{\text{det}} (\alpha h_{\text{det}} \star h_c^{\text{foc}} - i_c^{\text{foc}})] \quad (22)$$

and:

$$\begin{aligned} \psi_u &= P_u e^{j\phi_u} \\ \psi_d &= P_d e^{j\phi_d} \quad \Psi_d = \mathcal{F}^{-1}(\psi_d) \\ \psi_0 &= P_u e^{j(\phi_u + \phi_d)} \quad \Psi_0 = \mathcal{F}^{-1}(\psi_0) \\ \Psi_c &= \mathcal{F}^{-1} \{ \psi_d \mathcal{F} [\mathcal{M} \mathcal{F}^{-1}(\psi_u)] \} \end{aligned} \quad (23)$$

The regularization metric expression $\mathcal{R}(\phi_k)$ (k is for u (upstream) or d (downstream)) is given by Eq. (6). Its gradient $\frac{\partial \mathcal{R}}{\partial \phi_k}$ can be written as:

$$\frac{\partial \mathcal{R}}{\partial \phi_k} = \mu_k \|\Delta \phi_k(r)\|. \quad (24)$$

where Δ represent the Laplacian operator.

Annexe E

Article A&A 2014 (accepté) : application de COFFEE a SPHERE

Compensation of high-order quasi-static aberrations on SPHERE with the coronagraphic phase diversity (COFFEE)

B. Paul^{1, 2, 4}, J.-F. Sauvage^{1, 4}, L. M. Mugnier^{1, 4}, K. Dohlen^{2, 4}, C. Petit^{1, 4}, T. Fusco^{1, 2, 4}, D. Mouillet^{3, 4}, J.-L. Beuzit^{3, 4}, and M. Ferrari^{2, 4}

¹ Onera - The French Aerospace Lab, F-92322 Châtillon France

² Aix Marseille Université, CNRS, LAM (Laboratoire d'Astrophysique de Marseille) UMR 7326, 13388, Marseille, France

³ Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble (IPAG), BP 53 F-38041 Grenoble Cedex 9, France

⁴ Groupement d'intérêt scientifique PHASE (Partenariat Haute résolution Angulaire Sol et Espace) between Onera, Observatoire de Paris, CNRS, Université Diderot, Laboratoire d'Astrophysique de Marseille and Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble

Received <date>; accepted <date>

ABSTRACT

Context. The second-generation instrument SPHERE, dedicated to high-contrast imaging, will soon be in operation on the European Very Large Telescope. Such an instrument relies on an extreme adaptive optics system to compensate for the atmospheric turbulence coupled with a coronagraph which suppresses most of the diffracted stellar light. However, the coronagraph performance is strongly limited by quasi-static aberrations that create long-lived speckles in the scientific image plane, which can easily be mistaken for planets.

Aims. The wave-front analysis performed by SPHERE's adaptive optics system uses a dedicated wave-front sensor. The ultimate performance is thus limited by the unavoidable differential aberrations between the wave-front sensor and the scientific camera, which have to be estimated and compensated for. In this paper, we use the COFFEE approach to measure and compensate for SPHERE's quasi-static aberrations.

Methods. COFFEE (for COronagraphic Focal-plane wave-Front Estimation for Exoplanet detection), which consists in an extension of phase diversity to coronagraphic imaging, estimates the quasi-static aberrations, including the differential ones, using only two focal plane images recorded by the scientific camera. In this paper, we use coronagraphic images recorded from SPHERE's infrared detector IRDIS to estimate the aberrations upstream of the coronagraph, which are then compensated for using SPHERE's extreme adaptive optics loop SAXO.

Results. We first validate the ability of COFFEE to estimate high-order aberrations by estimating a calibrated influence function pattern introduced upstream of the coronagraph. We then use COFFEE in an original iterative compensation process to compensate for the estimated aberrations, leading to a contrast improvement by a factor that varies from 1.4 to 4.7 between $2\lambda/D$ and $15\lambda/D$ on IRDIS. The performance of the compensation process is also evaluated through simulations. An excellent match between experimental results and these simulations is found. Finally, we analyze the aberrations measured by COFFEE on SPHERE, demonstrating the ability of our sensor to be also used to characterize the quasi-static aberrations of this instrument very simply.

Key words. instrumentation: adaptive optics, instrumentation: high angular resolution, techniques: image processing, methods: numerical, telescopes

1. Introduction

Exoplanet imaging is one of the most challenging areas of today's astronomy. Until now, such observations were only possible for planet with high mass or wide apparent distance from their host star (Kalas et al. (2008); Marois et al. (2008); Lagrange et al. (2009)). These observations can provide information on both the chemical composition of their atmospheres and their temperatures. The upcoming ground based instruments dedicated to exoplanet direct imaging (SPHERE on the VLT (Beuzit et al. (2007)), GPI on Gemini South (Macintosh et al. (2008))) will soon be in operation, providing original data for comparative exoplanetary science to the community. These instruments rely on extreme adaptive optics (XAO) systems to ensure a high angular resolution ($0.1'' - 0.1'$) coupled with coronagraphs to reach the required contrast ($10^6 - 10^7$) on the scientific detector. The ultimate limitation of these current and future systems lies in quasi-static aberrations upstream of the coronagraph, which

originate in optical misalignment or surface polishing errors. These aberrations give birth to long-lived speckles on the detector which strongly limit the achievable contrast, since they can easily be mistaken for a planet. Thus, being able to reach the ultimate performance of high-contrast imaging systems means estimating and compensating for these aberrations. The most accurate measurement of these aberrations can be performed using focal plane wave-front sensors, which are not limited by non-common path aberrations (NCPA) since they perform the estimation using data recorded from the scientific camera itself.

SPHERE's baseline currently relies on a differential estimation performed with phase diversity (Mugnier et al. (2006); Sauvage et al. (2012a)), a focal plane wave-front sensing technique that uses classical imaging (no coronagraph). However, this wave-front sensor is limited to the estimation of aberrations up to 8 cycles per pupil, which correspond to speckles close to the optical axis (up to a field angle of $8\lambda/D$), whereas the SPHERE XAO system (SAXO) (Sauvage et al. (2010)) could

compensate up to 20 cycles per pupil. Besides, since such a measurement requires to remove the coronagraph, it does not allow proper compensation of tip, tilt and defocus aberrations, which code for positioning errors of the star with respect to the coronagraphic mask.

An optimization of SPHERE's baseline for quasi-static speckles compensation will thus consist in a focal plane wave-front sensor that retrieves the aberrations from coronagraphic images, which would allow one to measure high-order aberrations without removing the coronagraph. Several techniques dedicated to this goal have been proposed, which all assume small aberrations : the Self-Coherent Camera (SCC) (Baudoz et al. (2006)), which relies on a modification of the imaging system, needs only one image to perform the estimation, whereas the Electric Field Conjugation (EFC) (Géron et al. (2007)) requires at least three images to retrieve the aberrations but without any modification of the optical system.

Our focal plane wave front sensor, COFFEE (for COrona-graphic Focal-plane wave-Front Estimation for Exoplanet detection), consists in a coronagraphic extension of phase diversity (Sauvage et al. (2012b); Paul et al. (2013b)) that estimates the aberrations both upstream and downstream of the coronagraph using two coronagraphic focal plane images. In this paper, we present the application of the recent high order myopic extension of this sensor presented in Paul et al. (2013a) to the SPHERE instrument in Section 2. Section 3 demonstrates the ability of COFFEE to estimate high-order aberrations with nanometric precision from experimental focal plane coronagraphic images. Then, Section 4 presents SPHERE's contrast optimization (up to $18\lambda/D$) on the detector by compensating for the aberrations (including the high-order ones) using COFFEE's estimation. Section 5 concludes this paper.

2. Application of COFFEE to SPHERE

COFFEE requires only two images i_c^{foc} and i_c^{div} recorded on the detector that differ by a known aberration ϕ_{div} to estimate aberrations both upstream (ϕ_u) and downstream (ϕ_d) of the coronagraph. In this paper, we consider the case of the SPHERE instrument calibration, performed with high signal to noise ratio (SNR), with a monochromatic source emitted from a single-mode laser. The residual turbulence, very small in such a calibration case, is therefore neglected in the sequel. We use the following coronagraphic imaging model:

$$\begin{aligned} i_c^{\text{foc}} &= \alpha_{\text{foc}} \mathbf{h}_{\text{det}} \star \mathbf{h}_c(\phi_u, \phi_d) + n_{\text{foc}} + \beta_{\text{foc}} \\ i_c^{\text{div}} &= \alpha_{\text{div}} \mathbf{h}_{\text{det}} \star \mathbf{h}_c(\phi_u + \phi_{\text{div}}, \phi_d) + n_{\text{div}} + \beta_{\text{div}} \end{aligned} \quad (1)$$

where α_p is the incoming flux (p stands for “foc” or “div”), \mathbf{h}_c the coronagraphic “point spread function” (PSF) of the instrument (which depends on ϕ_u and ϕ_d , and whose expression is detailed in Paul et al. (2013a)), \mathbf{h}_{det} the known detector PSF, n_{foc} and n_{div} are the measurement noises and comprise both detector and photon noises, β_p is a unknown uniform background (offset), and \star denotes the discrete convolution operation.

COFFEE estimates the aberrations ϕ_u and ϕ_d as well as the fluxes $\alpha = [\alpha_{\text{foc}}, \alpha_{\text{div}}]$, and the backgrounds $\beta = [\beta_{\text{foc}}, \beta_{\text{div}}]$ that minimize the maximum *a posteriori* (MAP) criterion $J(\alpha, \beta, \phi_u, \phi_d)$ whose expression is detailed hereinafter.

To use COFFEE on SPHERE, we use an apodised Lyot coronagraph (focal plane mask angular diameter $d = 4.52\lambda/D$, apodizer as presented in Figure 1) adapted to the wavelength of the monochromatic calibration source (H -band, $\lambda = 1589$ nm).

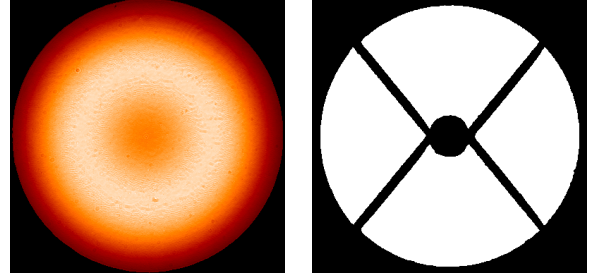


Fig. 1. Experimental images of the entrance pupil apodizer (left) and of the Lyot Stop pupil transmission (right)

The Lyot Stop pupil diameter is 96% of the entrance pupil diameter and contains a spider, as presented on figure 1. Individual coronagraphic images are recorded from the infrared detector IRDIS (infrared dual imaging spectrograph), with an exposure time of 0.6 seconds per acquisition. These individual images are averaged over 100 acquisitions.

It is worth mentioning that several “dead” pixels can be found on the IRDIS CCD detector (around 1% per image). Such pixels, whose value is notably high, could strongly limit COFFEE's accuracy by introducing a bias in the criterion J value. Thus, in order to improve COFFEE's accuracy, these pixels are detected in each recorded image prior to the phase estimation and taken into account by modifying criterion J expression given in Paul et al. (2013a) as follow:

$$\begin{aligned} J &= \frac{1}{2} \left\| \mathcal{W}^{\text{foc}} \left[i_c^{\text{foc}} - (\alpha_{\text{foc}} \mathbf{h}_{\text{det}} \star \mathbf{h}_c(\phi_u, \phi_d) + \beta_{\text{foc}}) \right] \right\|^2 \\ &+ \frac{1}{2} \left\| \mathcal{W}^{\text{div}} \left[i_c^{\text{div}} - (\alpha_{\text{div}} \mathbf{h}_{\text{det}} \star \mathbf{h}_c(\phi_u + \phi_{\text{div}}, \phi_d) + \beta_{\text{div}}) \right] \right\|^2 \\ &+ \mathcal{R}(\phi_u) + \mathcal{R}(\phi_d) \end{aligned} \quad (2)$$

$\|x\|^2$ denotes the sum of squared pixel values of map x . \mathcal{W}^{foc} and \mathcal{W}^{div} are “weights” maps defined as $\mathcal{W} = 0$ if the pixel is detected as dead and $\mathcal{W} = 1/\sigma_n^2$ otherwise, where σ_n^2 is the noise variance in the image. Thus, by setting $\sigma_n^p = +\infty$ on this pixel (i.e. $\mathcal{W}^p = 0$), dead pixels have no longer an impact on the criterion value, and thus on COFFEE's estimation.

As detailed in Paul et al. (2013a), regularization metrics $\mathcal{R}(\phi_k)$ (where k stands for u (upstream) or d (downstream)) used in criterion J (Eq. (2)) are based on the available *a priori* knowledge on the SPHERE quasi-static aberration's power spectral density (PSD) which follows a $1/\nu^2$ scaling law, where ν is the spatial frequency (Dohlen et al. (2011)). These metrics are given by:

$$\mathcal{R}(\phi_k) = \frac{1}{2\sigma_{\nabla\phi_k}^2} \|\nabla\phi_k\|^2, \quad (3)$$

where ∇ represents the gradient operator, and $\sigma_{\nabla\phi_k}^2$ the variance of $\nabla\phi_k$, which can be computed from the aberration's PSD and the RMS value of the wave front error.

The diversity phase ϕ_{div} used to record the diversity image i_c^{div} , introduced using SAXO, is composed of defocus alone ($\phi_{\text{div}} = a_{\text{div}} Z_4$). The amplitude a_{div} has been chosen following Paul et al. (2013a) where it has been demonstrated that if a pure defocus is used as diversity phase, its amplitude should be 2.5 times larger than the wave front error (WFE) of the aberration

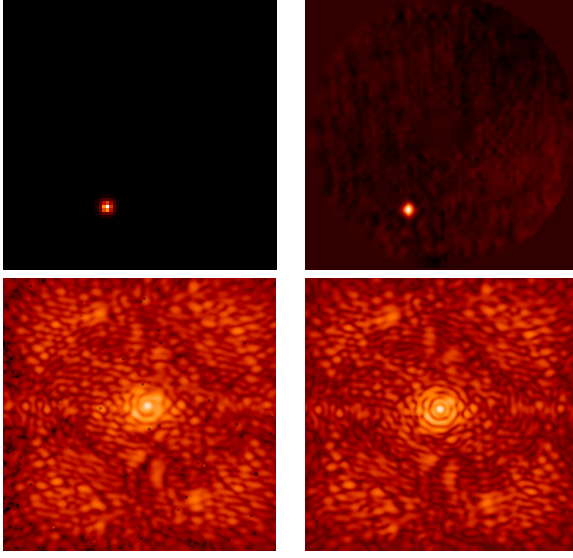


Fig. 2. High order aberration (poke) estimation on SPHERE with COFFEE. Top: introduced poke (left, $\epsilon = 144$ nm PV) and COFFEE estimated poke (right, $\epsilon_{\text{est}} = 147$ nm PV). Bottom: Experimental image recorded from IRDIS (left) and image computed using the reconstructed aberration (right) (Log. scale, same range for both images).

upstream of the coronagraph for an optimal estimation. Knowing from SPHERE's baseline phase diversity measurement that the WFE upstream of the coronagraph is approximately 40 nm RMS (0.16 rad RMS), we use $a_{\text{div}} = 101$ nm RMS (0.4 rad RMS).

3. High-order aberration estimation

We first validate COFFEE on SPHERE by estimating a high order calibrated aberration introduced upstream of the coronagraph. First, focused and diversity images are recorded from IRDIS, allowing COFFEE to estimate SPHERE's aberrations $\hat{\phi}_u^{\text{ref}}$. Then, by pushing on a single actuator (amplitude $\epsilon_{\text{cal}} = 144$ nm PV) of SAXO's high order deformable mirror (HODM), we introduce the corresponding influence function pattern (called hereafter a poke) upstream of the coronagraph. Focused and diversity coronagraphic images are recorded from IRDIS, and then processed by COFFEE, which estimates an aberration $\hat{\phi}_u^{\text{poke}}$ upstream of the coronagraph. Thus, the difference $\phi_u^{\text{est}} = \hat{\phi}_u^{\text{poke}} - \hat{\phi}_u^{\text{ref}}$ gives the poke estimated by COFFEE. As one can see on the top of Figure 2, COFFEE's estimated poke is very close to the introduced one: the difference between the two is 3 nm PV. This results, in turns, in a very good match between the experimental images and the ones computed for the estimated aberrations (Figure 2, bottom). On COFFEE's estimation (Figure 2, top right), one can notice, apart from the poke, a residual high-frequency aberration whose amplitude is 6.82 nm RMS, representing 5% of the poke value. Its origin lies in a combination of several terms including internal turbulence, DM crosstalk, and computational effects.

4. Contrast optimization on IRDIS: quasi-static aberration compensation with COFFEE

In this section, we propose a refined process for the compensation of SPHERE's quasi static aberrations using the phase map $\hat{\phi}_u^{\text{ref}}$ estimated by COFFEE. Section 4.1 presents the application of the pseudo-closed loop process (PCL) proposed in Paul et al. (2013b) to SPHERE, which is then used in Section 4.2 to optimize the contrast on IRDIS. The obtained performance of the PCL is then discussed in Section 4.3 and cross-validated using simulations. Lastly, in Section 4.4, we analyze the aberrations upstream of the coronagraph estimated by COFFEE before and after compensation.

4.1. Projection of the estimated aberrations on SAXO's reference slopes

After their estimation, the aberrations upstream of the coronagraph $\hat{\phi}_u$ are transformed into a set of slopes that will be then used to modify SAXO's references slopes s_{ref} , following the PCL process described in Paul et al. (2013b).

Let F be the HODM calibrated influence matrix; any HODM introduced aberration can be described as a set of 1377 actuator voltages v_{corr} . We are thus looking for the set v_{corr} which solves the least-squares problem:

$$v_{\text{corr}} = \arg \min_v \|Fv - \hat{\phi}_u\|^2. \quad (4)$$

The solution of this problem can be written as

$$v_{\text{corr}} = T\hat{\phi}_u, \quad (5)$$

with T the generalized inverse of matrix F .

Using the calibrated Shack-Hartmann wave-front interaction matrix D , we can compute the corresponding set of slopes $s_{\text{corr}} = Dv_{\text{corr}}$. Thus, the simplest way to compensate for the aberration $\hat{\phi}_u$ upstream of the coronagraph would consist in introducing the estimated aberration $\hat{\phi}_u$ with SAXO by modifying the references slopes of the wave-front sensor:

$$s_{\text{comp}} = s_{\text{ref}} - gs_{\text{corr}}, \quad (6)$$

where g is the PCL gain and s_{comp} are SAXO's updated references slopes.

Let us denote by C SAXO's matrix that controls the HODM by computing, from the slopes s_{comp} , the corresponding set of voltages $v_{\text{comp}} = Cs_{\text{comp}}$. The conventional way to obtain this matrix is to compute it as the generalized inverse of D . Various modal basis can be used to control the HODM. The simplest one corresponds to the eigenmodes of the system, computed from the inversion of D . SAXO's robustness can be improved by truncating the control basis, which is conventionally performed by filtering out the modes that correspond to low eigenvalues from the basis. However, Petit et al. (2008) demonstrated that because of the large number of HODM actuators, some of these low eigenvalues correspond, in the case of SAXO, to high energy modes whose truncation from the basis would lead to a significant performance decrease. Thus, Petit et al. (2008) determined that an optimized control of the HODM can be performed with a Karhunen–Loève (KL) control basis computed on the space defined by the HODM influence functions. The 1377 KL modes of this basis, naturally ordered according to the propagated turbulent energy, allow a proper control basis truncation. In SAXO's case, a robust and efficient control of the HODM can be achieved

using a 999 modes control basis. It is worth mentioning that such a basis takes into account the HODM actuators that cannot be controlled by the loop, either because they will be located under the telescope obscuration, or because they are optically or electronically dead. Thus, in order to accurately introduce the aberration $\hat{\phi}_u$ on SPHERE using SAXO, it is necessary to modify Equation (6), where the slopes s_{corr} are computed considering that the 1377 HODM actuators are controlled. To accurately introduce $\hat{\phi}_u$ using SAXO, it is indeed necessary to compute the corresponding slopes $s_{\text{corr}}^{\text{KL}}$ that modify only the 999 KL modes controlled by the loop. The available matrices used by SAXO allow us to compute the matrix M that describes the slopes s_{corr} as a set of 999 KL modes $m_{\text{corr}} = Ms_{\text{corr}}$ and N its generalized inverse. Thus, NM is the projection that allows one to compute the slopes $s_{\text{corr}}^{\text{KL}} = NM s_{\text{corr}}$ which are then used to modify Equation (6):

$$\begin{aligned} s_{\text{comp}} &= s_{\text{ref}} - g s_{\text{corr}}^{\text{KL}} \\ &= s_{\text{ref}} - g N M D T \hat{\phi}_u. \end{aligned} \quad (7)$$

The PCL compensation process on SAXO described above can thus be described as follows: at iteration j , SAXO is closed on a set of reference slopes s_{ref}^j :

1. acquisition of the focused i_c^{foc} and diverse i_c^{div} images with IRDIS;
2. estimation of the aberration $\hat{\phi}_u^j$ upstream of the coronagraph using these images with COFFEE;
3. computation of the corresponding reference slopes correction: $\delta s_{\text{corr}}^{\text{KL}} = N M D T \hat{\phi}_u^j$;
4. modification of SAXO's reference slopes whose computation is given by equation (7).

Thus, the aberrations ϕ_u^{j+1} upstream of the coronagraph at iteration $j+1$ of the PCL, computed from COFFEE's estimated aberration $\hat{\phi}_u^j$, can be written as:

$$\phi_u^{j+1} = \phi_u^j - g F C N M D T \hat{\phi}_u^j. \quad (8)$$

4.2. Contrast optimization on SPHERE

Figure 3 shows the result of the PCL process on SPHERE. The average computation time (step 2) is $\Delta t = 9.7$ minutes for one iteration, allowing us to compensate for SPHERE quasi-static aberrations. Indeed, SPHERE quasi-static WFE has been found to increase at a rate of $\Delta \text{WFE} = 0.07$ nm RMS in H -band per minute (Martinez et al. (2013)), which results in an estimation error of $\Delta t \times \Delta \text{WFE} = 0.7$ nm RMS which can be neglected.

In the image recorded by IRDIS after 5 PCL iterations (Figure 3, top), the aberration compensation has obviously removed speckles in most of the detector plane area controlled by SAXO. The corresponding contrast gain is illustrated on the profiles plotted at the bottom of Figure 3 (dashed lines). In particular, the contrast is improved by a factor that varies from 1.4 to 4.7 between $2\lambda/D$ and $15\lambda/D$. We note that such a gain is superior to the one expected from SPHERE's baseline (classical phase diversity) which, in addition, does not improve the contrast beyond $8\lambda/D$ (Sauvage et al. (2012a)).

Comparing the averaged contrast profiles computed after compensation (dashed blue line on Figure 3), one can notice that beyond $18\lambda/D$, the intensity on the detector increase. We have determined and checked by simulations that this behavior is due

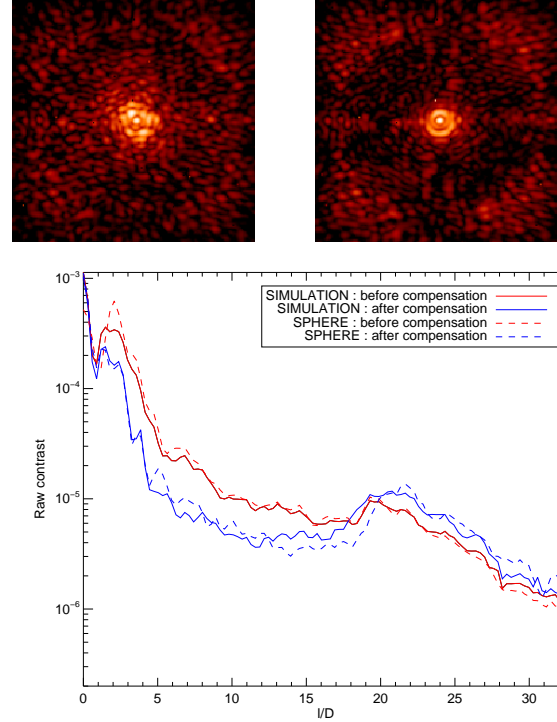


Fig. 3. Aberration compensation with COFFEE: PCL on SPHERE ($g = 0.5$). Top: coronagraphic images recorded from IRDIS before compensation (left) and after 5 PCL iterations (right). Log. scale, same dynamic for both images). Bottom: averaged raw contrast profiles computed from the experimental images before (dashed red line) and after (dashed blue line) compensation. For comparison, raw contrast profiles computed from a complete simulation of SAXO before (solid red line) and after compensation (solid blue line) are plotted

to the DM's central actuators, which are not controlled the same way as the other actuators, since they will be masked by the telescope central obscuration during on-sky observations. It is noteworthy to mention that this increase of high-order speckles does not appear when such an obscuration is present in the entrance pupil, as will be the case during observations.

4.3. Compensation process: performance assessment

This section aims at assessing the performance of the PCL process described in Section 4.1. Such an assessment is performed using a simulation that closely mimics the SPHERE instrument. The aberrations ϕ_u used to simulate coronagraphic images before compensation are the ones estimated by COFFEE from IRDIS images; besides, we include in this simulation an inhomogeneous entrance pupil transmission (amplitude aberration), extracted from an entrance pupil plane experimental image recorded from IRDIS. The simulated PCL process closely follows the one used on SPHERE and described in Section 4.1:

1. At iteration j , computation of the coronagraphic focused i_c^{foc} and diverse i_c^{div} images using the image formation model described in equation (1);
2. estimation of the aberration $\hat{\phi}_u^j$ upstream of the coronagraph using these images;

d	C_{SAXO}	C_{AO}
$5\lambda/D$	$1.9 \cdot 10^{-6}$	$5.9 \cdot 10^{-6}$
$10\lambda/D$	$6.2 \cdot 10^{-6}$	$1.4 \cdot 10^{-6}$
$15\lambda/D$	$3.8 \cdot 10^{-6}$	$7.6 \cdot 10^{-7}$

Table 1. PCLs simulation: Contrasts value with a complete simulation of SAXO (C_{SAXO}) and when a perfect AO loop is considered (C_{AO}) at different distances from the axis d in the coronagraphic images.

3. Computation of the aberration upstream of the coronagraph $\hat{\phi}_u^{j+1}$ at iteration $j + 1$ using equation (8).

One can note here that the computation of $\hat{\phi}_u^{j+1}$, performed with all SAXO's matrices, allows us to accurately include SPHERE's AO loop in this PCL simulation. In particular, we take here into account the presence of the actuators uncontrolled by SAXO (such as the dead actuators mentioned in Section 4.1) as well as the fact that SAXO control 999 KL modes instead of the 1377 HODM actuators. As presented in Figure 3, this results, in turn, to an excellent match between the contrast profiles computed from simulation before (solid red line) and after compensation (solid blue line) and the one computed from experimental images recorded from IRDIS.

In order to evaluate the impact of SAXO's limitations on the PCL process, we simulate another PCL with a simplified compensation stage (step 3 of the simulated PCL), where the aberration ϕ_u^{j+1} upstream of the coronagraph at the iteration $j + 1$ are computed as:

$$\phi_u^{j+1} = \phi_u^j - g \mathbf{F}_0 \mathbf{T}_0 \hat{\phi}_u^j, \quad (9)$$

Where \mathbf{F}_0 is the influence matrix that corresponds to a perfect 1377 actuators DM where all actuators can be controlled, and \mathbf{T}_0 its generalized inverse. The compensation described in Eq. (9) can thus be considered as an ideal AO loop that would perfectly control the 1377 HODM actuators, i.e. without any dead actuators or control basis truncation.

To distinguish the contrast limitation due to dead actuators and the one that comes from filtered out KL modes, a third PCL simulation is performed. In this compensation process, where the only limitation lies in dead actuators, the aberration ϕ_u^{j+1} upstream of the coronagraph at the iteration $j + 1$ are computed as:

$$\phi_u^{j+1} = \phi_u^j - g \mathbf{F}_{\text{dead}} \mathbf{T}_{\text{dead}} \hat{\phi}_u^j. \quad (10)$$

Here, \mathbf{F}_{dead} denotes the influence matrix of a 1377 actuators DM where the 8 influence function pattern that correspond to SAXO's dead actuators have been set to 0. Such a compensation process allows one to simulate an AO loop without control basis truncation, where all actuators but the dead ones are controlled.

In Figure 4, the comparison of the contrast gain obtained with a complete modelization of SAXO and the one obtained with an ideal AO loop, quantified in Table 1, clearly demonstrate that the main limitation of the PCL process performed on SPHERE lies in SAXO's control law. Indeed, because of dead actuators or filtered out KL modes, SAXO cannot compensate for the aberrations that give birth to the remaining speckles. Besides, the contrast computed in the focal plane with an AO loop limited only by SAXO's dead actuators (green dashed line in Figure 4) shows that these dead actuators limit the achievable contrast mainly far from the optical axis (beyond $15\lambda/D$). The difference between this contrast profile and the one computed

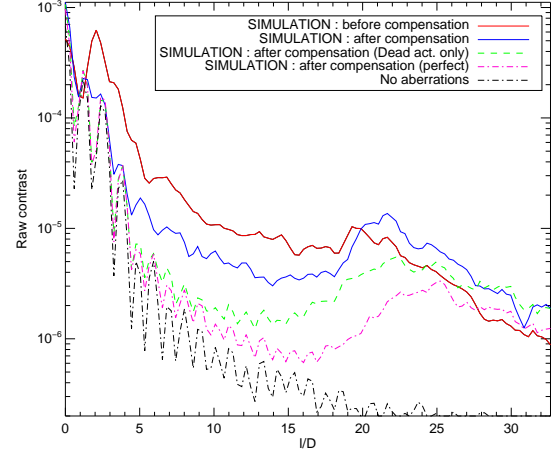


Fig. 4. PCL simulation in a SPHERE-like case ($g = 0.5$): raw contrast profiles computed before (solid red line) and after compensation with a complete simulation of SAXO (solid blue line), without KL modes filtered out (dashed green line) and considering an ideal AO loop (i.e. without dead actuators or filtered out modes, dotted dashed magenta line). For comparison, the contrast profiles computed from a perfect coronagraphic image (no aberrations) is plotted (dotted dashed black line)

with a complete simulation of SAXO, especially important below $15\lambda/D$, lies in the filtered out KL modes. Such a result clearly demonstrate that dead actuators as well as filtered out KL modes will have to be considered for further optimization of the quasi-static aberration compensation on SPHERE. Both have indeed a strong impact in the detector plane that cannot be neglected.

We note that, although they cannot be compensated with SAXO, these aberrations are still accurately estimated by COFFEE. Indeed, one can see that with an ideal AO loop (Eq. (9)), the contrast computed in the focal plane after compensation using COFFEE (magenta dotted dashed line in Figure 4) is very close to the one that is computed from a coronagraphic PSF simulated without any phase or amplitude aberration (black dotted dashed line in Figure 4). Such a behaviour demonstrates the aberration estimation accuracy which, provided a perfect compensation stage, would allow one to almost reach the theoretical performance offered by the considered coronagraphic device.

4.4. Analysis of SPHERE residual aberrations

The aberrations estimated by COFFEE before and after compensation during the PCL process (Section 4.2) are now analyzed. In Figure 5, which presents both the estimated aberrations and their PSD, the impact of the PCL process performed in Section 4.2 can clearly be seen in the estimated aberration map. The aberration level indeed decreases after compensation, which is quantified by the decreasing aberration WFE. Such a behaviour is confirmed by the PSD (figure 5, bottom) of these aberrations: thanks to the PCL, all frequencies controlled by SAXO, from 0 to 20 cycles per pupil (which is SAXO's cut-off frequency) decrease. Again, such a result demonstrates COFFEE's usefulness for SPHERE compared to the classical phase diversity, whose own cut-off frequency is 8 cycles per pupil.

In Figure 5, the PSD of the aberrations estimated before compensation shows the same $1/\nu^2$ behavior as the one found

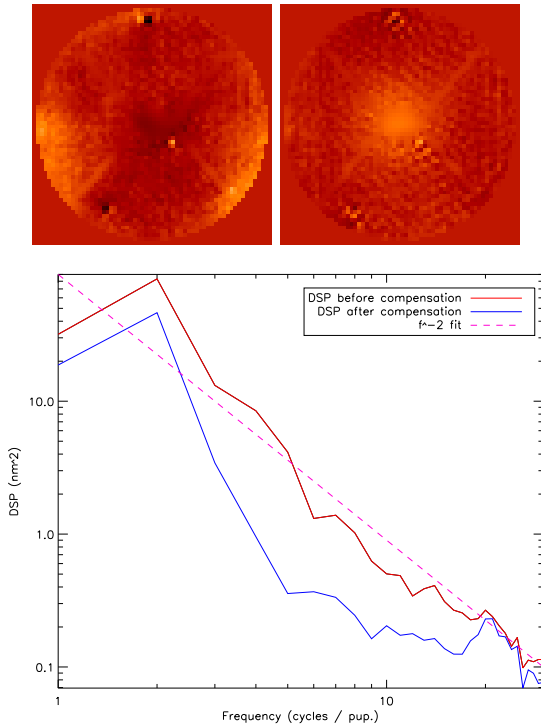


Fig. 5. Residual quasi-static aberrations upstream of the coronagraph on SPHERE. Up: aberrations upstream of the coronagraph estimated by COFFEE before (left, WFE= 106 nm RMS) and after compensation (right, WFE= 76 nm RMS, same dynamic for both images). Bottom: PSD profiles computed for the estimated aberration before (solid red line) and after (solid blue line) compensation. For comparison, a $1/f^2$ law is plotted (dashed magenta line).

by Dohlen et al. (2011). Such a result demonstrates that COFFEE can be used as a simple and powerful tool to characterize SPHERE's residual aberrations. Indeed, this wave-front sensing method requires only two images to perform the aberration estimation and can be used with the same settings than the ones required by the scientific observation, in particular the coronagraph (which has to be removed for a measurement with a conventional wave-front sensor).

5. Conclusion

In this paper, we have used COFFEE, the coronagraphic phase diversity method, to estimate and compensate for SPHERE's quasi-static aberrations, leading to a contrast optimization on the IRDIS detector. In Section 2, the application of COFFEE to SPHERE has been presented, and used in Section 3 to demonstrate the ability of COFFEE to estimate high frequency aberrations. We introduced an influence function pattern with SAXO's HODM and then estimated it with a nanometric precision using COFFEE from coronagraphic recorded from the IRDIS detector. In Section 4, COFFEE has been used to compensate for SPHERE's own quasi-static aberrations. We have developed a refined compensation process to modify SAXO's references slopes using COFFEE's estimation, which allowed us to optimize the contrast up to a factor 4.7 on the IRDIS detector. We have compared the measured contrast gain with simulations that closely mimic the SPHERE instrument, and demonstrated

that the compensation was limited by SAXO's performance. In particular, we have shown that both HODM dead actuators and filtered out KL modes are responsible for the limitation of the achievable contrast. Lastly, the residual aberrations estimated by COFFEE have been analyzed, demonstrating that this method could be used as a simple and powerful tool to measure and characterize SPHERE's residual aberrations.

Several perspectives are currently considered to optimize the control of SPHERE's quasi-static aberrations. Firstly, the compensation stage used in the PCL process should be improved in order to allow an optimized contrast gain. Two solutions are currently considered. The first one consists in a modified control loop that would use a control matrix where less KL modes would be filtered out. Such a control matrix, which would be used only for the system calibration (and not during the scientific observation) would allow one to compensate for the aberrations that corresponds to the KL modes that were filtered out in this paper, leading to an improved contrast gain. Still, such a solution will still be limited by dead actuators, which strongly limits the achievable contrast in the focal plane, as it has been demonstrated in this paper. Improved performance can be achieved by using dark hole methods, such as the one proposed by Paul et al. (2013a), which consists in minimizing the energy in a selected area on the detector. Notably, it should be possible to perform this minimization over the 999 KL modes controlled by SAXO, which would allow one to reduce the impact of both filtered out KL modes and dead actuators. Such a compensation would thus lead to a far better contrast on the detector than the one achievable using conventional phase conjugation. Further perspectives include deriving the regularization metrics from the analysis of the intensity distribution in the coronagraphic image; besides, in order to optimize the dark hole-based compensation, we are currently working on the extension of COFFEE to also estimate amplitude aberrations.

Acknowledgements. The authors would like to thank the Région Provence-Alpes-Côte d'Azur for partial financial support of B. Paul's scholarship. This work was partly funded by the European Commission under FP7 Grant Agreement No. 312430 Optical Infrared Coordination Network for Astronomy, and by the Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales (ONERA) in the frame of the NAIADÉ Research Project

References

- Baudoz, P., Boccaletti, A., Baudrand, J., & Rouan, D. 2006, in Proc. IAU Colloquium
- Beuzit, J.-L., Feldt, M., Dohlen, K., et al. 2007, in Proceedings of the conference In the Spirit of Bernard Lyot: The Direct Detection of Planets and Circumstellar Disks in the 21st Century., ed. P. Kalas, University of California, Berkeley, CA, USA
- Dohlen, K., Wildi, F., Beuzit, J., et al. 2011, in Adaptive Optics for Extremely Large Telescopes (AO4ELT) 2011, AO4ELT
- Give'ron, A., Belikov, R., Shaklan, S., & Kasdin, J. 2007, Opt. Express, 15
- Kalas, P., Graham, J. R., Chiang, E., et al. 2008, Science, 332
- Lagrange, A.-M., Gratadour, D., Chauvin, G., et al. 2009, Astron. Astrophys., 493, L21
- Macintosh, B. A., Graham, J. R., Palmer, D. W., et al. 2008, in Adaptive Optics Systems, Vol. 7015, Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.
- Marois, C., Macintosh, B., Barman, T., et al. 2008, Science, 322
- Martinez, P., Kasper, M., Costille, A., et al. 2013, Astron. Astrophys., 554
- Mugnier, L. M., Blanc, A., & Idier, J. 2006, in Advances in Imaging and Electron Physics, ed. P. Hawkes, Vol. 141 (Elsevier), 1–76
- Paul, B., Mugnier, L. M., Sauvage, J.-F., Dohlen, K., & Ferrari, M. 2013a, Opt. Express, 21, 31751
- Paul, B., Sauvage, J.-F., & Mugnier, L. M. 2013b, Astron. Astrophys., 552
- Petit, C., Conan, J.-M., Fusco, T., et al. 2008, in Adaptive Optics Systems, ed. N. Hubin, C. E. Max, & P. L. Wizinowich, Vol. 7015, Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.
- Sauvage, J.-F., Fusco, T., Petit, C., et al. 2010, in Adaptive Optics Systems II, Vol. 7736 (SPIE)

- Sauvage, J.-F., Fusco, T., Petit, C., et al. 2012a, in Adaptive Optics Systems III, Vol. 8447, Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.
- Sauvage, J.-F., Mugnier, L. M., Paul, B., & Villescoze, R. 2012b, Opt. Lett., 37
- Wang, J. Y. & Markey, J. K. 1978, J. Opt. Soc. Am., 68, 78

Annexe F

Liste des publications

Publications dans des revues à comité de lecture

J.-F. Sauvage, L. M. Mugnier, **B. Paul** et R. Villicroze, *Coronagraphic phase diversity : a simple focal-plane wavefront sensor*, Opt. Lett., 37 (23) (décembre 2012).

B. Paul, J.-F. Sauvage et L. M. Mugnier, *Coronagraphic phase diversity : performance study and laboratory demonstration*, Astron. Astrophys., 552 (A48) (avril 2013).

M. N'Diaye, K. Dohlen, T. Fusco et **B. Paul**, *Calibration of quasi-static aberrations in exoplanet direct-imaging instruments with a Zernike phase-mask sensor*, Astron. Astrophys., 555 (A94) (juillet 2013).

B. Paul, L. M. Mugnier, J.-F. Sauvage, K. Dohlen et M. Ferrari, *High-order myopic coronagraphic phase diversity (COFFEE) for wave-front control in high-contrast imaging systems*, Opt. Express, 21 (26), pp. 31751–31768 (2013).

B. Paul, J.-F. Sauvage, L. M. Mugnier, K. Dohlen, C. Petit, T. Fusco, D. Mouillet, J.-L. Beuzit et M. Ferrari, *Compensation of high-order quasi-static aberrations on SPHERE with the coronagraphic phase diversity (COFFEE)*, Astron. Astrophys., soumis (2014).

Communication dans des conférences avec actes

J.-F. Sauvage, L. M. Mugnier et **B. Paul**, *Post-coronagraphic wave-front sensing dedicated to exoplanet detection*, Dans *Adaptive Optics for Extremely Large Telescopes (AO4ELT) 2011*. AO4ELT (septembre 2011).

B. Paul, J. F. Sauvage, L. Mugnier, M. N'Diaye, K. Dohlen, M. Ferrari et T. Fusco, *Coronagraphic focal-plane wave-front estimation for exoplanet detection : application to the apodized Roddier & Roddier coronagraph*, Dans *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy IV*, sous la direction de I. S. McLean, S. K. Ramsay et H. Takami, vol. 8446. Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum.

Eng. (juillet 2012).

J.-F. Sauvage, T. Fusco, C. Petit, L. M. Mugnier, **B. Paul** et A. Costille, *Focal-plane wave front sensing strategies for high-contrast imaging. Experimental validations on SPHERE*, Dans *Adaptive Optics Systems III*, vol. 8447. Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng. (2012).

B. Paul, J.-F. Sauvage, L. M. Mugnier, K. Dohlen, D. Mouillet, T. Fusco, J.-L. Beuzit, M. Ferrari et M. N'Diaye, *High-order coronagraphic phase diversity : demonstration of COFFEE on SPHERE*, Dans *Adaptive Optics for Extremely Large Telescopes (AO4ELT) 2013*. AO4ELT (mai 2013).

K. Dohlen, F. Madec, M. N'Diaye, **B. Paul**, T. Fusco, A. Jolivet, D. Luo, L. Yatcheva, J.-F. Sauvage, L. Mugnier et M. Ferrari, *Lab demonstration of the Zernike phase mask near-coronagraph quasi static aberrations sensor, ZELDA*, Dans *Adaptive Optics for Extremely Large Telescopes (AO4ELT) 2013*. AO4ELT (mai 2013).

B. Paul, J.-F. Sauvage, L. M. Mugnier, K. Dohlen, D. Mouillet, T. Fusco, J.-L. Beuzit, M. N'Diaye et M. Ferrari, *Experimental validation of the high-order coronagraphic phase diversity (COFFEE) on the SPHERE system*, Dans *Techniques and Instrumentation for Detection of Exoplanets VI*, sous la direction de S. Shaklan, vol. 8864. Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng. (août 2013).

B. Paul, L. M. Mugnier, J.-F. Sauvage, K. Dohlen, D. Mouillet, T. Fusco, J.-L. Beuzit et M. Ferrari, *Diversité de phase coronagraphique (COFFEE) : analyse de front d'onde plan focal pour la détection d'exoplanètes*, Dans *24ème Colloque sur le Traitement du Signal et des Images* (2013), Date conférence : septembre 3–6, Brest (France).

B. Paul, J.-F. Sauvage, L. M. Mugnier, K. Dohlen, T. Fusco et M. Ferrari, *Simultaneous phase and amplitude retrieval with COFFEE : from theory to laboratory results*, Dans *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy V*. Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng. (juin 2014).

M. N'Diaye, K. Dohlen, A. Caillat, A. Costille, T. Fusco, A. Jolivet, F. Madec, L. M. Mugnier, **B. Paul**, J.-F. Sauvage, R. Soummer, A. Vigan et J. K. Wallace, *Design optimization and lab demonstration of ZELDA, a Zernike sensor for near-coronagraph quasi-static measurements*, Dans *Adaptive Optics Systems IV*. Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng. (juin 2014).

Bibliographie

- [1] X. Bonfils, T. Forveille, X. Delfosse, S. Udry, M. Mayor, C. Perrier, F. Bouchy, F. Pepe, D. Queloz et J.-L. Bertaux, *The HARPS search for southern extra-solar planets*, *Astron. Astrophys.*, 443 (3), pp. L15–L18 (2005).
- [2] J.-P. Beaulieu, D. Bennett, P. Fouque, A. Williams, M. Dominik, U. Jorgensen, D. Kubas, A. Cassan, C. Coutures, J. Greenhill, K. Hill, J. Menzies, P. Sackett, M. Albrow, S. Brilliant, J. Caldwell, J. Calitz, K. Cook, E. Corrales, M. Desort, S. Dieters, D. Dominis, J. Donatowicz, M. Hoffman, S. Kane, J.-B. Marquette, R. Martin, P. Meintjes, K. Pollard, K. Sahu, C. Vinter, J. Wambsganss, K. Woller, K. Horne, I. Steele, D. Bramich, M. Burgdorf, C. Snodgrass, M. Bode, A. Udalski, M. Szymanski, M. Kubiak, T. Wieckowski, G. Pietrzynski, I. Soszynski, O. Szewczyk, L. Wyrzykowski, B. Paczynski, F. Abe, I. Bond, T. Britton, A. Gilmore, J. Hearnshaw, Y. Itow, K. Kamiya, P. Kilmartin, A. Korpela, K. Masuda, Y. Matsubara, M. Motomura, Y. Muraki, S. Nakamura, C. Okada, K. Ohnishi, N. Rattenbury, T. Sako, S. Sato, M. Sasaki, T. Sekiguchi, D. Sullivan, P. Tristram, P. Yock et T. Yoshioka, *Discovery of a cool planet of 5.5 Earth masses through gravitational microlensing*, *Nature (London)*, 439, pp. 437–440 (janvier 2006).
- [3] G. Chauvin, A.-M. Lagrange, C. Dumas, B. Zuckerman, D. Mouillet, I. Song, J.-L. Beuzit et P. Lowrance, *A giant planet candidate near a young brown dwarf*, *Astron. Astrophys.*, 425 (2), pp. L29–L32 (2004).
- [4] A.-M. Lagrange, M. Bonnefoy, G. Chauvin, D. Apai, D. Ehrenreich, A. Boccaletti, D. Gratadour, D. Rouan, D. Mouillet, S. Lacour et M. Kasper, *A Giant Planet Imaged in the Disk of the Young Star β Pictoris*, *Science*, 329 (5987), pp. 57–59 (2010).
- [5] C. Marois, B. Zuckerman, Q. M. Konopacky, B. Macintosh et T. Barman, *Images of a fourth planet orbiting HR 8799*, *Nature (London)*, 468, pp. 1080–1083 (décembre 2010).
- [6] M. Tamura, K. Hodapp, H. Takami, L. Abe, H. Suto, O. Guyon, S. Jacobson, R. Kandori, J.-I. Morino, N. Murakami, V. Stahlberger, R. Suzuki, A. Tavrov, H. Yamada, J. Nishikawa, N. Ukita, J. Hashimoto, H. Izumiura, M. Hayashi, T. Nakajima et T. Nishimura, *Concept and science of HiCIAO : high contrast instrument for the Subaru next generation adaptive optics*, Dans *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy*, vol. 6269, pp. 62690V–62690V–9 (2006).
- [7] P. Baudoz, J. Mazoyer, M. Mas, R. Galicher et G. Rousset, *Dark hole and planet detection : laboratory results using the self-coherent camera*, Dans *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy IV*, vol. 8446. Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng. (July 2012).
- [8] Galicher, R., Baudoz, P., Rousset, G., Totems, J. et Mas, M., *Self-coherent camera as a focal plane wavefront sensor : simulations*, *Astron. Astrophys.*, 509, p. A31 (2010).

- [9] J.-F. Sauvage, T. Fusco, C. Petit, L. M. Mugnier, B. Paul et A. Costille, *Focal-plane wave front sensing strategies for high-contrast imaging. Experimental validations on SPHERE*, Dans *Adaptive Optics Systems III*, vol. 8447. Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng. (2012).
- [10] A. Give' on, R. Belikov, S. Shaklan et J. Kasdin, *Closed loop, DM diversity based, wave-front correction algorithm for high contrast imaging systems*, Opt. Express, 15 (2007).
- [11] P. J. Bordé et W. A. Traub, *High constrast imaging from space : speckle-nulling in a low-aberration regime*, Astrophys. J., 638 (February 2006).
- [12] P. Baudoz, A. Boccaletti, J. Baudrand et D. Rouan, *The self-coherent camera : a new tool for exoplanet detection*, Dans *Proc. IAU Colloquium* (2006).
- [13] M. Mayor et D. Queloz, *A Jupiter-mass companion to a solar-type star*, Nature (London), 378 (November 1995).
- [14] A. Burrows, W. B. Hubbard, J. I. Lunine et J. Liebert, *The theory of brown dwarfs and extrasolar giant planets*, Rev. Mod. Phys., 73, pp. 719–765 (Sep 2001).
- [15] F. H. Shu, F. C. Adams et S. Lizano, *Star Formation in Molecular Clouds : Observation and Theory*, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 25 (1), pp. 23–81 (1987).
- [16] V. Safronov et E. Zvjagina, *Relative sizes of the largest bodies during the accumulation of planets*, Icarus, 10 (1), pp. 109 – 115 (1969).
- [17] D. W. Latham, T. Mazeh, R. P. Stefanik, M. Mayor et G. Burki, *The unseen companion of HD114762 : a probable brown dwarf*, Nature (London), 339, pp. 38–40 (mai 1989).
- [18] A. Wolszczan et D. Frail, *A planetary system around the millisecond pulsar PSR1257+12*, Nature (London), 355 (January 1992).
- [19] D. Queloz, M. Mayor, J. P. Sivan, D. Kohler, C. Perrier, J. M. Mariotti et J. L. Beuzit, *The Observatoire de Haute-Provence Search for Extrasolar Planets with ELODIE*, Dans *Brown Dwarfs and Extrasolar Planets*, sous la direction de R. Rebolo, E. L. Martin et M. R. Zapatero Osorio, vol. 134 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, p. 324 (1998).
- [20] A. Baglin, G. Vauclair et T. C. Team, *The space stellar photometry mission COROT : Asteroseismology and search for extrasolar planets*, Journal of Astrophysics and Astronomy, 21 (3-4), pp. 319–322 (2000).
- [21] D. Charbonneau, T. M. Brown, R. W. Noyes et R. L. Gilliland, *Detection of an Extrasolar Planet Atmosphere*, Astrophys. J., 568, pp. 377–384 (mars 2002).
- [22] S. H. Pravdo et S. B. Shaklan, *An ultracool Star's Candidate Planet*, The Astrophysical Journal, 700 (1), p. 623 (2009).
- [23] L. Lindegren et M.A.C. Perryman, *GAIA : Global astrometric interferometer for astrophysics*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 116 (3), pp. 579–595 (1996).
- [24] C. Marois, B. Macintosh, T. Barman, B. Zuckerman, I. Song, J. Patience, D. Lafrenière et R. Doyon, *Direct Imaging of Multiple Planets Orbiting the Star HR 8799*, Science, 322 (5906), pp. 1348–1352 (2008).
- [25] A. Léger, J.-J. Puget, J. Mariotti, D. Rouan et J. Schneider, *How to evidence Primitive Life on an exo-Planet ? — The DARWIN project*, Space Science Reviews, 74 (1-2), pp. 163–169 (1995).

BIBLIOGRAPHIE

- [26] C. S. Cockell, A. Léger, M. Fridlund, T. M. Herbst, L. Kaltenegger, O. Absil, C. Beichman, W. Benz, M. Blanc, A. Brack, A. Chelli, L. Colangeli, H. Cottin, F. Coudé du Foresto, W. C. Danchi, D. Defrère, J. den Herder, C. Eiroa, J. Greaves, T. Henning, K. J. Johnston, H. Jones, L. Labadie, H. Lammer, R. Launhardt, P. Lawson, O. P. Lay, J. LeDuigou, R. Liseau, F. Malbet, S. R. Martin, D. Mawet, D. Mourard, C. Moutou, L. M. Mugnier, M. Ollivier, F. Paresce, A. Quirrenbach, Y. D. Rabbia, J. A. Raven, H. J. A. Rottgering, D. Rouan, N. C. Santos, F. Selsis, E. Serabyn, H. Shibai, M. Tamura, E. Thiébaud, F. Westall et G. J. White, *Darwin : A Mission to Detect and Search for Life on Extrasolar Planets*, *Astrobiology*, 9 (1), pp. 1–22 (mars 2009).
- [27] P. Lawson, *The Terrestrial Planet Finder*, Dans *Aerospace Conference, 2001, IEEE Proceedings.*, vol. 4, pp. 4/2005–4/2011 vol.4 (2001).
- [28] B. Lyot, *Étude de la couronne hors éclipse*, *L'Astronomie*, 45 (juin 1931).
- [29] B. A. Macintosh, J. R. Graham, D. W. Palmer, R. Doyon, J. Dunn, D. T. Gavel, J. Larkin, B. Oppenheimer, L. Saddlemyer, A. Sivaramakrishnan, J. K. Wallace, B. Bauman, D. A. Erickson, C. Marois, L. A. Poyneer et R. Soummer, *the Gemini Planet Imager : from science to design to construction*, Dans *Adaptive Optics Systems*, vol. 7015. Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng. (July 2008).
- [30] J.-L. Beuzit, M. Feldt, K. Dohlen, D. Mouillet, P. Puget, J. Antici, P. Baudoz, A. Boccaletti, M. Carbillet, J. Charton, R. Claudi, T. Fusco, R. Gratton, T. Henning, N. Hubin, F. Joos, M. Kasper, M. Langlois, C. Moutou, J. Pragt, P. Rabou, M. Saisse, H. M. Schmid, M. Turatto, S. Udry, F. Vakili, R. Waters et F. Wildi, *SPHERE : A Planet Finder Instrument for the VLT*, Dans *Proceedings of the conference In the Spirit of Bernard Lyot : The Direct Detection of Planets and Circumstellar Disks in the 21st Century.*, sous la direction de P. Kalas, Berkeley, CA, USA, University of California (juin 2007).
- [31] F. Roddier, *V The Effects of Atmospheric Turbulence in Optical Astronomy*, Dans *Progress in Optics*, sous la direction de E. Wolf, vol. 19 de *Progress in Optics*, pp. 281 – 376. Elsevier (1981).
- [32] F. Roddier, rédacteur en chef, *Adaptive Optics in Astronomy*, Cambridge University Press, Cambridge (1999).
- [33] D. L. FRIED, *Optical Resolution Through a Randomly Inhomogeneous Medium for Very Long and Very Short Exposures*, *J. Opt. Soc. Am.*, 56 (10), pp. 1372–1379 (Oct 1966).
- [34] H. W. Babcock, *The Possibility of Compensating Astronomical Seeing*, *Pub. Astron. Soc. Pacific*, 65, p. 229 (octobre 1953).
- [35] C. Marois, D. Lafrenière, R. Doyon, B. Macintosh et D. Nadeau, *Angular Differential Imaging : A Powerful High-Contrast Imaging Technique*, *The Astrophysical Journal*, 641 (1), p. 556 (2006).
- [36] D. Lafrenière, C. Marois, R. Doyon, D. Nadeau et Étienne Artigau, *A New Algorithm for Point-Spread Function Subtraction in High-Contrast Imaging : A Demonstration with Angular Differential Imaging*, *The Astrophysical Journal*, 660 (1), p. 770 (2007).
- [37] C. Marois, R. Doyon, R. Racine et D. Nadeau, *Efficient Speckle Noise Attenuation in Faint Companion Imaging*, *Pub. Astron. Soc. Pacific*, 112, pp. 91–96 (janvier 2000).

- [38] M. Ygouf, *Nouvelle méthode de traitement d'images multispectrales fondée sur un modèle d'instrument pour la haut contraste : application à la détection d'exoplanètes*, Thèse de doctorat, Université de Grenoble (2012).
- [39] T. Fusco, C. Petit, J.-F. Sauvage, K. Dohlen, D. Mouillet, J. Charton, P. Baudoz, M. Kasper, E. Fedrigo, P. Rabou, P. Feautrier, M. Downing, J.-M. Conan, J.-L. Beuzit, N. Hubin, F. Wildi et P. Puget, *Design of the extreme AO system for SPHERE, the planet finder instrument of the VLT*, Dans *Advances in Adaptive Optics II*, sous la direction de L. Ellerbroek B. et D. Bonaccini Calia, vol. 6272. Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng. (2006).
- [40] C. Petit, T. Fusco, J.-M. Conan, J. Sauvage, G. Rousset, P. Gigan, J. Charton, D. Mouillet, P. Rabou, M. E. Kasper, E. Fedrigo, P. F. N. Hubin, J. Beuzit et P. Puget, *The SPHERE XAO system : design and performance*, Dans *Adaptive Optics Systems*, sous la direction de N. Hubin, C. E. Max et P. L. Wizinowich, vol. 7015. Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng. (2008).
- [41] C. Thalmann, H. M. Schmid, A. Boccaletti, D. Mouillet, K. Dohlen, R. Roelfsema, M. Carbillet, D. Gisler, J.-L. Beuzit, M. Feldt, R. Gratton, F. Joos, C. U. Keller, J. Kragt II, J. H. Pragt, P. Puget, F. Rigal, F. Snik, R. Waters et F. Wildi, *SPHERE ZIMPOL : overview and performance simulation*, Vol. 7014, pp. 70143F–70143F–12 (2008).
- [42] R. Roelfsema, H. M. Schmid, J. Pragt, D. Gisler, R. Waters, A. Bazzon, A. Baruffolo, J.-L. Beuzit, A. Boccaletti, J. Charton, C. Cumani, K. Dohlen, M. Downing, E. Elswijk, M. Feldt, C. Groothuis, M. de Haan, H. Hanenburg, N. Hubin, F. Joos, M. Kasper, C. Keller, J. Kragt, J.-L. Lizon, D. Mouillet, A. Pavlov, F. Rigal, S. Rochat, B. Salasnich, P. Steiner, C. Thalmann, L. Venema et F. Wildi, *The ZIMPOL high-contrast imaging polarimeter for SPHERE : design, manufacturing, and testing*, Vol. 7735, pp. 77354B–77354B–17 (2010).
- [43] J. Antichi, K. Dohlen, R. G. Gratton, D. Mesa, R. U. Claudi, E. Giro, A. Boccaletti, D. Mouillet, P. Puget et J.-L. Beuzit, *BIGRE : A Low Cross-Talk Integral Field Unit Tailored for Extrasolar Planets Imaging Spectroscopy*, The Astrophysical Journal, 695 (2), p. 1042 (2009).
- [44] M. Born et E. Wolf, *Principles of Optics*, Pergamon Press (1989).
- [45] G. Rousset, J.-C. Fontanella, P. Kern, P. Gigan, F. Rigaut, P. Léna, C. Boyer, P. Jagourel, J.-P. Gaffard et F. Merkle, *First diffraction-limited astronomical images with adaptive optics*, Astron. Astrophys., 230, pp. 29–32 (1990).
- [46] G. Rousset, F. Lacombe, P. Puget, N. Hubin, E. Gendron, T. Fusco, R. Arsenault, J. Charton, P. Feautrier, P. Gigan, P.-Y. Kern, A.-M. Lagrange, P.-Y. Madec, D. Mouillet, D. Rabaud, P. Rabou, E. Stadler et G. Zins, *NAOS, the first AO system of the VLT : on-sky performance*, Dans *Adaptive Optical System Technologies II*, vol. 4839, pp. 140–149. Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng. (2003).
- [47] R. Ragazzoni, *Pupil plane wavefront sensing with an oscillating prism*, Journal of Modern Optics, 43 (2), pp. 289–293 (1996).
- [48] F. Roddier, *Curvature sensing and compensation : a new concept in adaptive optics*, Appl. Opt., 27 (7), pp. 1223–1225 (Apr 1988).
- [49] O. Guyon, *Limits of Adaptive Optics for High-Contrast Imaging*, The Astrophysical Journal, 629 (1), p. 592 (2005).

BIBLIOGRAPHIE

- [50] M. Séchaud, *Wave-front compensation devices*, Cambridge University Press (1999).
- [51] R. Soummer, C. Aime et P. E. Falloon, *Stellar coronagraphy with prolate apodized circular apertures*, *Astron. Astrophys.*, 397 (2003).
- [52] N. J. Kasdin, R. J. Vanderbei, D. N. Spergel et M. G. Littman, *Extrasolar Planet Finding via Optimal Apodized-Pupil and Shaped-Pupil Coronagraphs*, *The Astrophysical Journal*, 582 (2), p. 1147 (2003).
- [53] C. Aime, *Principle of an Achromatic Prolate Apodized Lyot Coronagraph*, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 117 (835), pp. 1012–1019 (2005).
- [54] F. Roddier et C. Roddier, *Stellar coronagraphy with phase mask*, *Pub. Astron. Soc. Pacific*, 109 (April 1997).
- [55] O. Guyon, C. Roddier, J. Graves, F. Roddier, S. Cuevas, C. Espejo, S. Gonzalez, A. Martinez, G. Bisiacchi et V. Vuntetmeri, *The nulling stellar coronagraph : laboratory test and performance evaluation*, *Pub. Astron. Soc. Pacific*, 111 (October 1999).
- [56] M. N'Diaye, K. Dohlen, S. Cuevas, P. Lanzoni, F. Chelma, C. Chaumont, R. Soummer et E. T. Griffiths, *Experimental results with a second-generation Roddier and Roddier phase mask coronagraph*, *Astron. Astrophys.* (September 2009).
- [57] J. Boyd, *Prolate spheroidal wave functions as an alternative to Chebyshev and Legendre polynomials for spectral element and pseudospectral algorithms*, *Journal of Computational Physics* (mai 2004).
- [58] D. Rouan, P. Riaud, A. Boccaletti, Y. Clénet et A. Labeyrie, *The Four-Quadrant Phase-Mask Coronagraph. I. Principle*, *Pub. Astron. Soc. Pacific*, 112, pp. 1479–1486 (novembre 2000).
- [59] P. Riaud, A. Boccaletti, D. Rouan, F. Lemarquis et A. Labeyrie, *The Four-Quadrant Phase-Mask Coronagraph. II. Simulations*, *Pub. Astron. Soc. Pacific*, 113, pp. 1145–1154 (septembre 2001).
- [60] P. Riaud, A. Boccaletti, J. Baudrand et D. Rouan, *The Four-Quadrant Phase Mask Coronagraph. III. Laboratory Performance*, *Pub. Astron. Soc. Pacific*, 115, pp. 712–719 (juin 2003).
- [61] A. Boccaletti, P. Riaud, P. Baudoz, J. Baudrand, D. Rouan, D. Gratadour, F. Lacombe et A.-M. Lagrange, *The Four-Quadrant Phase Mask Coronagraph. IV. First Light at the Very Large Telescope*, *Pub. Astron. Soc. Pacific*, 116, pp. 1061–1071 (novembre 2004).
- [62] D. Mawet, P. Riaud, J. Baudrand, P. Baudoz, A. Boccaletti, O. Dupuis et D. Rouan, *The four-quadrant phase-mask coronagraph : white light laboratory results with an achromatic device*, *Astron. Astrophys.*, 448 (2), pp. 801–808 (2006).
- [63] G. Foo, D. M. Palacios et J. Grover A. Swartzlander, *Optical vortex coronagraph*, *Opt. Lett.*, 30 (24), pp. 3308–3310 (Dec 2005).
- [64] D. Mawet, P. Riaud, O. Absil et J. Surdej, *Annular Groove Phase Mask Coronagraph*, *The Astrophysical Journal*, 633 (2), p. 1191 (2005).
- [65] D. Mawet, E. Serabyn, K. Liewer, C. Hanot, S. McEldowney, D. Shemo et N. O'Brien, *Optical Vectorial Vortex Coronagraphs using Liquid Crystal Polymers : theory, manufacturing and laboratory demonstration*, *Opt. Express*, 17 (3), pp. 1902–1918 (Feb 2009).

- [66] D. Mawet, E. Serabyn, K. Liewer, R. Burruss, J. Hickey et D. Shemo, *The Vector Vortex Coronagraph : Laboratory Results and First Light at Palomar Observatory*, The Astrophysical Journal, 709 (1), p. 53 (2010).
- [67] E. Serabyn, D. Mawet et R. Burruss, *An image of an exoplanet separated by two diffraction beamwidths from a star*, Nature (London), 464, pp. 1018–1020 (mai 2010).
- [68] R. Soummer, K. Dohlen et C. Aime, *Achromatic dual-zone phase mask stellar coronagraph*, Astron. Astrophys., 403 (1), pp. 369–381 (2003).
- [69] N'Diaye, M., Dohlen, K., Cuevas, S., Soummer, R., Sánchez-Pérez, C. et Zamkotsian, F., *Improved achromatization of phase mask coronagraphs using colored apodization*, Astron. Astrophys., 538, p. A55 (2012).
- [70] J. W. Cooley et J. W. Tukey, *An Algorithm for the Machine Calculation of Complex Fourier Series*, Mathematics of Computation, 19 (90), pp. pp. 297–301 (1965).
- [71] R. Soummer, L. Pueyo, A. Sivaramakrishnan et R. J. Vanderbei, *Fast computation of Lyot-Style coronagraph propagation*, Opt. Express, 15 (November 2007).
- [72] S. J. Thomas, A. A. Give'On, D. Dillon, B. Macintosh, D. Gavel et R. Soummer, *Laboratory test of application of electric field conjugation image-sharpening to ground-based adaptive optics*, Dans *Adaptive Optics Systems II*, vol. 7736. Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng. (2010).
- [73] J. Trauger, A. Give'on, B. Gordon, B. Kern, A. Kuhnert, D. Moody, A. Niesser, F. Shi, D. Wilson et C. Burrows, *Laboratory demonstration of high-contrast imaging for space coronagraphy*, Dans *Techniques and Instrumentation for Detection of Exoplanets III*, vol. 6693. Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng. (2010).
- [74] S. Hinkley, B. R. Oppenheimer, N. Zimmerman, D. Brenner, I. R. Parry, J. R. Crepp, G. Vasisht, E. Ligon, D. King, R. Soummer, A. Sivaramakrishnan, C. Beichman, M. Shao, L. C. Roberts Jr., A. Bouchez, R. Dekany, L. Pueyo, J. E. Roberts, T. Lockhart, C. Zhai, C. Shelton et R. Burruss, *A New High Contrast Imaging Program at Palomar Observatory*, Pub. Astron. Soc. Pacific, 123 (January 2011).
- [75] Galicher, R., Baudoz, P. et Rousset, G., *Wavefront error correction and Earth-like planet detection by a self-coherent camera in space*, Astron. Astrophys., 488 (1), pp. L9–L12 (2008).
- [76] Mazoyer, J., Baudoz, P., Galicher, R., Mas, M. et Rousset, G., *Estimation and correction of wavefront aberrations using the self-coherent camera : laboratory results*, Astron. Astrophys., 557, p. A9 (2013).
- [77] R. Gonsalvez, *Phase retrieval and diversity in adaptative optics*, Opt. Eng., 21 (September 1982).
- [78] L. M. Mugnier, A. Blanc et J. Idier, *Phase Diversity : a Technique for Wave-Front Sensing and for Diffraction-Limited Imaging*, Dans *Advances in Imaging and Electron Physics*, sous la direction de P. Hawkes, vol. 141, chap. 1, pp. 1–76. Elsevier (2006).
- [79] A. Blanc, *Identification de réponse impulsionnelle et restauration d'images : apports de la diversité de phase*, Thèse de doctorat, Université Paris XI Orsay (juillet 2002).

BIBLIOGRAPHIE

- [80] A. Blanc, T. Fusco, M. Hartung, L. M. Mugnier et G. Rousset, *Calibration of NAOS and CONICA static aberrations. Application of the phase diversity technique*, Astron. Astrophys., 399, pp. 373–383 (2003).
- [81] J. Idier, rédacteur en chef, *Bayesian Approach to Inverse Problems*, ISTE Ltd and John Wiley & Sons Inc (avril 2008).
- [82] L. Mugnier, *Des données à la connaissance de l'objet : le problème inverse*, Dans *L'observation en astrophysique*, sous la direction de P. Léna, D. Rouan, F. Lebrun, F. Mignard et D. Pelat, chap. 9, section 6, pp. 591–613. EDP Sciences, Les Ulis, France (2008).
- [83] É. Walter et L. Pronzato, *Identification of parametric models from experimental data*, Communications and control engineering. Springer (1997).
- [84] D. P. Bertsekas et D. P. Bertsekas, *Nonlinear Programming*, Athena Scientific, 2nd édition (septembre 1999).
- [85] E. H. L. Aarts et P. J. M. van Laarhoven, *Statistical Cooling : A General Approach to Combinatorial Optimization Problems*, Philips Journal of Research, 40, pp. 193–226 (1985).
- [86] R. Eglese, *Simulated annealing : A tool for operational research*, European Journal of Operational Research, 46 (3), pp. 271 – 281 (1990).
- [87] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling et B. P. Flannery, *Numerical Recipes : the Art of Scientific Computing*, Cambridge University (2007).
- [88] C. G. BROYDEN, *The Convergence of a Class of Double-rank Minimization Algorithms I. General Considerations*, IMA Journal of Applied Mathematics, 6 (1), pp. 76–90 (1970).
- [89] R. Fletcher, *A new approach to variable metric algorithms*, The Computer Journal, 13 (3), pp. 317–322 (1970).
- [90] D. Goldfarb, *A Family of Variable-Metric Methods Derived by Variational Means*, Mathematics of Computation, 24 (109), pp. pp. 23–26 (1970).
- [91] D. F. Shanno, *Conditioning of Quasi-Newton Methods for Function Minimization*, Mathematics of Computation, 24 (111), pp. pp. 647–656 (1970).
- [92] E. Thiébaud, *Optimization issues in blind deconvolution algorithms*, Dans *Astronomical Data Analysis II*, vol. 4847, pp. 174–183. Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng. (December 2002).
- [93] J.-F. Sauvage, L. M. Mugnier, B. Paul et R. Villecroze, *Coronagraphic phase diversity : a simple focal-plane wavefront sensor*, Opt. Lett., 37 (23) (décembre 2012).
- [94] B. Paul, J.-F. Sauvage et L. M. Mugnier, *Coronagraphic phase diversity : performance study and laboratory demonstration*, Astron. Astrophys., 552 (A48) (avril 2013).
- [95] L. M. Mugnier, T. Fusco et J.-M. Conan, *MISTRAL : a Myopic Edge-Preserving Image Restoration Method, with Application to Astronomical Adaptive-Optics-Corrected Long-Exposure Images.*, J. Opt. Soc. Am. A, 21 (10), pp. 1841–1854 (octobre 2004).
- [96] J.-F. Sauvage, L. M. Mugnier, G. Rousset et T. Fusco, *Analytical expression of long-exposure adaptive-optics-corrected coronagraphic image. First application to exoplanet detection*, J. Opt. Soc. Am. A, 27 (11), pp. A157–A170 (novembre 2010).
- [97] R. J. Noll, *Zernike polynomials and atmospheric turbulence*, J. Opt. Soc. Am., 66 (3), pp. 207–211 (1976).

- [98] K. Dohlen, F. Wildi, J. Beuzit, P. Puget, D. Mouillet, A. Baruffolo, A. Boccaletti, J. Charton, R. Claudi, A. Costille, P. Feautrier, M. Feldt, T. Fusco, R. Gratton, M. Kasper, M. Langlois, D. L. Mignant, J. Lizon, N. Hubin, A. Pavlov, C. Petit, J. Pragt, P. Rabou, S. Rochat, R. Roelfsema, J. Sauvage et H. Schmid, *SPHERE system analysis predictions*, Dans *Adaptive Optics for Extremely Large Telescopes (AO4ELT) 2011*. AO4ELT (2011).
- [99] Hugot, E., Ferrari, M., El Hadi, K., Costille, A., Dohlen, K., Rabou, P., Puget, P. et Beuzit, J. L., *Active optics methods for exoplanet direct imaging*, Astron. Astrophys., 538, p. A139 (2012).
- [100] J.-F. Sauvage, T. Fusco, G. Rousset et C. Petit, *Calibration and Pre-Compensation of Non-Common Path Aberrations for eXtreme Adaptive Optics*, J. Opt. Soc. Am. A, 24 (8), pp. 2334–2346 (août 2007).
- [101] D. Gratadour, L. M. Mugnier et D. Rouan, *Sub-pixel image registration with a maximum likelihood estimator*, Astron. Astrophys., 443, pp. 357–365 (novembre 2005).
- [102] B. Paul, L. M. Mugnier, J.-F. Sauvage, K. Dohlen et M. Ferrari, *High-order myopic coronagraphic phase diversity (COFFEE) for wave-front control in high-contrast imaging systems*, Opt. Express, 21 (26), pp. 31751–31768 (2013).
- [103] D. J. Lee, M. C. Roggemann, B. M. Welsh et E. R. Crosby, *Evaluation of least-squares phase-diversity technique for space telescope wave-front sensing*, Astrophys. J., 36 (35) (décembre 1997).
- [104] N. Védrenne, L. M. Mugnier, V. Michau, M.-T. Velluet et R. Bierent, *Laser beam complex amplitude measurement by phase diversity*, Opt. Express, 22 (4), pp. 4575–4589 (Feb 2014).
- [105] C. Petit, J.-M. Conan, T. Fusco, E. Fedrigo, C. Kulcsár et H. Raynaud, *Optimization of the control laws for the SPHERE XAO system*, Dans *Adaptive Optics Systems*, sous la direction de N. Hubin, C. E. Max et P. L. Wizinowich, vol. 7015. Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng. (2008).
- [106] P. Martinez, M. Kasper, A. Costille, J.-F. Sauvage, K. Dohlen, P. Puget et J.-L. Beuzit, *Speckle temporal stability in XAO coronagraphic images*, Astron. Astrophys., 554 (A41) (2013).
- [107] A. Give'on, N. J. Kasdin, R. J. Vanderbei et Y. Avitzour, *On representing and correcting wavefront errors in high-contrast imaging systems*, J. Opt. Soc. Am., 23 (May 2006).
- [108] L. Pueyo et C. Norman, *High-contrast Imaging with an Arbitrary Aperture : Active Compensation of Aperture Discontinuities*, The Astrophysical Journal, 769 (2), p. 102 (2013).
- [109] S. Thomas, E. Pluzhnik, J. Lozi, R. Belikov, F. Witteborn, T. Greene, G. Schneider et O. Guyon, *Improving the broadband contrast at small inner working angles using image sharpening techniques*, Dans *Proceedings of the Third AO4ELT Conference*, sous la direction de S. Esposito et L. Fini, Firenze, INAF - Osservatorio Astrofisico di Arcetri (2013).
- [110] F. Zernike, *Diffraction theory of the knife-edge test and its improved form, the phase-contrast method*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 94, pp. 377–384 (mars 1934).
- [111] M. N'Diaye, K. Dohlen, T. Fusco et B. Paul, *Calibration of quasi-static aberrations in exoplanet direct-imaging instruments with a Zernike phase-mask sensor*, Astron. Astrophys., 555 (A94) (juillet 2013).

BIBLIOGRAPHIE

- [112] K. Dohlen, F. Madec, M. N'Diaye, B. Paul, T. Fusco, A. Jolivet, D. Luo, L. Yatcheva, J.-F. Sauvage, L. Mugnier et M. Ferrari, *Lab demonstration of the Zernike phase mask near-coronagraph quasi static aberrations sensor; ZELDA*, Dans *Adaptive Optics for Extremely Large Telescopes (AO4ELT) 2013*. AO4ELT (mai 2013).
- [113] L. M. Mugnier, C. Robert, J.-M. Conan, V. Michau et S. Salem, *Myopic deconvolution from wavefront sensing*, J. Opt. Soc. Am. A, 18, pp. 862–872 (avril 2001).
- [114] E. Thiébaud et J.-M. Conan, *Strict a priori constraints for maximum-likelihood blind deconvolution*, J. Opt. Soc. Am. A, 12 (3), pp. 485–492 (1995).