



**HAL**  
open science

# Imagerie optique à très haut contraste : une approche instrumentale optimale

Mathilde Beaulieu

► **To cite this version:**

Mathilde Beaulieu. Imagerie optique à très haut contraste : une approche instrumentale optimale. Autre. COMUE Université Côte d'Azur (2015 - 2019), 2017. Français. NNT : 2017AZUR4040 . tel-01599054

**HAL Id: tel-01599054**

**<https://theses.hal.science/tel-01599054v1>**

Submitted on 1 Oct 2017

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

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

École Doctorale Sciences Fondamentales et Appliquées  
Laboratoire Lagrange, Observatoire de la Côte d'Azur

# THÈSE de DOCTORAT

Présentée en vue de l'obtention du  
grade de docteur en Sciences de l'Univers de  
laboratoire Lagrange, Observatoire de la Côte d'Azur  
par

Mathilde BEAULIEU

## IMAGERIE OPTIQUE À TRÈS HAUT CONTRASTE : UNE APPROCHE INSTRUMENTALE OPTIMALE

Dirigée par Farrokh VAKILI et codirigée par Lyu ABE

Soutenue le 15 juin 2017 devant le jury composé de :

Lyu ABE	Astronome Adjoint, Laboratoire Lagrange	Co-directeur de thèse
Philippe BENDJOYA	Professeur, Laboratoire Lagrange	Examinateur
Anthony BOCCALETTI	Chargé de Recherche, LESIA	Rapporteur
Kjetil DOHLEN	Ingénieur de Recherche, LAM	Rapporteur
Raphaël GALICHER	Maître de Conférence, Univ. Paris Diderot	Examinateur
Laurent KOEHLIN	Astronome, IRAP	Examinateur
Rodolphe KRAWCZYK	Ingénieur, Thalès Alénia Space	Invité
Bruno LOPEZ	Astronome, Laboratoire Lagrange	Président
Farrokh VAKILI	Astronome, Laboratoire Lagrange	Directeur de thèse
Christophe VÉRINAUD	Ingénieur de recherche, IPAG	Invité



## Remerciements

Mes remerciements s'adressent en premier lieu à mes directeurs de recherche, Farrokh Vakili et Lyu Abe pour m'avoir accompagnée tout au long de la thèse, pour m'avoir permis de rentrer dans le monde passionnant de l'instrumentation astrophysique il y a une dizaine d'années et pour m'avoir transmis une partie de leur savoir. Merci à Farrokh pour m'avoir si bien conseillée et soutenue. Merci infiniment à Lyu pour toute la confiance qu'il m'a témoignée, toute l'aide qu'il m'a apportée et pour sa patience, sa compréhension et sa bienveillance. J'ai beaucoup appris grâce à vous.

Je remercie chaleureusement Patrice Martinez pour ses précieux conseils, son soutien, son temps et ses encouragements. Un grand merci aussi à l'équipe SPEED pour leur dynamisme et leur accueil et particulièrement à Carole Gouvret pour son aide et son amitié. Je souhaite remercier Pierre Baudoz, Yves Bresson et l'équipe C.R.I.MSOM pour leur contribution à ce travail.

Je remercie la Région PACA, l'Observatoire de la Côte d'Azur et son directeur pour leur soutien financier.

Je tiens également à remercier spécialement René Doyon qui m'a donné la chance de travailler avec lui pendant dix ans, qui m'a tant appris et dont je n'oublierai jamais le formidable dynamisme, les conseils et la gentillesse. Je remercie aussi David Lafrenière pour son amitié, son aide précieuse et sa contribution majeure à mes connaissances actuelles.

Je remercie sincèrement ma famille et mes amis pour leur présence durant ce périple. J'adresse un incommensurable merci à Steeve pour m'avoir appris qu'il n'y a ni impossible ni mode d'emploi, qui a supporté et corrigé avec patience les multiples versions préliminaires de mes travaux et présentations, et qui depuis presque 20 ans m'inspire tant. Je remercie évidemment mes deux rayons de soleil, Samuel et Inès qui m'ont tellement appris à être.





# Table des matières

Acronymes	xvii
<b>1 Introduction : la détection d'exoplanètes</b>	<b>1</b>
1.1 Les exo-planètes	2
1.2 Les modes de détection des exoplanètes	3
1.2.1 Méthode des vitesses radiales	3
1.2.2 Méthode des transits photométriques	6
1.2.3 Méthode de lentille gravitationnelle	9
1.2.4 Méthode par imagerie	10
1.2.5 Conclusion	11
1.3 La détection directe d'exoplanètes : techniques et limitations	12
1.3.1 Coronographie, halo de diffraction et séparation angulaire	13
1.3.2 Les observations au sol : la problématique de la turbulence atmosphérique	18
1.3.3 Combattre les aberrations quasi-statiques	21
1.3.3.1 La limitation des aberrations statiques et/ou quasi-statiques	21
1.3.3.2 L'imagerie différentielle	22
1.3.3.3 La <i>mise en forme</i> du front d'onde	26
1.3.3.4 La stabilité	26
1.4 Conclusion	28
1.5 Cette thèse	28
<b>2 Le haut contraste à petite séparation</b>	<b>31</b>
2.1 Intérêt scientifique	32
2.2 Le <i>wavefront shaping</i> : description et problématique	37
2.2.1 Problématique de l'imagerie différentielle à faible séparation	37

---

2.2.2	Problématique du <i>wavefront shaping</i> : la propagation des erreurs de phase . . . . .	38
2.2.3	Minimisation d'énergie avec 2 miroirs déformables pour le <i>wavefront shaping</i> . . . . .	41
2.3	Modèle et implémentation numérique . . . . .	47
2.3.1	Modèle optique . . . . .	48
2.3.2	Modèle et application numérique . . . . .	50
2.3.3	Exemple de résultats par analyse <i>end-to-end</i> . . . . .	52
2.4	Limitations de montage optique potentielles pour le haut-contraste à petite séparation . . . . .	54
2.4.1	La distance inter-miroir déformable et la taille du <i>dark hole</i> . . . . .	54
2.4.1.1	Approche analytique . . . . .	54
2.4.1.2	Résultats des simulations <i>end-to-end</i> . . . . .	60
2.4.2	Le nombre d'actionneurs . . . . .	66
2.4.2.1	Approche semi-analytique . . . . .	66
2.4.2.2	Résultats des simulations <i>end-to-end</i> . . . . .	70
2.4.3	Les tavelures de repliement . . . . .	71
2.4.3.1	Approche semi-analytique . . . . .	71
2.4.3.2	Résultats des simulations <i>end-to-end</i> . . . . .	75
2.4.4	L'architecture optique . . . . .	77
2.4.4.1	Approche semi-analytique . . . . .	77
2.4.4.2	Résultats des simulations <i>end-to-end</i> . . . . .	79
2.4.5	Discussion . . . . .	80
2.4.6	Article du journal MNRAS (2017) . . . . .	84
2.5	Le projet SPEED : description et simulation . . . . .	97
2.5.1	Description du projet . . . . .	97
2.5.1.1	Objectifs . . . . .	97
2.5.1.2	Conception générale . . . . .	99
2.5.2	Simulations numériques : optimisation de la distance des miroirs déformables de SPEED . . . . .	102
2.5.2.1	Paramètres de simulation . . . . .	102

---

2.5.2.2	Résultats des simulations numériques . . . . .	103
2.5.2.3	Article de la conférence <i>AO4ELT4, 2015</i> . . . . .	106
2.5.2.4	Article de la conférence <i>SPIE, 2016</i> . . . . .	115
2.5.3	Perspective : test de validation en laboratoire . . . . .	124
2.6	Conclusion . . . . .	127
<b>3</b>	<b>Étude de stabilité et caractérisation d'un outil de métrologie</b>	<b>129</b>
3.1	L'étude de stabilité SIA . . . . .	129
3.2	Caractérisation d'un outil de métrologie . . . . .	135
3.2.1	L'interféromètre 3-faisceaux . . . . .	135
3.2.2	Montage expérimental . . . . .	136
3.2.3	Résultats . . . . .	137
3.2.4	Analyse et modélisation . . . . .	139
3.3	Application au projet SPEED . . . . .	142
3.4	Conclusion . . . . .	143
3.5	Article SPIE, 2014 . . . . .	143
<b>4</b>	<b>Une technique d'imagerie différentielle : DIFFRACT</b>	<b>153</b>
4.1	Principe . . . . .	153
4.2	Simulations numériques . . . . .	154
	<b>Conclusion</b>	<b>161</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>163</b>



# Table des figures

1.1	Nombre et masse des exoplanètes détectées (ou prévues) selon les différentes méthodes de détection, à partir de <a href="#">Perryman [2014]</a> et actualisé en 2016. Crédit : <a href="http://exoplanetes.esep.pro/index.php/cours-fr/methodes-de-detection-des-exoplanetes-fr">http://exoplanetes.esep.pro/index.php/cours-fr/methodes-de-detection-des-exoplanetes-fr</a> . . . . .	4
1.2	Courbe de vitesse radiale de l'étoile 51 Peg de <a href="#">Mayor et Queloz [1995]</a> . . . . .	5
1.3	Diagramme masse/séparation de 300 exoplanètes connues, détectées par vitesse radiale (triangles) ou microlentilles (cercles) ainsi que les précisions nécessaires de vitesse radiale, à partir de <a href="#">Bouchy et al. [2009]</a> . . . . .	6
1.4	Courbe de transit de Kepler 452, de <a href="#">Jenkins et al. [2015]</a> . . . . .	7
1.5	Spectre mesuré transmis de GJ 1214b (noir) comparé à des modèles d'atmosphère de type solaire (orange), d'atmosphère composée d'eau vapeur (bleu) et d'atmosphère composée de 70% d'eau et de 30% d'hydrogène moléculaire (vert), de <a href="#">Bean et al. [2010]</a> . . . . .	7
1.6	Courbe de lumière pour l'observation de l'événement d'amplification gravitationnel OGLE-2005-BLG-390 de <a href="#">Beaulieu et al. [2006]</a> . Le pic secondaire, reporté dans l'encart à droite, est causé par le passage d'une planète de 5.5 masses terrestres. . . . .	10
1.7	Image du système planétaire orbitant autour de HR8799, crédit de <a href="#">Marois et al. [2008]</a> . . . . .	11
1.8	Exoplanètes détectées par méthode directe (imagerie en bleu) ou indirecte (transit en noir, vitesse radiale en rouge et microlentille gravitationnelle en vert) selon leur masse (en $M_{jup}$ ) et la distance à leur étoile (en u.a), à partir du catalogue de planètes de <a href="#">exoplanet.eu</a> . . . . .	12
1.9	Fonction d'étalement de point (FÉP) en échelle logarithmique (en bas) pour deux formes de télescopes : circulaire (en haut à gauche) et segmentée et obstruée (en haut à droite). . . . .	14

1.10	Écran de phase suivant le modèle de Kolmogorov (en radians, en haut), FÉP correspondant à cette phase (en bas, à gauche) et FÉP moyennée sur 100 structures atmosphériques aléatoires (en bas, à droite). Les FÉP sont à la même échelle logarithmique. . . . .	19
1.11	FÉP en échelle logarithmique avec turbulence atmosphérique (modèle de Kolmogorov et paramètre de Fried de 0.2) avant (à gauche) et après (à droite) correction d'un miroir déformable constitué de 2 000 actionneurs. . . . .	20
1.12	Écran de phase d'aberration statique (en radians, à gauche) et FÉP correspondant à cette phase (en échelle logarithmique, à droite). . . . .	22
1.13	Image de l'anneau de poussière de Fomalhaut ainsi que de l'exoplanète Fomalhaut b de Kalas et al. [2008]. . . . .	24
1.14	Démonstration en laboratoire d'un contraste de $10^{-9}$ , à partir de Trauger et Traub [2007]. Images des FÉP (en échelle logarithmique) avant (à gauche) et après (au milieu) génération d'un <i>dark hole</i> (à des échelles différentes). La figure à droite représente le contraste initial (courbe A), le contraste après le coronographe avant (courbe C) et après (courbe B) le <i>wavefront shaping</i> et le contrast obtenu après la technique de <i>roll deconvolution</i> (courbe D). . . . .	27
2.1	Zone habitable des naines M (à partir de <a href="http://www.daviddarling.info/encyclopedia/H/habzone.html">http://www.daviddarling.info/encyclopedia/H/habzone.html</a> ). . . . .	34
2.2	Échantillon de naines M du catalogue <i>Gliese</i> . . . . .	35
2.3	Pourcentage d'exoplanètes détectées autour des naines M de l'échantillon selon, le diamètre du télescope (en abscisse) et selon le contraste obtenu au télescope ( $\mathcal{C}$ ) et s'il est obtenu à $1 \lambda/D$ (rouge) ou à $2 \lambda/D$ (bleu). . . . .	37
2.4	Illustration de l'effet Talbot. Une phase initiale, lors de la propagation de Fresnel, évolue en une combinaison de phase et d'amplitude, en amplitude uniquement ou phase uniquement selon la distance de propagation. . . . .	39

2.5	Montage optique générique à 2 miroirs déformables. . . . .	42
2.6	Organigramme de l'algorithme de calcul de <i>dark hole</i> . . . . .	51
2.7	Image représentant le contraste en échelle logarithmique avant (en haut à gauche) et après (en haut à droite) le coronographe et après le <i>wavefront shaping</i> avec deux miroirs déformables (en bas). . . . .	53
2.8	Contraste $\mathcal{C}$ obtenu pour chacune des 128 réalisations de phase aléatoires différentes. . . . .	54
2.9	Montage optique simplifié à un miroir déformable. . . . .	55
2.10	Contribution du sinus en fonction des fréquences du <i>dark hole</i> pour différentes positions du miroir déformable : 0.3 (noir), 1.5 (rouge) et 3 m (bleu). . . . .	57
2.11	Contribution du sinus (pointillé) et du cosinus (pointillé long) moyenné entre 0.8 et 4 $\lambda/D$ , en fonction de la distance du miroir déformable au plan pupille et position optimale du miroir déformable (rouge) qui maximise la couverture spatiale. . . . .	58
2.12	Montage optique avec 2 miroirs déformables . . . . .	59
2.13	Efficacité de 0.8 à 4 $\lambda/D$ en fonction de la distance du $DM_2$ pour différentes positions du $DM_1$ : de 0 à 2.5 m du plan pupille. Les losanges correspondent au cas où le sinus et le cosinus n'ont pas de point d'intersection (à l'inverse des triangles). . . . .	61
2.14	Contraste (valeur à $5\sigma$ à l'intérieur du <i>dark hole</i> de 0.8 à 4 $\lambda/D$ ) en fonction du numéro de réalisation de phase pour $z_1 = 0$ et $z_2 = \{0.5, 1, 1.5, 2 \text{ et } 2.5 \text{ m}\}$ du plan pupille (de haut en bas). . . . .	62
2.15	Histogramme de contraste pour chaque position des miroirs déformables. L'histogramme représente le nombre de réalisations qui atteignent un certain contraste (défini sur l'axe des abscisses en puissance de 10). Les courbes noires et rouges représentent des aberrations de montage optique de 20 et 40 nm rms. Les lignes pointillées sont les médianes du contraste obtenu dans chaque cas. . . . .	63



2.16	Contraste à l'intérieur du <i>dark hole</i> en fonction du numéro de la réalisation de phase aléatoire. Les points noirs, rouges et bleus représentent des simulations avec des tailles respectives de <i>dark hole</i> de 0.8 à 4 $\lambda/D$ , de 0.8 à 6 $\lambda/D$ et de 0.8 à 8 $\lambda/D$ . . . . .	65
2.17	Cosinus radial normalisé défini au plan pupille (à gauche) et image au plan focal en échelle logarithmique (anneau d'intensité, à droite).	67
2.18	FÉP (en échelles logarithmiques) obtenues avec un anneau situé à 2 $\lambda/D$ (en haut) ou à 10 $\lambda/D$ (en bas) par rapport au centre de l'image. Les FÉPs avant le <i>wavefront shaping</i> , après le <i>wavefront shaping</i> avec 500 actionneurs et après le <i>wavefront shaping</i> avec 1 000 actionneurs sont représentées respectivement à gauche, au centre et à droite de l'image. . . . .	68
2.19	Gain $\gamma$ avec 500 (courbe noire) et 1 000 actionneurs (courbe rouge), pour une zone de correction de taille 10 $\lambda/D$ . . . . .	69
2.20	Gain $\Gamma$ lorsque le nombre d'actionneurs est doublé ( $\Gamma$ ) pour des tailles de correction de 10 $\lambda/D$ (courbe noire) et 5 $\lambda/D$ (courbe rouge). . .	69
2.21	Contraste à l'intérieur d'une zone de correction de 0.8 à 4 $\lambda/D$ en fonction de la distance $z_1$ pour $z_2 = 1.5$ m. Chaque symbole <i>plus</i> correspond à une réalisation de phase aléatoire. Les symboles noirs, rouges et bleus représentent des simulations avec, respectivement 1 600, 1 000 et 600 actionneurs. . . . .	70
2.22	Anneau initial à une fréquence en dehors de la zone d'influence du miroir déformable (à 16 $\lambda/D$ ), au plan focal avant (à gauche) et après (au milieu) l'algorithme de <i>dark hole</i> . L'algorithme a aussi été appliqué pour une phase dont la fréquence est à l'intérieur de la zone d'influence du miroir déformable (à 4 $\lambda/D$ ); le <i>dark hole</i> obtenu est montré à droite de la figure. L'échelle est logarithmique. . . . .	73
2.23	Gain en contraste avec 500 actionneurs ( $\gamma_{500}$ ) après l'algorithme de <i>wavefront shaping</i> pour des tavelures définies à des fréquences à l'intérieur ou à l'extérieur d'un <i>dark hole</i> de taille 10 $\lambda/D$ (courbe noire) ou 5 $\lambda/D$ (courbe rouge). . . . .	74

2.24	Illustration de l'impact des tavelures de repliement. Les lignes bleues et vertes représentent respectivement la zone d'influence du miroir et la zone de correction ( <i>dark hole</i> ). Le profil d'Airy noir correspond au profil d'une tavelure de repliement à l'extérieur de la zone d'influence et le profil rouge représente le profil d'une tavelure créée par le miroir pour reproduire le profil du speckle de repliement, lorsque le <i>dark hole</i> est plus petit que la zone d'influence du miroir. . . . .	75
2.25	Courbes des médianes radiales de la DSP pour des lois de puissance en $f^{-2.5}$ (courbe rouge) et $f^{-3}$ (courbe noire) et illustration de la capacité maximale du miroir déformable (ligne bleue). . . . .	76
2.26	Contraste à l'intérieur de $0.8$ à $4 \lambda/D$ en fonction de la distance du miroir $z_1$ pour $z_2 = 1.5$ m. Les symboles <i>plus</i> correspondent aux réalisations de phase aléatoires. Les symboles noirs et rouges ont été réalisés avec des DSP respectives en $f^{-3}$ et $f^{-2.5}$ . . . . .	76
2.27	Montage optique avec les deux miroirs déformables en faisceaux collimatés (en haut) et avec le 2 <sup>ème</sup> miroir en faisceau convergent (en bas) ainsi que les amplitudes complexes correspondantes dans le plan du 2 <sup>ème</sup> miroir déformable. . . . .	78
2.28	Prise en compte de la taille géométrique du faisceau (faisceau convergent vs. collimaté) en augmentant la distance inter-actionneur du miroir déformable : principe (en haut) et exemple (en bas). . . . .	79
2.29	Contraste à l'intérieur de $0.8$ à $4 \lambda/D$ en fonction de la distance du miroir $z_1$ pour $z_2 = 1.5$ m. Les symboles <i>plus</i> correspondent aux réalisations de phase aléatoires. Les symboles noirs et rouges ont été réalisés respectivement avec une architecture optique en faisceau collimaté ou convergent. . . . .	80

2.30	Distance totale optimale entre les deux miroirs déformables pour différentes tailles de <i>dark hole</i> , de longueurs d'onde ou de diamètres de pupille. De haut en bas, la taille du <i>dark hole</i> varie de 0.8 à 4, de 2 à 10 et de 4 à 10 $\lambda/D$ . Chaque graphe représente la longueur d'onde en fonction de la distance optimale des miroirs. Les courbes rouge, bleu foncé, orange, jaune et bleu clair représentent respectivement des diamètres de pupille de 5, 7.7, 10, 15 et 20 mm. . . . .	81
2.31	Contraste en échelle logarithmique (astérisques) en fonction de la distance totale entre les miroirs déformables pour une quantité d'aberrations totale sur le montage optique de 20 nm (en noir) et de 40 nm (en rouge). Les lignes correspondent à la dispersion des valeurs de contraste. . . . .	84
2.32	Performances (transmission d'un compagnon hors-axe à un contraste de $10^{-10}$ ) de plusieurs coronographes avec une étoile considérée comme un point source (en haut) ou comme partiellement résolue avec une taille de 0.1 $\lambda/D$ (en bas), à partir de <a href="#">Guyon et al. [2006]</a> . . . . .	99
2.33	Description des modules du banc SPEED. . . . .	100
2.34	Design optique préliminaire de SPEED. . . . .	102
2.35	Mesure au Zygo de la qualité de surface d'une parabole de SPEED. . . . .	103
2.36	Image représentant le contraste, obtenue avec $z_1=1.5$ m et $z_2 = \{1, 1.2, 1.5, 1.8\}$ m pour une seule réalisation aléatoire (en haut) et graphe (en bas) présentant la valeur à $5\sigma$ du contraste ( $\mathcal{C}$ ) obtenu pour les cinq réalisations de phase en fonction de $z_2$ . Les barres d'erreur représentent la dispersion. . . . .	104
2.37	Distances des miroirs déformable ( $z_1$ et $z_2$ ) telles que les performances obtenues atteignent un contraste de $10^{-11}$ . . . . .	105
2.38	Contraste à $5\sigma$ à l'intérieur du <i>dark hole</i> (de 0.8 à 4 $\lambda/D$ ) en fonction du numéro de la réalisation de phase aléatoire pour différentes valeurs de $z_1$ lorsque $z_2=1.5$ m. . . . .	105

---

2.39	Masque binaire du coronographe du test de validation : amplitude (à gauche) et contraste par rapport à une pupille circulaire dans un cas sans aberration (échelle logarithmique, à droite). . . . .	124
2.40	Montage optique utilisé pour les simulations. . . . .	125
2.41	Image contraste avant (à gauche) et après (au milieu) le coronographe et après l'algorithme de minimisation d'énergie (à droite). . . . .	125
2.42	Image coronographique obtenue en laboratoire avec différentes intensités de la source (à gauche et à droite) et après avoir inséré un masque bloquant (encart). . . . .	126
3.1	Objectifs de l'étude de stabilité. . . . .	132
3.2	Principe de l'interféromètre 3-faisceaux. . . . .	135
3.3	Description (en haut) et photographie (en bas) du montage optique du test de l'interféromètre qui permet de mesurer ses variations thermiques. . . . .	136
3.4	Position des différents canaux de l'interféromètre en $\mu\text{m}$ (courbes noire, rouge et bleue) et variations de la température (en $^{\circ}\text{C}$ , courbe jaune) en fonction du temps lors des 3 jours de mesure. . . . .	138
3.5	Variation relative de la position du canal I (trait plein) et de la température (trait pointillé) en fonction du temps. . . . .	138
3.6	Position du canal I mesurée (trait plein) et simulée (traits pointillés) en fonction du temps en secondes. . . . .	140
3.7	Position du canal II mesurée (trait plein) et simulée (traits pointillés) en fonction du temps en secondes. . . . .	140
3.8	Position du canal III mesurée (trait plein) et simulée (traits pointillés) en fonction du temps en secondes. . . . .	141
3.9	Variation des angles et de la température en fonction du temps sur près de 4 jours. . . . .	142
4.1	Principe de DIFFRACT . . . . .	154

4.2	Contraste obtenu avec des FÉP simulées avec des fonctions de Bessel avant DIFFRACT (courbe noire) et avec DIFFRACT pour différents facteurs de remise à l'échelle (0.7, 0.8, 0.9 et 0.95) en rouge, bleu foncé, orange et bleu ciel. . . . .	155
4.3	Contraste obtenu avec des FÉP simulées avec des transformées de Fourier avant DIFFRACT (courbe noire) et avec DIFFRACT pour différents facteurs de remise à l'échelle (0.7, 0.8, 0.9 et 0.95) en rouge, bleu foncé, orange et bleu ciel. . . . .	156
4.4	Contraste obtenu en tenant compte de la perte du signal d'un compagnon avant DIFFRACT (courbe noire) et avec DIFFRACT pour différentes valeurs de remise à l'échelle (0.7, 0.8, 0.9 et 0.95) en rouge, bleu foncé, orange et bleu ciel. Les courbes en pointillés correspondent au signal perdu par le compagnon lors de la mise à l'échelle pour les différentes valeurs de $\alpha$ (transmission). . . . .	157
4.5	Contraste obtenu en tenant compte d'une pupille aberrée (5 nm d'aberrations) et de la perte du signal d'un compagnon avant DIFFRACT (courbe noire) et avec DIFFRACT pour différents facteurs de remise à l'échelle (0.7, 0.8, 0.9, 0.95 et 0.99) en rouge, bleu foncé, orange, bleu ciel et jaune. . . . .	158
4.6	Médiane de la PSD pour des tailles de pupilles différentes du facteur $\alpha = 0.6$ (courbes noire et rouge) illustrant le décalage en fréquence dû aux différentes tailles de diaphragmes. . . . .	158
4.7	FÉP correspondant à une même structure d'aberration (80 nm rms) pour deux pupilles de tailles différentes ( $\alpha = 0.9$ ). Le cercle blanc correspond à une région où la structure de tavelures est différente. . . . .	159

# Liste des tableaux

2.1	Distances optimales et efficacités calculées de manière analytique et distances optimales des simulations. . . . .	64
2.2	Caractéristiques et distances totales optimales entre les deux miroirs déformables de bancs optiques en cours de développement. . . . .	83



# Acronymes

ACAD	Active Compensation of Aperture Discontinuities
ADI	Angular Differential Imaging
u.a	Unité Astronomique
CIA	Coronographe Achromatique Interférométrique
CTE	Coefficient of Thermal Expansion
CP-AIC	Common Path interferometer for Achromatic Interfero Corona-graph
DIFFRACT	DIFFerential Remapped Aperture Coronagraphic Telescope
DM	Miroir déformable (Deformable Mirror)
DSP	Densité Spectrale de Puissance
ELT	Extremely Large Telescope
E-ELT	European Extremely Large Telescope
EFC	Electric Field Conjugation
ESO	European Space Observatory
ESPRESSO	Echelle SPectrograph for Rocky Exoplanet and Stable Spectroscopic Observations
FÉP	Fonction d'Étalement de Point
FQPM	Four Quadrant Phase Mask
HabEx	Habitable Exoplanet mission
GMT	Giant Magellan Telescope
GPI	Gemini Planet Imager
HCIL	High Contrast Imaging Laboratory
HCIT	High Contrast Imaging Testbed
HiCAT	High-contrast Imager for Complex Aperture Telescopes
HST	Hubble Space Telescope
IAC	Instituto de Astrofísica de Canarias
JWST	James Webb Space Telescope
IFS	Integral Field Unit



KLIP	Karhunen-Loève Image Projection
KPI	Keck Planet Imager
LAM	Laboratoire de Physique de Marseille
LASCO	Large Angle and Spectrometric Coronagraph Experiment
LUVOIR	Large UV/Optical/Infrared Surveyor
MATISSE	Multi AperTure mid-Infrared SpectroScopic Experiment
MOA	MicroLensing Observations in Astrophysics
NRM	Non Redundant Mask
OA	Optique Adaptative
OGLE	Optical Gravitational Lensing Experiment
PDI	Polarimetric Differential Imaging
PIAA	Phase-Induced Amplitude Apodization
PIAACMC	Phase-Induced Amplitude Apodization Complex Mask Corona- graph
RDI ou RSDI	Reference Star Differential Imaging
rms	root mean square
SCC	Self Coherent Camera
SCExAO	Subaru Coronagraphic Extreme Adaptive Optics
SD	Spectral Deconvolution
SIA	Stable Imaging for Astronomy
SIGAMM	Simulations Intensives en Géophysique, Astronomie, Mécanique et Mathématiques
SIM	Space Interferometry Mission
SLD	SuperLuminescent Diode
SOHO	SOLar and Heliospheric Observatory
SPEED	Segmented Pupil Experiment for Exoplanet Detection
SPHERE	Spectro-Polarimetric High-contrast Exoplanet REsearch
SPIRou	SpectroPolarimètre Infra-Rouge
SSDI	Simultaneous Spectral Differential Imaging
SVD	Singular Value Decomposition

TESS	Transiting Exoplanet Survey Satellite
THD	Très Haute Dynamique
LOCI	Locally Optimized Combination of Images
TLOCI	Template Locally Optimized Combination of Images
TMT	Thirty Meter Telescope
TPF	Terrestrial Planet Finder
TTV	Transit-Timing Variation
VLT	Very Large Telescope
VNC	Visible Nulling Coronagraph
WFIRST	Wide Field Infrared Survey Telescope
ZEUS	Zernike Unit for Segment Phasing
ZIMPOL	Zurich IMaging POLarimeter



# Introduction : la détection d'exoplanètes

---

## Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Les exo-planètes</b> . . . . .	<b>2</b>
<b>1.2</b>	<b>Les modes de détection des exoplanètes</b> . . . . .	<b>3</b>
1.2.1	Méthode des vitesses radiales . . . . .	3
1.2.2	Méthode des transits photométriques . . . . .	6
1.2.3	Méthode de lentille gravitationnelle . . . . .	9
1.2.4	Méthode par imagerie . . . . .	10
1.2.5	Conclusion . . . . .	11
<b>1.3</b>	<b>La détection directe d'exoplanètes : techniques et limitations</b> <b>12</b>	
1.3.1	Coronographie, halo de diffraction et séparation angulaire. . .	13
1.3.2	Les observations au sol : la problématique de la turbulence atmosphérique . . . . .	18
1.3.3	Combattre les aberrations quasi-statiques . . . . .	21
1.3.3.1	La limitation des aberrations statiques et/ou quasi- statiques . . . . .	21
1.3.3.2	L'imagerie différentielle . . . . .	22
1.3.3.3	La <i>mise en forme</i> du front d'onde . . . . .	26
1.3.3.4	La stabilité . . . . .	26
<b>1.4</b>	<b>Conclusion</b> . . . . .	<b>28</b>
<b>1.5</b>	<b>Cette thèse</b> . . . . .	<b>28</b>

---

## 1.1 Les exo-planètes

Une planète est un corps céleste qui est en orbite autour du Soleil, a une masse suffisante pour que sa propre gravité lui donne une forme plutôt sphérique mais d'une masse insuffisante pour déclencher les réactions de fusion thermonucléaire, et a nettoyé le voisinage autour de son orbite<sup>1</sup>, restreignant à huit le nombre de planètes de notre système solaire. Une planète orbitant autour d'une étoile autre que le Soleil est appelée exo-planète ou planète extra-solaire. Les objets célestes plus massifs, qui ont une masse suffisante pour initier la fusion du deutérium mais insuffisante pour celle de l'hydrogène sont appelés naines brunes (les étoiles quant à elles, ont une masse suffisante pour la fusion du deutérium et de l'hydrogène). Au sein de notre système solaire, on distingue deux types de planètes : les planètes telluriques comme la Terre et les planètes gazeuses géantes comme Jupiter. Les planètes telluriques, plus proches du Soleil, ont une température de surface de 200 à 750K et sont principalement constituées de roches et d'une croûte solide tandis que les planètes gazeuses sont plus massives, plus froides (75 à 170K) et constituées de gaz. Ces caractéristiques ne sont en général pas rencontrées dans les systèmes exoplanétaires (par exemple, le cas des *Jupiter chauds* très proches de leur étoile) et on constate que la *zoologie* des systèmes exoplanétaires est très diverse. Grâce à de récentes avancées en terme de moyens consacrés à la détection systématique d'exo-planètes (en particulier avec le satellite Kepler), un seuil statistique symbolique a été franchi depuis déjà quelques années avec plusieurs milliers de nouvelles détections et caractérisations partielles. Bien que certains biais observationnels subsistent (en particulier, le satellite Kepler ne peut détecter les petites planètes avec de très longues périodes), cet échantillon permet de confronter de mieux en mieux les modèles de migrations planétaires (par exemple le modèle de Nice, *Grand Tack*, Walsh et al. [2011]). C'est pourquoi il devient de plus en plus pertinent de se focaliser sur des types d'exoplanètes particuliers : les planètes gazeuses géantes, les planètes telluriques dans la zone habitable<sup>2</sup>, les planètes géantes *externes*, les po-

---

1. International Astronomical Union, resolution 5A (<http://www.iau.org/news/pressreleases/detail/iau0603/>)

2. On définit la zone habitable comme la région dans laquelle de l'eau peut exister à l'état liquide à la surface d'une exoplanète.

pulations exo-planétaire par catégorie d'étoile (en particulier les étoiles naines M), etc. et de pouvoir les caractériser le plus finement possible afin d'étudier des phénomènes particuliers comme par exemple les mécanismes de migration, l'habitabilité des planètes, l'impact du type spectral ou de l'âge des étoiles parents.

## 1.2 Les modes de détection des exoplanètes

La recherche de planètes extrasolaires est sans doute l'un des plus vieux problème scientifique qui passionne depuis l'Antiquité (Épicure, se questionnait sur *un nombre infini de mondes semblables au nôtre*). Les avancées technologiques actuelles ont permis de détecter en deux décennies (depuis la découverte en 1992 de la première exoplanète autour du pulsar *PSR B1257+12*, [Wolszczan et Frail \[1992\]](#)) quelques 3 500 exoplanètes de tailles et de masses de plus en plus petites (similaires à celles de la Terre) ouvrant la voie à la recherche de la vie<sup>3</sup> en dehors de notre système solaire. Ces détections peuvent être directes, indirectes ou semi-directes. Par détection directe, on entend pouvoir collecter les photons du compagnon, en les discernant des photons stellaires. Les méthodes indirectes, quant à elles, observent les perturbations induites sur l'étoile par l'exoplanète. La figure 1.1 est tirée de [Perryman \[2014\]](#) : elle présente un panorama quasi exhaustif de toutes les techniques de détection d'exoplanètes proposées à ce jour et mises en oeuvre ou non, ainsi que leurs contributions respectives au nombre d'exo-planètes connues. Les sections suivantes rappellent brièvement le principe de quelques unes des méthodes de détection (vitesse radiale, transit, microlentille gravitationnel et imagerie directe) et mettent en avant, pour chacune, leurs avantages et leurs inconvénients. Le lecteur pourra se référer à des articles de revue (p. ex. [Fischer et al. \[2014\]](#)) pour une liste plus exhaustive et plus détaillée de ces techniques.

### 1.2.1 Méthode des vitesses radiales

La méthode des vitesses radiales est une méthode indirecte qui a permis la découverte en 1995 de la première exoplanète autour d'une étoile de la séquence principale,

---

3. On définit ici la vie comme celle que l'on connaît sur Terre.

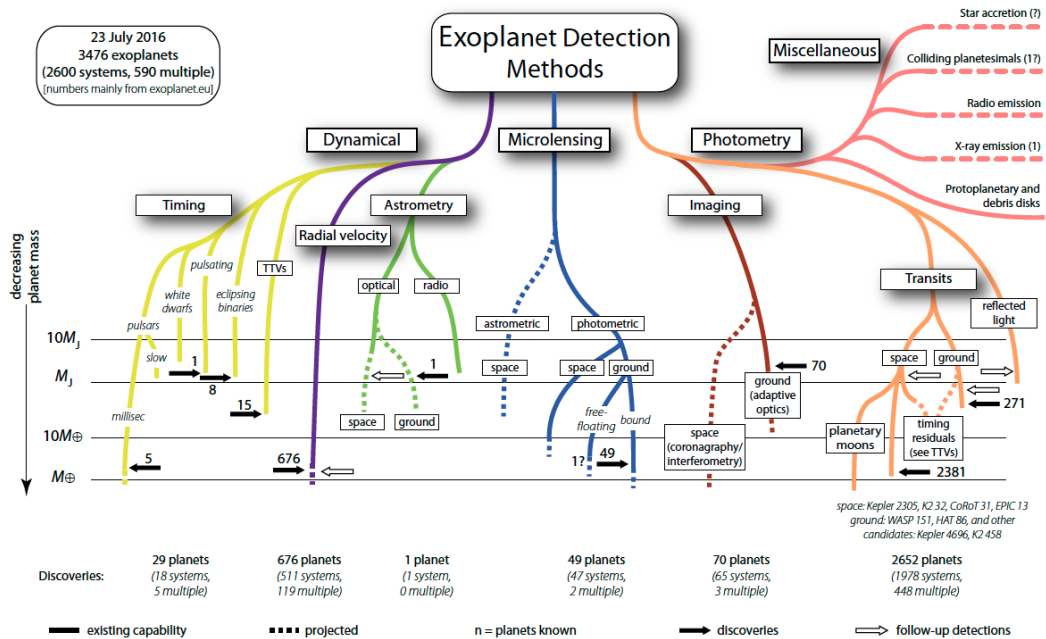


FIGURE 1.1 – Nombre et masse des exoplanètes détectées (ou prévues) selon les différentes méthodes de détection, à partir de Perryman [2014] et actualisé en 2016. Crédit : <http://exoplanetes.esep.pro/index.php/cours-fr/methodes-de-detection-des-exoplanetes-fr>.

51 Peg (Mayor et Queloz [1995]). Cette méthode prend son origine dans le fait que le mouvement d'une (ou plusieurs) planète(s) autour de son(leur) étoile induit (sent) un déplacement de l'étoile autour du centre de masse du système. Ce faible déplacement peut être détecté en mesurant la vitesse radiale de l'étoile à travers l'observation de son spectre. En effet, des variations de vitesse radiale entraînent, par effet Doppler-Fizeau, un décalage en longueur d'onde des raies spectrales stellaires. Si ces variations sont périodiques, elles peuvent être indicatrices de la présence d'une ou plusieurs planètes, confirmée à la fois par l'amplitude de la courbe de vitesse radiale (liée à la masse du compagnon) et par une analyse du spectre de l'étoile (pour discriminer une éventuelle activité stellaire ou la présence d'un compagnon stellaire dans le cas où le système serait vu d'une direction proche de la perpendiculaire au plan orbital). La courbe de vitesse radiale de 51 Peg est présentée comme illustration du phénomène sur la figure 1.2 : elle montre une variation périodique d'environ 4 jours et indique la présence d'une planète de masse minimale de  $\sim 0.5 M_{Jup}$ . La courbe

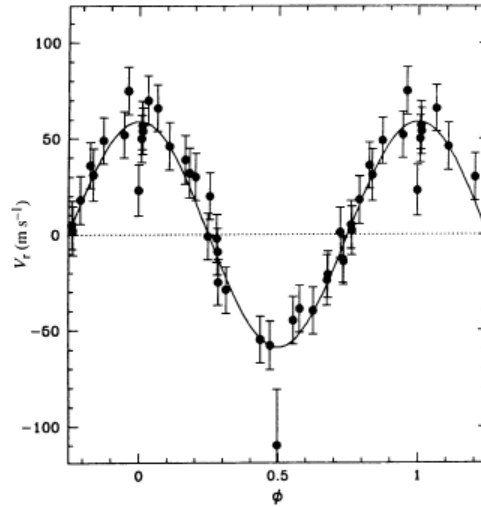


FIGURE 1.2 – Courbe de vitesse radiale de l'étoile 51 Peg de [Mayor et Queloz \[1995\]](#).

de la vitesse radiale permet de mesurer l'excentricité et la période de l'orbite qui, combinée à la masse de l'étoile donne le demi-grand axe de l'orbite. Cependant, le fait que la mesure dépende de l'inclinaison de l'orbite de la planète ne permet pas une mesure directe mais donne une limite inférieure de la masse du compagnon ( $M \sin(i)$  où  $i$  est l'inclinaison du système par rapport au plan du ciel). De plus, cette méthode est statistiquement biaisée puisque les planètes les plus massives ou avec des périodes courtes sont plus faciles à détecter.

Les limitations principales de la détection par vélocimétrie radiale sont la précision des mesures et la stabilité sur plusieurs mois, voire plusieurs années. La précision des mesure a fortement été améliorée dans les dernières décennies avec une précision prévue de 0.1 m/s pour ESPRESSO au VLT, qui permettra de détecter des planètes peu massives et loin de leur étoile, comme le montre la figure 1.3 de [Bouchy et al. \[2009\]](#). Une précision de 0.1 m/s ouvre la voie à la détection d'exo-Terres à une séparation de l'ordre 1 u.a, donc dans la zone habitable pour des étoiles de type solaire.



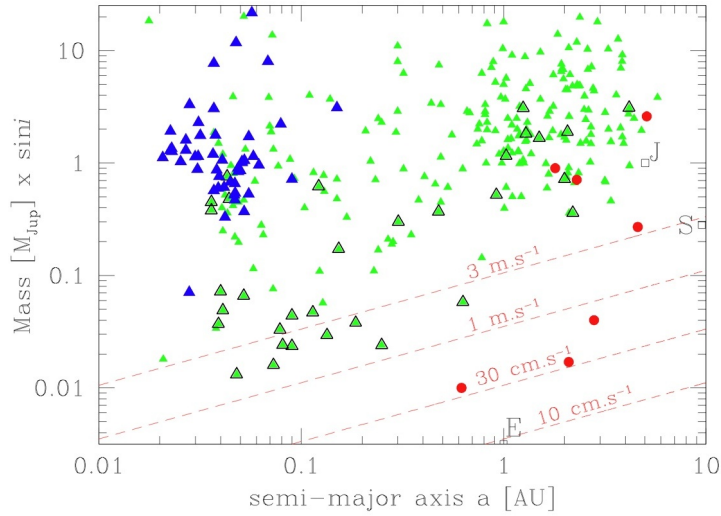


FIGURE 1.3 – Diagramme masse/séparation de 300 exoplanètes connues, détectées par vitesse radiale (triangles) ou microlentilles (cercles) ainsi que les précisions nécessaires de vitesse radiale, à partir de [Bouchy et al. \[2009\]](#).

### 1.2.2 Méthode des transits photométriques

La méthode des transits est une méthode photométrique qui permet en premier lieu de mettre en évidence des baisses de flux périodiques pouvant être associées à une ou plusieurs planète(s) en transit devant leur étoile (lorsque la ligne de visée est favorable). Cette méthode est actuellement une des plus puissantes et peut être qualifiée de semi-directe. Le télescope spatial Kepler a détecté, de 2010 à 2017, plus de 2000 exoplanètes dont une vingtaine avec une taille inférieure à deux fois celle de la Terre. Kepler a permis, entre autre, de découvrir une super Terre (Kepler 452b, [Jenkins et al. \[2015\]](#)) de 1.6 fois le rayon de la Terre, qui orbite autour de son étoile en 385 jours et dont le transit est illustré sur la figure 1.4. La profondeur et la durée du transit renseignent directement sur l'inclinaison de l'orbite du système et sur le rapport des rayons de la planète et de l'étoile. À partir d'une bonne connaissance de l'étoile (type spectral et diamètre), on peut estimer le diamètre et le demi-grand axe de l'orbite de la planète. Une limitation de cette méthode est la condition nécessaire de l'alignement entre l'étoile, la planète et l'observateur. En effet, la probabilité qu'une planète occulte son étoile, lorsqu'elle est observée

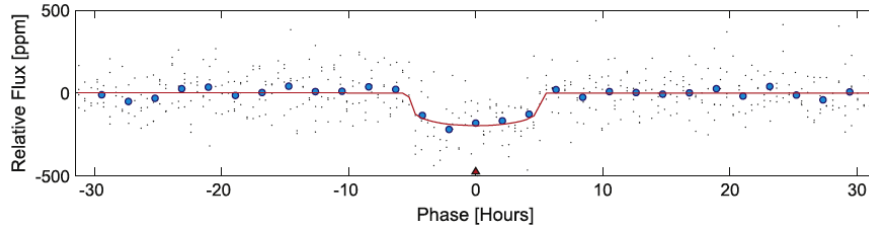


FIGURE 1.4 – Courbe de transit de Kepler 452, de Jenkins et al. [2015].

depuis la Terre, est de l'ordre de  $\frac{R_{\star}}{a}$  (où  $R_{\star}$  est le rayon de l'étoile et  $a$  le demi grand axe) et reste donc faible (de l'ordre de 0.5% pour une planète située à 1 u.a d'une étoile de type solaire, Charbonneau et al. [2007]). Cette faible probabilité est compensée par la capacité d'observer simultanément un très grand nombre d'étoiles.

L'observation des transits permet éventuellement de caractériser l'atmosphère des exoplanètes. En effet, l'étude de la lumière de l'étoile transmise par l'atmosphère fournit une mesure du spectre en transmission de l'atmosphère planétaire (la sensibilité de cette méthode peut être augmentée en observant l'occultation<sup>4</sup> afin de soustraire le signal de l'étoile). C'est ainsi qu'a été obtenu le spectre transmis

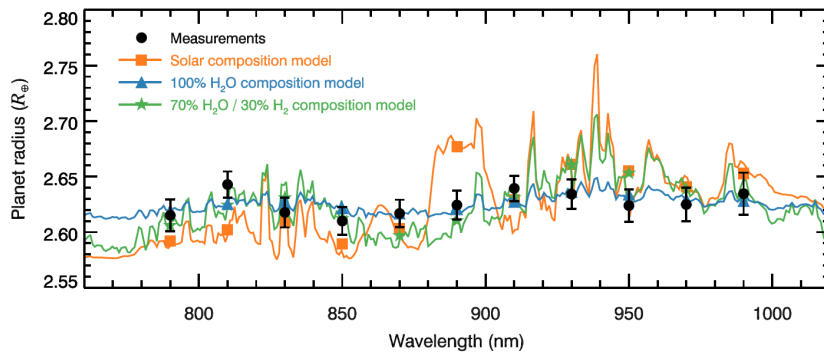


FIGURE 1.5 – Spectre mesuré transmis de GJ 1214b (noir) comparé à des modèles d'atmosphère de type solaire (orange), d'atmosphère composée d'eau vapeur (bleu) et d'atmosphère composée de 70% d'eau et de 30% d'hydrogène moléculaire (vert), de Bean et al. [2010].

4. On choisit ici d'utiliser la terminologie employée pour les étoiles doubles : transit et occultation, qui souvent correspondent à transit primaire et secondaire dans la littérature liée aux exoplanètes.

de l'exoplanète super-Terre GJ 1214b (Bean et al. [2010]) entre 780 et 1 000 nm tel qu'illustré sur la figure 1.5.

Les observations en infrarouge thermique sont un outil très puissant pour la détermination de la température de la planète. Lors de l'occultation, le flux mesuré correspond uniquement au flux de l'étoile et peut donc être soustrait des observations du transit principal (voir par exemple les observations Spitzer de l'exoplanète HD189733b, Deming et Seager [2009]). Les observations en infrarouge permettent également de mettre en évidence ce que l'on appelle la *courbe de phase* (illumination progressive de la surface de la planète lors de sa progression orbitale) et ainsi en déduire des propriétés sur la dynamique atmosphérique de la planète (cet effet a été prédit par Showman et Guillot [2002], avant sa mise en évidence par les observations Spitzer).

Une autre technique dérivée du transit est la variation du moment de transit (*Transit Timing Variation*, TTV) qui consiste à mesurer des occurrences de transits afin de détecter d'éventuelles variations qui pourraient s'expliquer par la présence d'autre(s) compagnon(s). Elle a permis par exemple de détecter deux exoplanètes dans le système extrasolaire WASP42 grâce à la mission K2<sup>5</sup> (Becker et al. [2015]).

La méthode de transit combinée aux mesures de vitesses radiales donne accès à la densité de la planète et donc à sa structure interne et permet, en outre, de mesurer l'angle d'obliquité du système (angle projeté sur le ciel entre l'axe de rotation de l'étoile et l'orbite de la planète) ainsi que le mouvement rétrograde ou prograde de l'étoile par rapport à la rotation de l'étoile grâce à l'effet Rossiter-MacLaughlin (voir en particulier Winn [2011]). Cet effet est connu depuis la fin du dix-neuvième siècle mais a principalement été utilisé dans le cadre des exoplanètes : il se base sur le fait qu'une planète en transit va occulter successivement les parties bleues et rouges provenant de l'étoile en rotation (effet Doppler-Fizeau) et ainsi créer artificiellement un excès de lumière dans les raies spectrales d'absorption, tantôt dans le bleu et tantôt dans le rouge (l'ordre donnant le sens prograde ou

---

5. K2 est la seconde vie du télescope Képler, définie après la défaillance de sous-systèmes gyroscopiques.

rétrograde).

### 1.2.3 Méthode de lentille gravitationnelle

Le champ gravitationnel d'une étoile peut agir comme une lentille et infléchir la trajectoire des rayons lumineux d'un objet situé derrière elle. La présence d'une planète peut de manière tout à fait similaire infléchir très localement ces rayons et déformer ce qu'on appelle la *caustique* produite par la lentille<sup>6</sup>; tel que décrit dans [Griest et Safizadeh \[1998\]](#). L'observation de ce phénomène présuppose un alignement relativement rare entre l'observateur, l'étoile qui agit comme lentille gravitationnelle et l'étoile située derrière elle par rapport à la ligne de visée.

Les projets MOA et OGLE en 2003 ont permis de détecter une cinquantaine de planètes (y compris des planètes de faible masse) par effet gravitationnel. Les planètes sont généralement détectées lors d'effet de lentille très intense (qui peut augmenter plusieurs milliers de fois le flux stellaire reçu normalement, voir en particulier [Dong et al. \[2006\]](#)). La figure 1.6 montre la courbe de lumière observée en 2006 pour l'événement OGLE-2005-BLG-390 ([Beaulieu et al. \[2006\]](#)) dont le pic secondaire (reporté dans l'encart) indique la présence d'un compagnon de masse 5.5 fois celle de la Terre et situé à 2.6 u.a. Plus l'effet de lentille est intense, plus le phénomène peut être observé sur un intervalle de temps large. Il nécessite un suivi continu typiquement de l'ordre de quelques jours, voire de la semaine pour les plus intenses. Une logique de réseau d'observation est donc nécessaire à la bonne couverture de ces phénomènes. L'inconvénient de cette méthode est que l'alignement précis qui permet de détecter des exoplanètes est peu probable et ne permet pas de reproduire la mesure une fois que le phénomène a été observé. La question de la faible probabilité est traitée en concentrant les observations sur une zone riche en étoiles : le centre galactique.

---

6. La caustique est l'ensemble des lieux de l'espace, soit projeté sur un plan d'observation, soit dans l'espace à 3 dimensions, où la convergence des rayons lumineux due à l'effet de lentille est plus ou moins marquée.

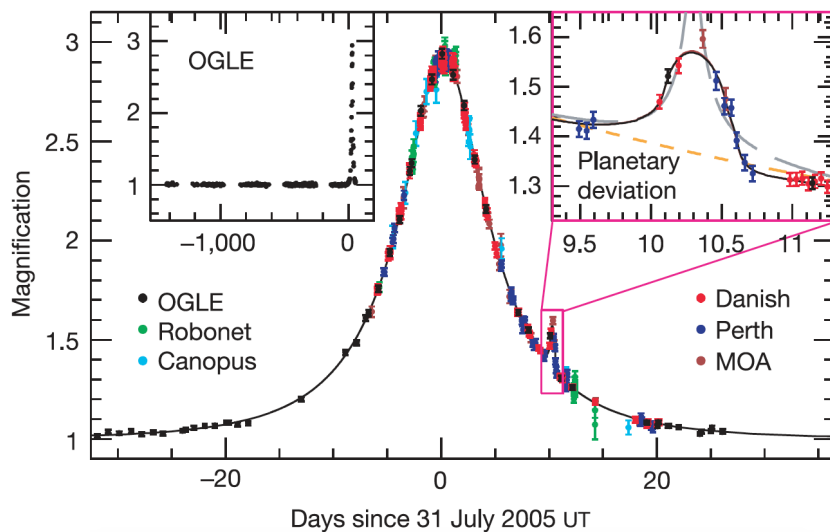


FIGURE 1.6 – Courbe de lumière pour l’observation de l’événement d’amplification gravitationnel OGLE-2005-BLG-390 de [Beaulieu et al. \[2006\]](#). Le pic secondaire, reporté dans l’encart à droite, est causé par le passage d’une planète de 5.5 masses terrestres.

#### 1.2.4 Méthode par imagerie

La détection par imagerie est une détection directe puisqu’elle consiste à distinguer les photons de la planète de ceux de l’étoile. Cette méthode est un enjeu majeur en astronomie car elle requiert des acquisitions stables, à haut contraste et haute résolution angulaire. Le développement des futurs grands télescopes au sol (GMT, TMT, E-ELT, de diamètres respectifs 24, 30 et 39 m) et dans l’espace (JWST, de diamètre 6.5 m) rend favorable la détection d’exoplanètes de plus en plus proches de leur étoile. Ce type de détection renseigne de manière directe sur les paramètres physiques du système (pression, température, composition de l’atmosphère...) et apporte donc un avantage certain par rapport aux méthodes indirectes. La détection par imagerie a, entre autres, permis la première image du système planétaire autour de l’étoile HR 8799 qui est composé de 4 planètes de masses entre 7 et 10 fois la masse de Jupiter ([Marois et al. \[2008\]](#)). La figure 1.7 montre l’image de ce système planétaire découvert en 2008. La problématique et les techniques d’imagerie sont présentées dans la section 1.3. Le travail présenté dans cette thèse s’inscrit dans le contexte de l’imagerie directe d’exoplanètes, afin de détailler les aspects fondamen-

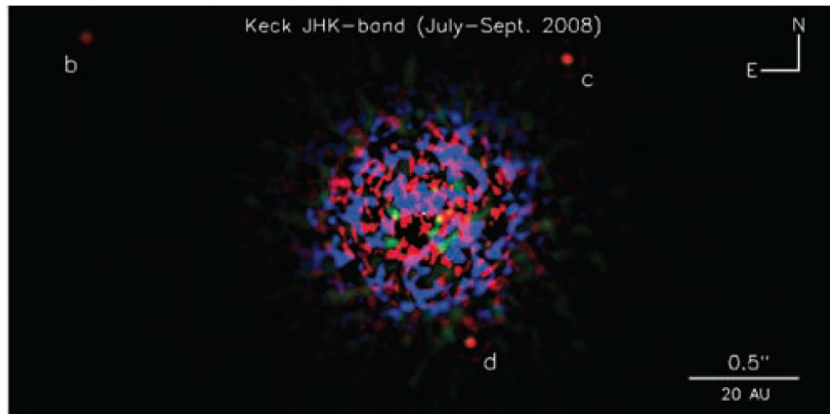


FIGURE 1.7 – Image du système planétaire orbitant autour de HR8799, crédit de Marois et al. [2008].

taux qui limitent l'imagerie haut contraste.

### 1.2.5 Conclusion

La figure 1.8 illustre les exo-planètes détectées à ce jour (à partir du catalogue *exoplanet.eu*) par les différentes méthodes, selon leur masse et leur demi-grand axe. On note que les méthodes indirectes ont permis de détecter la très grande majorité des exoplanètes connues (vitesse radiale et transit). Les méthodes indirectes (en noir, rouge et vert) ont la sensibilité pour détecter des compagnons de faibles masses (quelques masses terrestres) très proches de leur étoile (quelques dixièmes d'u.a) mais sont contraints par la géométrie du système (c.-à-d. par l'orientation du plan orbital). D'un autre côté, l'imagerie directe des systèmes planétaires permet de pallier le manque de détections d'exo-planètes de grande masse à large séparation (en bleu).

De plus, l'imagerie donne accès aux propriétés physiques et permet de confirmer les planètes plus rapidement que les méthodes indirectes grâce à quelques observations dans un intervalle de temps très inférieur à la période orbitale; la spectroscopie directe permettant de confirmer immédiatement la nature exo-planétaire de l'astre. Cependant, le manque de technologie mature et les contraintes en contraste et séparation angulaire restreignent le nombre de détections et limitent pour l'instant

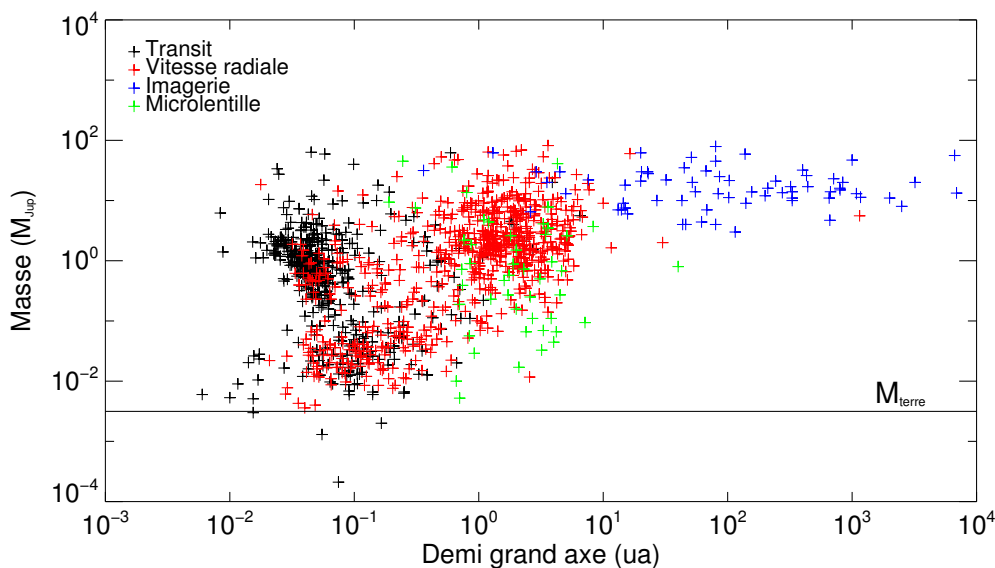


FIGURE 1.8 – Exoplanètes détectées par méthode directe (imagerie en bleu) ou indirecte (transit en noir, vitesse radiale en rouge et microlentille gravitationnelle en vert) selon leur masse (en  $M_{Jup}$ ) et la distance à leur étoile (en u.a.), à partir du catalogue de planètes de *exoplanet.eu*.

les détections à des compagnons massifs, jeunes (donc chauds et brillants) et éloignés de leur étoile. Toutes ces méthodes, qu'elles soient directes ou indirectes, sont donc complémentaires avec la possibilité de sonder et de détecter de manière systématique un grand nombre d'exoplanètes par méthodes indirectes et la possibilité de caractériser grâce à l'imagerie, les planètes les plus massives (avec pour but de caractériser, dans le futur, des planètes de type terrestre dans leur zone habitable).

### 1.3 La détection directe d'exoplanètes : techniques et limitations

La détection et la caractérisation d'exoplanètes par imagerie sont limitées par un ensemble de processus, provenant de l'environnement extérieur (turbulence atmosphérique), du télescope (de par la diffraction de l'onde par l'ouverture du télescope), ou de l'instrument pour le haut contraste (aberrations statiques ou quasi-statiques). Les développements des dernières décennies ont permis d'améliorer le niveau de

contraste mais ont aussi révélé de nouvelles limitations des techniques employées à cet effet.

### 1.3.1 Coronographie, halo de diffraction et séparation angulaire.

La lumière provenant d'une étoile située à l'infini, lorsqu'elle est observée par un télescope, est diffractée par l'ouverture du télescope lui-même. Ceci a pour effet d'étaler sur le détecteur la lumière de l'étoile et donc de se superposer à la lumière d'un compagnon proche de l'axe, qui lui aussi subit cette diffraction. Les fluctuations intrinsèques de la lumière provenant de l'étoile (bruit de photon) sont très supérieures au nombre de photons de la planète elle-même et empêchent ainsi la détection dudit compagnon, nécessitant donc un moyen de réduire l'intensité de ce halo (le coronographe).

Par ailleurs, la Fonction d'Étalement de Point (FÉP) (appelée *Point Spread Function* en anglais) dépend de la forme du télescope : elle est illustrée sur la figure 1.9, qui montre la FÉP en échelle logarithmique (bas de la figure) selon des formes typiques de télescope (en haut), circulaire (à gauche) ou segmentée et obstruée (à droite). La FÉP d'une ouverture circulaire est appelée tache d'Airy et est constituée d'un lobe central et de lobes secondaires en forme d'anneaux, que l'on appelle *halo de diffraction* (décroissant en  $1/r^3$  dans le cas de la tache d'Airy). La taille du lobe central (largeur à mi-hauteur) est de  $1 \lambda/D$  où  $\lambda$  est la longueur d'onde et  $D$  le diamètre de l'ouverture. Le lobe central contient une grande partie de l'énergie diffractée et empêche donc la détection de compagnons à très faible séparation. La taille de ce lobe central sert à définir la résolution angulaire d'un télescope par l'intermédiaire du critère de Rayleigh, qui stipule que deux objets côte-à-côte deviennent de plus en plus indiscernables en dessous d'une séparation de  $1.22 \lambda/D$ . Par exemple, un système planétaire situé à 10 parsec dans le voisinage stellaire avec une planète orbitant à 0.06 u.a se trouve à la limite de la résolution ( $1.22 \lambda/D$ ) de l'E-ELT à une longueur d'onde de  $1 \mu\text{m}$ .

La coronographie a été développée dans le but précis de diminuer cette tâche de diffraction. Elle a été initialement décrite par Bernard Lyot dans le but d'observer la couronne solaire (Lyot [1932]) et est depuis largement utilisée et développée



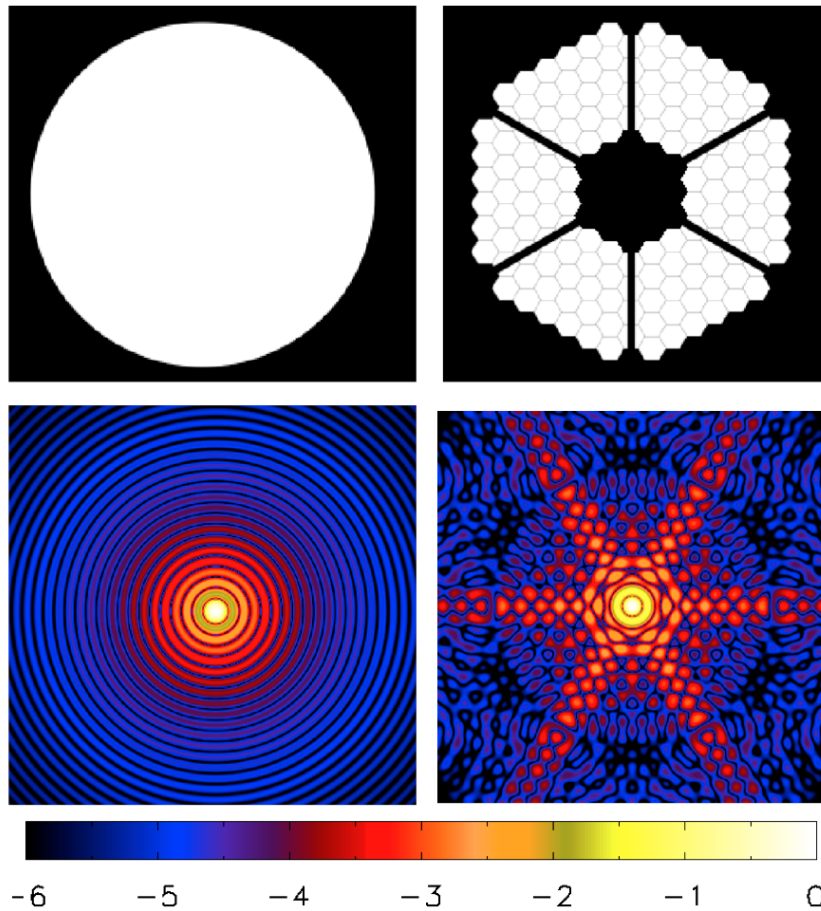


FIGURE 1.9 – Fonction d'étalement de point (FÉP) en échelle logarithmique (en bas) pour deux formes de télescopes : circulaire (en haut à gauche) et segmentée et obstruée (en haut à droite).

pour l'imagerie à haut contraste. Il existe plusieurs types et concepts de coronographes capables d'atteindre des hauts contrastes dont une description détaillée est présentée dans [Guyon et al. \[2006\]](#). Nous en présentons ici une revue générale, où les coronographes ont été divisés en trois *catégories* : les coronographes *classiques*, interférométriques, ou les occulseurs externes en listant pour chaque cas, quelques exemples de coronographes.

- Les coronographes classiques

Les coronographes dits *classiques* sont constitués d'une combinaison de masques situés dans des plans focaux et pupillaires. Le masque dans le plan focal est appelé

masque focal et agit sur la lumière d'un objet sur l'axe (l'étoile) soit en masquant sa figure de diffraction (par ex. avec des masques d'amplitude, bornés ou *band-limited*, Kuchner et Traub [2002]), soit en la déphasant (par ex. avec des masques quatre quadrants FQPM, Rouan et al. [2000] ou vortex, Foo et al. [2005]; Mawet et al. [2005]), soit en agissant à la fois sur la phase et l'amplitude (masque complexe). Le masque focal est intimement associé à un masque pupillaire appelé diaphragme de Lyot qui intercepte les composantes du halo de diffraction non affectées ou transformées par l'effet du masque focal et que l'on retrouve principalement au niveau des discontinuités de la pupille géométrique. En termes d'analyse fréquentielle, on peut dire que le masque focal agit sur un domaine de basses fréquences spatiales issues de la pupille, et que le diaphragme de Lyot filtre une partie des hautes fréquences résiduelles dans un plan conjugué de la pupille. C'est pour cette raison que l'on retrouve ces composantes hautes fréquences en général aux abords des discontinuités de la pupille (qu'elles soient d'amplitude ou de phase).

Le concept d'apodisation (Jacquinot et Roizen-Dossier [1964]) utilise quant à lui un masque pupillaire de transmission variable spatialement (*Apodized Pupil Coronagraph*, *Binary mask* ou *shaped pupil*) afin de remodeler la FÉP du système optique pour créer directement des zones locales de très haut contraste (Aime et al. [2002]; Soummer et al. [2003a,b]; Vanderbei et al. [2003]; Kasdin et al. [2003], par exemple), mais au prix d'une perte de flux substantielle. Pour pallier cette perte de flux, une variante très efficace d'apodisation, mais aussi complexe à réaliser, est le PIAA (*Phase-Induced Amplitude Apodization*, Guyon [2003]) : grâce à une combinaison de deux miroirs (ou lentilles) très asphériques, la lumière est redistribuée géométriquement par la première optique afin de réaliser le profil d'apodisation souhaité, et la seconde optique compense les déphasages introduits par la première. Les coronographes apodisants peuvent être associés à des masques focaux soit pour des raisons pratiques (saturation de détecteur) soit parce qu'ils sont intrinsèquement liés au concept (Lyot apodisé, Roddier apodisé, PIAA à masque complexe). On rejoint alors la famille des coronographes à masque focaux décrits en premier lieu dans cette section. L'ensemble de ces coronographes ont été testés avec succès en laboratoire ou sur le ciel.

- Les coronagraphes interférentiels

On sépare ici l'interférométrie de l'imagerie classique dans le sens où l'image interférométrique résulte de faisceaux physiquement séparés (donc traversant des optiques différentes) même si formellement, toutes les images résultent de l'interférence des photons. Les coronagraphes interférentiels combinent la lumière de manière à créer des interférences destructives pour un objet sur l'axe (signal de l'étoile) et des interférences constructives pour un objet hors axe (signal de la planète). C'est le cas des coronagraphes CIA (Coronographe Achromatique Interférométrique, [Gay et Rabbia \[1996\]](#); [Baudoz et al. \[2000\]](#)) ou VNC (*Visible Nulling Coronagraph*, [Mennesson et al. \[2003\]](#)). Une évolution, le CP-AIC (*Common Path interferometer for Achromatic Interfero Coronagraph*, [Tavrov et al. \[2004\]](#)) est un interféromètre où les faisceaux traversent les mêmes surfaces optiques, limitant ainsi les erreurs dues aux perturbations environnementales.

- Les occulteurs externes

Le concept de coronographe à occulteur externe existe depuis 1948 ([Evans \[1948\]](#)) et a été utilisé sur des télescopes au sol et dans l'espace (par exemple, le coronographe LASCO du satellite SOHO utilise un occulteur externe, [Brueckner et al. \[1995\]](#)). L'occulteur est situé en amont de la pupille d'entrée du système optique et empêche la lumière de l'étoile de pénétrer directement à l'intérieur de l'instrument. Ce concept, qui à l'origine a été testé sur de petits instruments au sol, a été repris à très grande échelle pour le concept des futures missions spatiales dans le cadre de la détection directe des exoplanètes. Dans ces concepts, l'occulteur est situé à des milliers de km du télescope spatial principal. Il a été démontré que les contraintes et les difficultés techniques (précision de la forme du masque, lumière parasite, etc.) sont comparables à celles des coronagraphes *intégrés*, mais sans la difficulté de devoir corriger un front d'onde à des niveaux de précision extrêmes. Le désavantage évident de cette catégorie de coronographe est le temps de déplacement de l'occulteur situé à des dizaines de milliers de km lors du repointage du télescope. Ce concept reste néanmoins toujours d'actualité comme *option* des futurs télescopes spatiaux, du fait des excellentes performances en terme de contraste. Afin de

réduire les effets de diffraction résiduels, les méthodes d'apodisation ont conduit à définir des occulteurs en forme de pétale qui permettent d'obtenir des contrastes théoriques<sup>7</sup> de l'ordre de  $10^{-12}$ . Plusieurs missions sont présentement en cours d'étude qui utilisent des occulteurs externes comme mission indépendante (HabEx) ou sur des télescopes en cours de fabrication (mission *New Worlds Mission* sur JWST ou Exo-S sur WFIRST).

L'utilisation de coronographes est largement répandue pour l'imagerie des objets faibles proches d'étoiles brillantes, ils sont en général conçus pour un montage optique non aberré (contraste théorique de l'ordre de  $10^{-10}$ ) et sont sensibles à la forme de la pupille (obstruction centrale ou miroir segmenté), au polychromatisme, à la taille de l'étoile (résolue ou non) ainsi qu'à la quantité et à la répartition des fréquences des aberrations qui peuvent dégrader significativement les performances. Par exemple, une ouverture obstruée et segmentée comme celle à droite sur la figure 1.9, qui répond aux contraintes de fabrication d'un télescope de grand diamètre, dégrade de manière significative le contraste dû aux composantes résiduelles du halo de diffraction présent principalement aux discontinuités de la pupille. Ainsi, les futurs télescopes de grands diamètres offrent une résolution ouvrant la voie à l'observation d'exoplanètes proches de leur étoile mais ces possibilités sont dégradées par le halo de diffraction dû aux contraintes de fabrication de tels télescopes. De manière générale, les coronographes sont conçus pour une configuration fixe et leurs performances sont peu robustes à la variabilité de l'environnement. De nouveaux coronographes ont été développés pour minimiser leur sensibilité au polychromatisme, à la taille de l'étoile ou à la segmentation de la pupille (par exemple, le PIAACMC, Guyon et al. [2014]; le masque binaire, Enya et Abe [2010]; le masque *hybride* ou *shaped pupil*, N'Diaye et al. [2016]; ou le vortex apodisé, Ruane et al. [2016]) entraînant une dégradation du contraste théorique et une complexité dans la fabrication des optiques (masques de phase complexes, apodisation forte...).

---

7. Dans le reste du document, le contraste est défini comme le rapport du signal d'un compagnon (peu lumineux) sur le signal de l'objet brillant : plus le contraste est petit (inférieur à 1), plus la capacité de détecter un compagnon de faible flux est grande.

### 1.3.2 Les observations au sol : la problématique de la turbulence atmosphérique

La turbulence atmosphérique provient de l'inhomogénéité de l'atmosphère traversée par la lumière stellaire, présentant des différences aléatoires de températures et de pression locales (donc des différences d'indices de refraction), qui déforment de manière significative le front d'onde incident. La turbulence est décrite par le modèle général de Kolmogorov (Kolmogorov [1941]) où l'énergie turbulente est transférée d'une échelle à une échelle plus petite par le phénomène de cascade d'énergie. La turbulence atmosphérique optique possède une échelle de taille caractéristique de l'ordre de quelques dizaines de mètres (appelée échelle externe) au delà de laquelle il n'y a plus d'énergie turbulente (saturation aux basses fréquences). La figure 1.10 montre un écran de phase aléatoire (en haut) suivant le modèle de Kolmogorov et la FÉP correspondante (en bas à gauche) avec un paramètre de Fried (paramètre qui caractérise la cohérence spatiale du front d'onde, Fried [1965]) de 0.2 m avec un télescope de 8 m de diamètre. La turbulence génère un éclatement de la partie centrale cohérente de la FÉP en *taches* appelées tavelures ou *speckles* en anglais qui ont une taille caractéristique de  $1 \lambda/D$ , ne permettant pas de les distinguer de la présence d'un éventuel compagnon. Comme la turbulence atmosphérique évolue sur une échelle de temps de quelques (dans le bleu) à quelques dizaines (en infrarouge) de milli-secondes (Roddier et al. [1982]), des observations de l'ordre de la seconde vont créer une FÉP moyennée de plusieurs structures atmosphériques tel qu'illustré en bas à droite de la figure 1.10 qui montre la FÉP résultant de la moyenne de 100 structures atmosphériques aléatoires : le profil de la FÉP ressemble à un halo de lumière diffusée qui se superpose au halo de diffraction théorique de l'étoile accentuant la difficulté de détecter des exoplanètes.

Les systèmes actuels d'Optique Adaptative (OA) permettent de corriger ces erreurs de phase et d'obtenir ainsi une FÉP proche de la limite de diffraction, en combinant un analyseur de front d'onde qui quantifie les aberrations dues à l'atmosphère et un miroir déformable qui applique au système l'inverse des

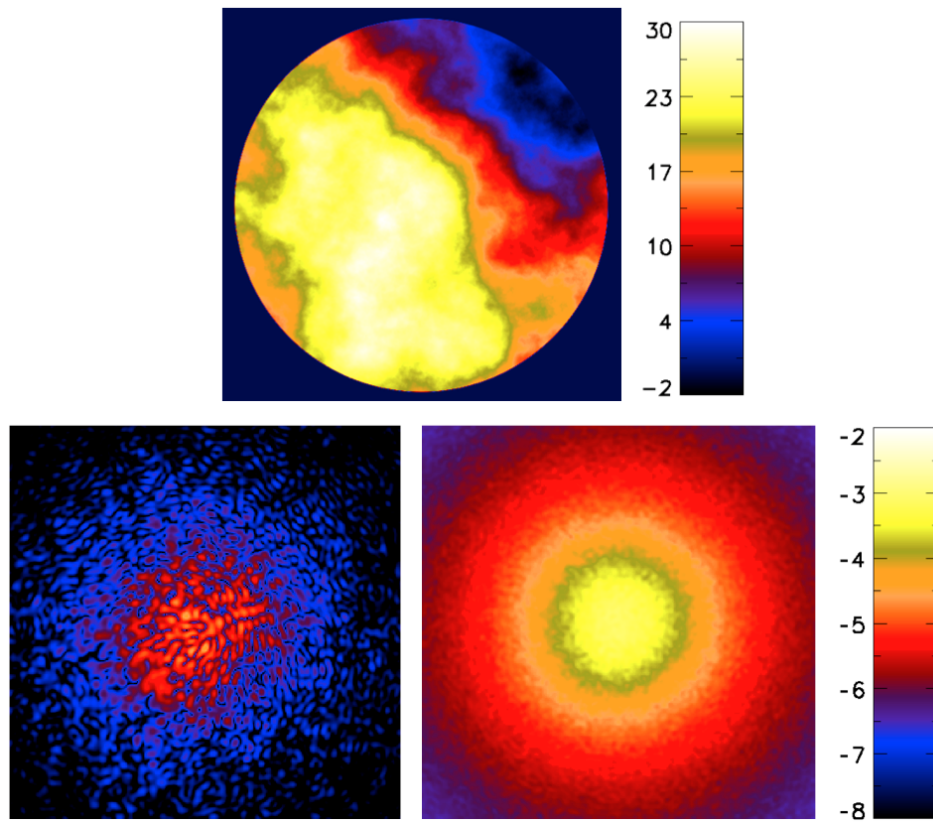


FIGURE 1.10 – Écran de phase suivant le modèle de Kolmogorov (en radians, en haut), FÉP correspondant à cette phase (en bas, à gauche) et FÉP moyennée sur 100 structures atmosphériques aléatoires (en bas, à droite). Les FÉP sont à la même échelle logarithmique.

aberrations mesurées. L'optique adaptative est limitée par le bruit de photon (le bruit de photon créé par les aberrations résiduelles d'un système d'AO limitent les performances des instruments haut contraste à un niveau de  $10^{-9}$ , même avec les futurs ELTs, Kasper [2012]), mais aussi par l'*aliasing* (contamination par des aberrations haute fréquence, voir section 2.4.3) et par la fréquence de correction (le nombre d'actionneurs des miroirs déformables imposent une fréquence maximale de correction définie par  $\frac{\lambda N}{2D}$  où  $N$  est le nombre d'actionneur sur le diamètre  $D$  de la pupille et  $\lambda$  est la longueur d'onde). Pour illustration, la figure 1.11 montre la FÉP avec turbulence atmosphérique avant (à gauche) et après (à droite) correction avec un miroir déformable constitué de 2 000 actionneurs. Après la correction du miroir déformable (à droite de la figure), on retrouve, pour les basses fréquences



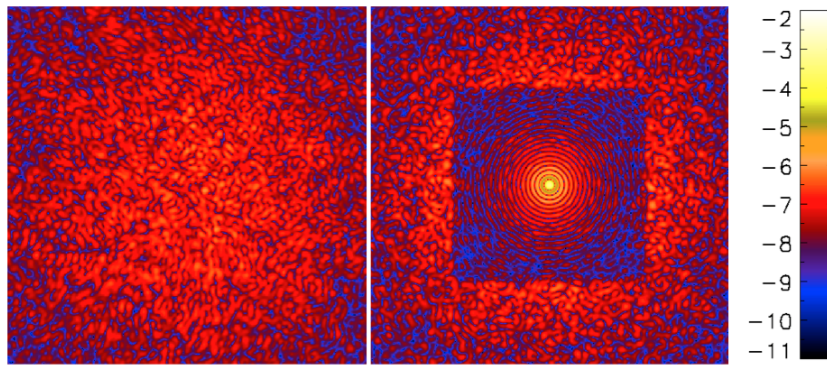


FIGURE 1.11 – FÉP en échelle logarithmique avec turbulence atmosphérique (modèle de Kolmogorov et paramètre de Fried de 0.2) avant (à gauche) et après (à droite) correction d'un miroir déformable constitué de 2 000 actionneurs.

corrigées par le miroir, les anneaux de la tache d'Airy provenant de la diffraction d'une pupille circulaire (voir figure 1.9). Les hautes fréquences (non corrigées) peuvent créer de l'*aliasing* et dégrader des performances haut-contraste (tel que discuté au chapitre 2 de cette thèse). Le développement de l'optique adaptative sur des télescopes au sol reste cependant une alternative solide aux télescopes spatiaux pour le haut contraste avec une qualité d'image proche de la limite de diffraction.

L'utilisation de télescopes spatiaux est un moyen radical de s'affranchir des contraintes de l'atmosphère. Cependant, la taille des télescopes spatiaux est de manière évidente limitée comparativement aux télescopes au sol (JWST a un diamètre de 6.5 m, loin derrière les futurs ELTs de 30 à 40 m de diamètre). De plus, les télescopes spatiaux de grands diamètres sont contraints de se déployer en vol et nécessitent donc une forme segmentée qui complexifie la FÉP et donc les concepts coronagraphiques (même problématique que les télescopes au sol de très grand diamètre, voir figure 1.9). Le coût des missions spatiales dans l'absolu, et le risque lié à une instrumentation haut contraste ont entraîné l'annulation de plusieurs missions dédiées aux exoplanètes, interférométriques (Darwin, [Cockell et al. \[2009\]](#); SIM, [Shao et al. \[1995\]](#); SIM Lite, [Shao \[2010\]](#)) ou en imagerie classique (TPF-C, [Levine et al. \[2009\]](#)). Pendant longtemps, les missions spatiales ont été considérées comme une niche pour le haut contraste mais il a été montré

que les performances des coronographes spatiaux (par exemple sur le télescope HST) sont dégradées et limitées par les aberrations instrumentales statiques ou quasi-statiques (voir section 1.3.3). Plusieurs propositions de coronographes ont été faites comme *mode d'observation complémentaire* à bord de télescopes spatiaux (à commencer par HST) mais avec relativement peu de succès. Cependant, de plus en plus de propositions de télescopes consacrés au haut contraste voient le jour (Exo-C, Exo-S, *New Worlds Mission*, HabEx ou LUVOIR), sans doute dynamisées par le succès de la mission Kepler, mission entièrement dédiée aux transits exoplanétaires avec les résultats que l'on connaît (par exemple, [Lissauer et al. \[2011\]](#) ou [Jenkins et al. \[2015\]](#)).

L'amélioration d'une part des performances coronographiques (20 ans après les nouvelles générations de coronographes) et d'autre part des technologies de mesure et de correction de front d'onde atmosphérique ont permis d'améliorer le contraste. Cependant il a été montré que des limitations plus fines comme les aberrations statiques limitent de manière significative le haut contraste (également confirmé en laboratoire ou dans l'espace) et nécessitent soit des techniques de soustraction d'image ou de contrôle de front d'onde, soit des instruments intrinsèquement stables.

#### 1.3.3 Combattre les aberrations quasi-statiques

##### 1.3.3.1 La limitation des aberrations statiques et/ou quasi-statiques

Les aberrations statiques proviennent d'erreurs de polissage ou d'alignement internes de l'instrument. Ces aberrations sont déterministes, n'évoluent pas dans le temps et peuvent être calibrées avec une image de référence. Les aberrations quasi-statiques ont la même structure que les aberrations statiques mais varient sur des échelles de temps de quelques minutes à quelques dizaines de minutes ([Marois et al. \[2003, 2005\]](#)). Elles proviennent de turbulence atmosphérique locale (au niveau de l'instrument optique) ou de dérives thermiques ou mécaniques qui déforment le front d'onde. Les aberrations statiques ou quasi-statiques peuvent être



modélisées en définissant la quantité d'aberrations (rms) et la répartition spatiale en fréquences (loi de puissance de la densité spectrale de puissance, DSP). La figure 1.12 représente la simulation d'un écran de phase statique (à gauche) avec 100 nm rms d'aberration et une loi de puissance de la DSP en  $f^{-3}$  ainsi que la FÉP correspondante en échelle logarithmique (à droite de la figure). Les aberrations

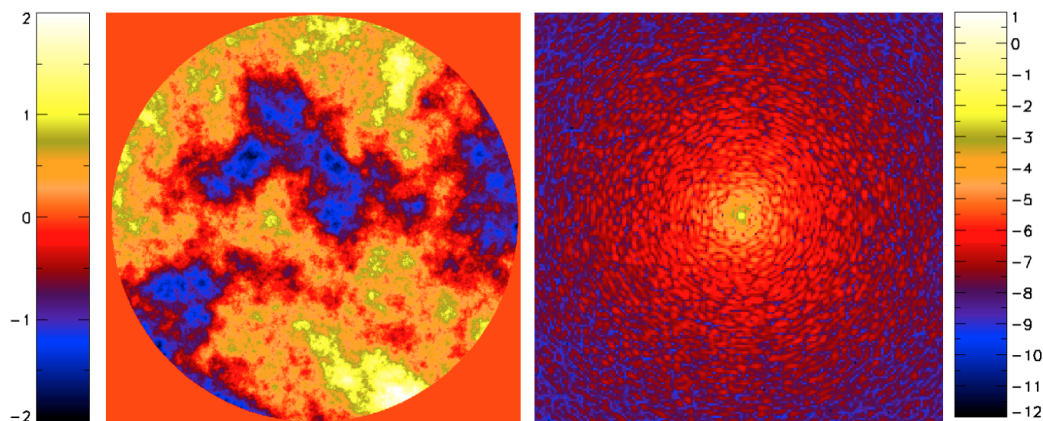


FIGURE 1.12 – Écran de phase d'aberration statique (en radians, à gauche) et FÉP correspondant à cette phase (en échelle logarithmique, à droite).

quasi-statiques produisent une structure en tavelures de la FÉP similaire mais plus atténuée par rapport à la turbulence atmosphérique, dont les effets pour le haut contraste, bien que plus faibles que pour la turbulence atmosphérique, ne suffisent pas à atteindre les niveaux attendus de l'ordre de  $10^{-9}$ . C'est cette limitation qui a amené le développement de l'imagerie différentielle.

### 1.3.3.2 L'imagerie différentielle

L'imagerie différentielle repose sur un principe simple et intuitif de soustraction de FÉP de référence (obtenue à différents angles, longueurs d'onde, polarisations, etc.). Elle est généralement combinée à un coronographe sur les instruments de haut contraste : le coronographe contre les effets du halo de diffraction (voir section 1.3.1) tandis que l'imagerie différentielle diminue l'intensité des tavelures dues aux aberrations statiques, permettant d'obtenir un gain significatif (typiquement de l'ordre

de 10 à 100) par rapport au coronographe seul.

- L'imagerie différentielle spectrale simultanée

L'imagerie différentielle spectrale simultanée (SSDI, [Rosenthal et al. \[1996\]](#), [Smith \[1987\]](#), [Racine et al. \[1999\]](#) et [Marois et al. \[2000\]](#)) consiste en l'acquisition simultanée d'images à des longueurs d'onde proches, judicieusement choisies pour que le spectre attendu du compagnon y présente des différences de flux significatives. Comme la position des tavelures de l'étoile varie avec la longueur d'onde alors qu'un compagnon reste fixe, le fait de remettre à l'échelle et de soustraire les images permet de diminuer le bruit de tavelure sur l'axe et de conserver le signal de la planète si elle est située à une séparation suffisante. La perte du signal d'un compagnon lors de la soustraction peut également être surmontée grâce aux différences de son flux aux longueurs d'onde choisies et permet une détection proche de l'axe. SSDI est cependant très sensible aux aberrations non communes (différentes aberrations aux différentes longueurs d'onde ou lors de passage dans des chemins optiques différents) et est également limitée par la nécessité d'une connaissance a priori du spectre du compagnon.

- L'imagerie différentielle d'une étoile de référence

L'imagerie différentielle d'une étoile de référence (RDI ou RSDI) consiste à utiliser l'image d'une étoile similaire (magnitude, couleur) observée dans des conditions analogues à l'observation de l'objet cible puis de la soustraire pour diminuer le bruit de tavelure de l'objet sur l'axe. Toutes les images haut-contraste de HST ont utilisé cette méthode ([Krist et al. \[1998\]](#)) avec, par exemple, la découverte (qui reste à confirmer) de l'exoplanète Fomalhaut b ([Kalas et al. \[2008\]](#)), de masse estimée de une à trois fois la masse de Jupiter et située à 120 u.a de son étoile (voir figure 1.13).

- L'imagerie différentielle angulaire

L'imagerie différentielle angulaire (ADI) est une méthode puissante, développée par [Marois et al. \[2006\]](#) et utilisée sur un télescope Altitude/Azimuth et/ou doté d'un rotateur de champ. Le fait d'arrêter le dé-rotateur de champ (qui compense

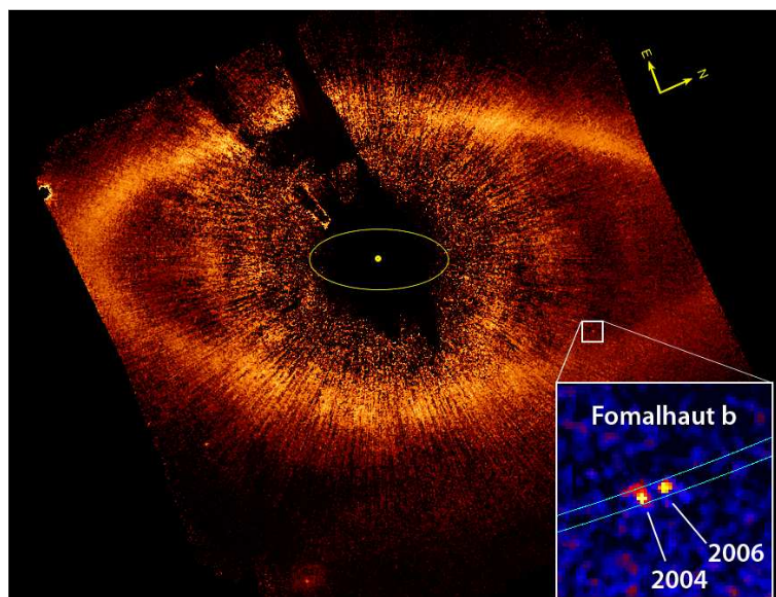


FIGURE 1.13 – Image de l'anneau de poussière de Fomalhaut ainsi que de l'exoplanète Fomalhaut b de [Kalas et al. \[2008\]](#).

les effets de la rotation de la Terre) entraîne la rotation du champ autour de l'axe optique : une FÉP sur l'axe (contenant tous les effets dus aux aberrations statiques) reste fixe alors que les objets hors-axe tournent sur le détecteur. En soustrayant plusieurs images acquises à des intervalles de temps suffisamment longs pour qu'un objet hors-axe se soit suffisamment déplacé sur le détecteur, on diminue l'intensité des structures fixes liées à la FÉP sur l'axe (signal de l'étoile). Les images sont ensuite tournées et co-additionnées pour renforcer le signal d'un compagnon. Une dizaine d'exoplanètes a ainsi pu être directement détectée, avec, par exemple, la première détection en 2008 du système multiple HR8799 ([Marois et al. \[2008\]](#)) suivie en 2010 de l'image d'une planète géante autour beta Pictoris ([Lagrange et al. \[2010\]](#)). Cette technique est présentement largement utilisée lors d'observations haut contraste. L'inconvénient de ADI est qu'elle nécessite une certaine séparation entre l'étoile et le compagnon : le temps nécessaire pour détecter un compagnon situé à faible séparation est plus grand que le temps caractéristique des tavelures quasi-statique, rendant la technique peu efficace à faible séparation.

- L'imagerie différentielle polarimétrique

L'imagerie différentielle polarimétrique (PDI, [Kuhn et al. \[2001\]](#)) consiste à acquérir des images à différents états de polarisation. Elle se base sur le fait que la lumière de l'étoile est non polarisée tandis que la lumière réfléchie par une planète (ou un disque circumstellaire) est partiellement polarisée (environ 10% de polarisation). PDI n'est pas limitée par la position du compagnon (faible/large séparation) mais elle dépend d'une connaissance a priori du degré de polarisation du compagnon et elle possède une faible sensibilité puisqu'une faible fraction de la lumière de la planète est polarisée ([Buenzli et Schmid \[2009\]](#)). PDI est implémentée sur l'instrument ZIMPOL (*Zurich IMaging POLarimeter*, [Povel \[1998\]](#)) de l'instrument haut contraste SPHERE ([Beuzit et al. \[2008\]](#)) au VLT.

- Déconvolution spectrale

La déconvolution spectrale (SD, [Sparks et Ford \[2002\]](#)) consiste à acquérir un cube de données à différentes longueurs d'onde grâce à un spectrographe à champ intégral (IFS). Elle s'appuie sur la différence de réponse spectrale globale entre une planète et son étoile : la position des tavelures varie avec la longueur d'onde tandis qu'un compagnon reste fixe. La variation de la structure des tavelures en fonction de la longueur d'onde varie lentement (basse fréquence) alors que la présence d'un point source se manifeste par l'existence d'un défaut de fréquence plus élevée. On peut donc évaluer la structure spatio-spectrale de l'étoile et la soustraire, faisant ainsi apparaître la trace spectrale du compagnon. La déconvolution spectrale est limitée à la détection de compagnons à large séparation (les tavelures doivent se déplacer d'au moins un élément de résolution dans l'intervalle de longueurs d'onde, [Thatte et al. \[2007\]](#)).

Toutes ces techniques de soustraction d'images peuvent être renforcées numériquement en optimisant la FÉP de référence à partir d'un ensemble d'images de référence, en utilisant, par exemple, les algorithmes LOCI ([Lafrenière et al. \[2007\]](#)), TLOCI ([Marois et al. \[2014\]](#)) ou KLIP ([Soummer et al. \[2012\]](#)). L'imagerie

différentielle combinée aux algorithmes de soustraction de FÉP de référence est présentement utilisée dans les instruments de haut contraste au sol comme GPI ou SPHERE.

### 1.3.3.3 La *mise en forme* du front d'onde

La *mise en forme* du front d'onde (*wavefront shaping* en anglais, terme utilisé dans le reste du document) est similaire à l'optique adaptative dans le sens où elle utilise un miroir déformable pour corriger des aberrations. L'aplanissement du front d'onde (*flattening*) qui diminue les aberrations sur l'ensemble du champ de vue s'est rapidement heurté à des limitations plus fines : en effet une analyse des effets de propagation montrent que les très hautes fréquences spatiales (non corrigées par un miroir déformable possédant un nombre fini d'actionneurs) ont un impact non négligeable à un certain niveau de contraste. On ne cherche donc plus à aplanir le front d'onde depuis les années  $\sim 2010$  mais à créer une zone sombre, un *dark hole* (terme anglais nommé ainsi dans la littérature française et qui sera utilisé dans le reste du document) au plan focal. Le *wavefront shaping* combiné à un coronographe, a permis d'obtenir en laboratoire un contraste de  $10^{-9}$  (Trauger et Traub [2007]) tel qu'illustré sur la figure 1.14 et a été partiellement testé sur le télescope Subaru (Martinache et al. [2014]). Les performances du *wavefront shaping* sont limitées par les erreurs d'amplitude, le nombre d'actionneurs et par la relative fragilité des miroirs déformables et de leur électronique. C'est cette approche qui a été retenue dans le travail présenté au chapitre 2 de ce document, qui met l'accent sur le contraste à petite séparation. L'imagerie différentielle fait face à des limitations fondamentales pour atteindre de hauts contrastes à faibles séparations (voir la section 2.2.1), il a donc été choisi d'étudier le *wavefront shaping*, méthode prometteuse pour la détection de compagnons proches de leur étoile.

### 1.3.3.4 La stabilité

Plusieurs sources d'instabilités limitent significativement (voire ultimement) les performances d'un instrument haut contraste. Les instabilités sont d'origines mécaniques ou thermiques mais peuvent aussi provenir de la dispersion atmosphérique

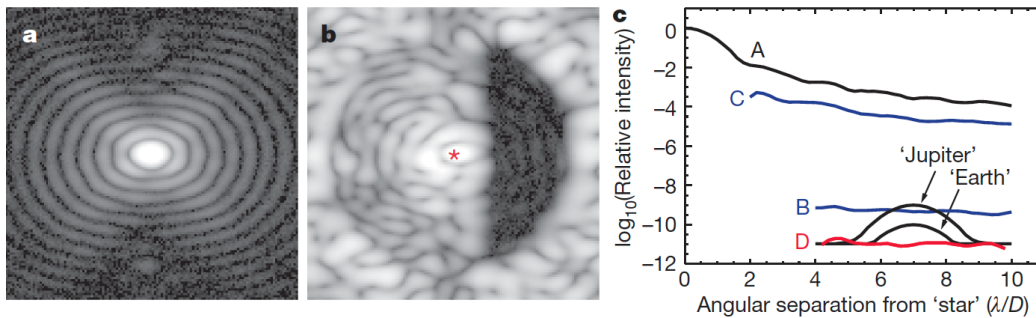


FIGURE 1.14 – Démonstration en laboratoire d'un contraste de  $10^{-9}$ , à partir de Trauger et Traub [2007]. Images des FÉP (en échelle logarithmique) avant (à gauche) et après (au milieu) génération d'un *dark hole* (à des échelles différentes). La figure à droite représente le contraste initial (courbe A), le contraste après le coronographe avant (courbe C) et après (courbe B) le *wavefront shaping* et le contraste obtenu après la technique de *roll deconvolution* (courbe D).

entraînant, par exemple, un décalage des faisceaux de l'OA et de la voie science sur les optiques (lorsque l'OA et la voie science sont à des longueurs d'ondes différentes (Dohlen et al. [2011])). Lors d'une séquence, les tavelures doivent être suffisamment stables pour être mesurées et corrigées dans le but d'atteindre de très haut contrastes (de l'ordre de  $10^{-10}$ ). La stabilité temporelle est donc un facteur essentiel à prendre en compte dans le concept d'instruments haut-contraste, les instruments actuels traitant la question de l'instabilité de manière partielle (par exemple pour GPI, Hartung et al. [2014] et Hill et al. [2008]). Elle concerne principalement la maîtrise des vibrations et des variations thermiques, qui peuvent avoir un temps de relaxation extrêmement long de plusieurs heures. La stabilité requiert des montures robustes aux relaxations mécaniques et des matériaux (ou des combinaisons de matériaux) peu sensibles aux variations thermiques (avec des coefficients d'expansion thermique (CTE) faibles ou avec une compensation des CTE avec la température). La démarche qui consiste à investiguer de manière systématique les problèmes de la stabilité doit être prioritaire dans les développements des futurs instruments à haut contraste puisque la stabilité est une condition indispensable à la détection des exo-Terres dans leur zone habitable, en particulier pour l'instrumentation au sol, qui sera responsable du suivi des planètes détectées (et vraisemblablement pré-caractérisées) dans l'espace et qui requiert de très longs temps de pose.

## 1.4 Conclusion

Malgré des avancées considérables dans l'exploitation des méthodes de détection indirectes, l'imagerie directe combinée à la spectroscopie reste le moyen le plus efficace d'identifier et de caractériser une catégorie de planètes suffisamment éloignées de leur étoile. La détection directe d'exoplanète de taille similaire à celle de la Terre sera rendue possible par le développement de télescopes de plus en plus grands au sol ou dans l'espace, par le développement de coronographes robustes et par des méthodes de diminution du bruit de tavelure. Cependant, les performances sont très fortement limitées par des contraintes de fabrication (télescopes segmentés, nombre d'actionneurs des miroirs déformables, complexité des optiques des coronographes...), de design (aberrations et instabilités mécaniques et thermiques, polychromatisme...) et, pour des observations au sol, par la turbulence atmosphérique. Les résultats obtenus en laboratoire ouvrent maintenant la voie à des instruments de haut contraste sur le ciel, capables de détecter des compagnons proches de l'axe, dont les précurseurs sont GPI et SPHERE. Parallèlement, le développement des techniques spatiales reste une niche pour le haut contraste avec le développement des technologies de lancement (diamètres de télescopes de plus en plus grands) et du *wavefront shaping* pour minimiser les aberrations statiques et quasi-statiques. Les études de la prochaine décennie se concentrent donc sur l'amélioration et le développement de méthodes permettant d'exploiter la pleine résolution des futurs grands télescopes afin d'observer des systèmes extrasolaires similaires au système solaire pour les conditions d'habitabilité et d'y rechercher de la vie.

## 1.5 Cette thèse

Cette thèse s'inscrit dans l'amélioration du haut contraste pour la détection d'exoplanètes. Le travail principal de cette thèse se concentre sur le haut contraste à petite séparation dans le but d'imager des exoplanètes dans la zone habitable grâce aux futurs grands télescopes et au développement de coronographes de plus en plus performants à faibles séparations. L'approche retenue pour ce travail utilise



la combinaison de la coronographie et du *wavefront shaping* afin de créer un *dark hole*. Plus particulièrement, l'étude se focalise sur la configuration à deux miroirs déformables (contrôle complet de l'onde en amplitude et en phase, Pueyo et Kasdin [2007]) dans le but d'en extraire les limitations. Pour cela, plusieurs limitations potentielles sont étudiées analytiquement (ou semi-analytiquement) puis évaluées de manière statistique avec des simulations qui tiennent compte des effets de propagation. Cette étude a ensuite été appliquée à un projet de haut contraste, SPEED (*Segmented Pupil Experiment for Exoplanet Detection*), débuté par Patrice Martinez en 2013 au laboratoire Lagrange, qui s'inscrit dans la perspective de caractériser des exo-planètes autour de naines M. L'objectif de SPEED est d'étudier, d'optimiser et de tester en laboratoire le haut contraste à petite séparation avec une pupille segmentée en combinant un coronographe PIAACMC (Guyon et al. [2014]) et deux miroirs déformables. L'étude initiée pour cette thèse permet d'optimiser le banc optique de SPEED mais également dans le futur, de simuler, prévoir et analyser les performances théoriques.

Un deuxième volet de cette thèse est une contribution à une étude générale sur la stabilité, initiée en 2013 au laboratoire Lagrange par Lyu Abe. Cette étude s'inscrit dans le contexte du haut contraste, avec pour but de traiter la stabilité temporelle comme un paramètre indispensable dans la conception en amont d'instrument d'imagerie à très haut contraste. L'objectif de cette étude est de développer des systèmes de métrologie et de mesurer de manière précise les comportements des matériaux dans le but ultime de définir des instruments intrinsèquement stables. Un travail préliminaire a été initié pendant cette thèse : il s'agit de l'étude d'un système de métrologie potentiel et plus particulièrement de tester son comportement thermique.

Enfin, un dernier volet de la thèse est une étude des performances d'un nouveau concept d'imagerie différentielle (DIFFRACT), proposé par Farrokh Vakili, qui consiste à acquérir des images avec différentes tailles de pupilles afin de diminuer le bruit de tavelure d'un objet sur l'axe.





# Le haut contraste à petite séparation

---

## Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Intérêt scientifique . . . . .</b>	<b>32</b>
<b>2.2</b>	<b>Le <i>wavefront shaping</i> : description et problématique . . . . .</b>	<b>37</b>
2.2.1	Problématique de l'imagerie différentielle à faible séparation . . . . .	37
2.2.2	Problématique du <i>wavefront shaping</i> : la propagation des erreurs de phase . . . . .	38
2.2.3	Minimisation d'énergie avec 2 miroirs déformables pour le <i>wavefront shaping</i> . . . . .	41
<b>2.3</b>	<b>Modèle et implémentation numérique . . . . .</b>	<b>47</b>
2.3.1	Modèle optique . . . . .	48
2.3.2	Modèle et application numérique . . . . .	50
2.3.3	Exemple de résultats par analyse <i>end-to-end</i> . . . . .	52
<b>2.4</b>	<b>Limitations de montage optique potentielles pour le haut-contraste à petite séparation . . . . .</b>	<b>54</b>
2.4.1	La distance inter-miroir déformable et la taille du <i>dark hole</i> . . . . .	54
2.4.1.1	Approche analytique . . . . .	54
2.4.1.2	Résultats des simulations <i>end-to-end</i> . . . . .	60
2.4.2	Le nombre d'actionneurs . . . . .	66
2.4.2.1	Approche semi-analytique . . . . .	66
2.4.2.2	Résultats des simulations <i>end-to-end</i> . . . . .	70
2.4.3	Les tavelures de repliement . . . . .	71
2.4.3.1	Approche semi-analytique . . . . .	71
2.4.3.2	Résultats des simulations <i>end-to-end</i> . . . . .	75

---

2.4.4	L'architecture optique . . . . .	77
2.4.4.1	Approche semi-analytique . . . . .	77
2.4.4.2	Résultats des simulations <i>end-to-end</i> . . . . .	79
2.4.5	Discussion . . . . .	80
2.4.6	Article du journal MNRAS (2017) . . . . .	84
<b>2.5</b>	<b>Le projet SPEED : description et simulation . . . . .</b>	<b>97</b>
2.5.1	Description du projet . . . . .	97
2.5.1.1	Objectifs . . . . .	97
2.5.1.2	Conception générale . . . . .	99
2.5.2	Simulations numériques : optimisation de la distance des miroirs déformables de SPEED . . . . .	102
2.5.2.1	Paramètres de simulation . . . . .	102
2.5.2.2	Résultats des simulations numériques . . . . .	103
2.5.2.3	Article de la conférence <i>AO4ELT4, 2015</i> . . . . .	106
2.5.2.4	Article de la conférence <i>SPIE, 2016</i> . . . . .	115
2.5.3	Perspective : test de validation en laboratoire . . . . .	124
<b>2.6</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>127</b>

---

## 2.1 Intérêt scientifique

Les naines M sont des étoiles de la séquence principale, relativement petites et froides (de masse comprise entre 0.07 et 0.6 masse solaire et de température de surface inférieure à 4 000K), qui évoluent de manière très lente et ont donc une grande durée de vie. Une centaine d'exoplanètes a été détectée autour de naines M, dont les plus petites (de tailles comparables à celle de la Terre comme par exemple *Proxima Centauri b*, [Anglada-Escudé et al. \[2016\]](#)) ont été détectées par des méthodes indirectes (vitesse radiale, transit ou lentille gravitationnelle). L'imagerie directe d'exoplanètes permet une caractérisation systématique des systèmes planétaires, non accessible par les méthodes indirectes (la technique des vitesses radiales, par exemple, ne permet pas de caractériser des orbites de planètes loin de leur étoile). L'imagerie directe est probablement la méthode la plus rapide pour

identifier ou confirmer les planètes (voir section 1.2.4). L'estimation à partir de modèles de la masse, de la température effective, de la gravité ou de la composition de l'atmosphère peut également être réalisée de manière rapide avec l'imagerie directe et ainsi contraindre les modèles d'évolution et les scénarios de formation planétaire mais aussi détecter des signatures de vie, ce qui fait de la détection directe d'exoplanètes une niche scientifique capitale.

L'habitabilité des planètes autour de naines M est, quant à elle, sujet à controverse : leur fréquence dans l'univers et le développement des grands télescopes favorisent les détections dans leur zone habitable mais les naines M ont des propriétés peu favorables au développement de la vie. Leur grand nombre dans l'univers facilite leurs observations (elles représentent 75% des étoiles observées dans le voisinage solaire ou dans la voie lactée). De plus, des observations ont montré un nombre important de planètes par étoile (en moyenne 1.6, voir Cassan et al. [2012]) avec une probabilité de 40% d'abriter une super Terre dans la zone habitable (Bonfils et al. [2013]), ce qui a été conforté, par exemple, par la découverte de 7 planètes telluriques orbitant autour de la naine brune *TRAPPIST-1* (Gillon et al. [2017]). Ces conditions favorables à l'habitabilité des planètes autour des naines M sont contrebalancées par plusieurs facteurs défavorables. Les naines M, de faible masse et luminosité, ont une zone habitable proche comme le montre la figure 2.1 qui représente la distance à l'étoile (axe des abscisses) de la zone habitable (en jaune) selon la masse des étoiles (en ordonnée ; les naines M sont représentées par la lettre *M* sur le graphique). Cette zone habitable proche de l'étoile (autour de 0.1 u.a) favorise la rotation synchrone, où les périodes, orbitale de la planète, et de rotation propre de l'étoile sont égales (le phénomène est identique à celui de la lune par rapport à la Terre). Ceci entraîne que la planète montrerait toujours la même face à l'étoile, créant deux hémisphères, trop chaud ou trop froid pour abriter de la vie. De plus, les naines M sont variables et émettent des vents stellaires ou des éjections de masse coronale qui peuvent détruire une atmosphère, propice au développement de la vie (Khodachenko et al. [2007]; Lammer et al. [2007]).

Malgré ces conditions défavorables, la formation de planètes terrestres autour de naines M reste possible (Tarter et al. [2007]) et la forte densité de naines M dans

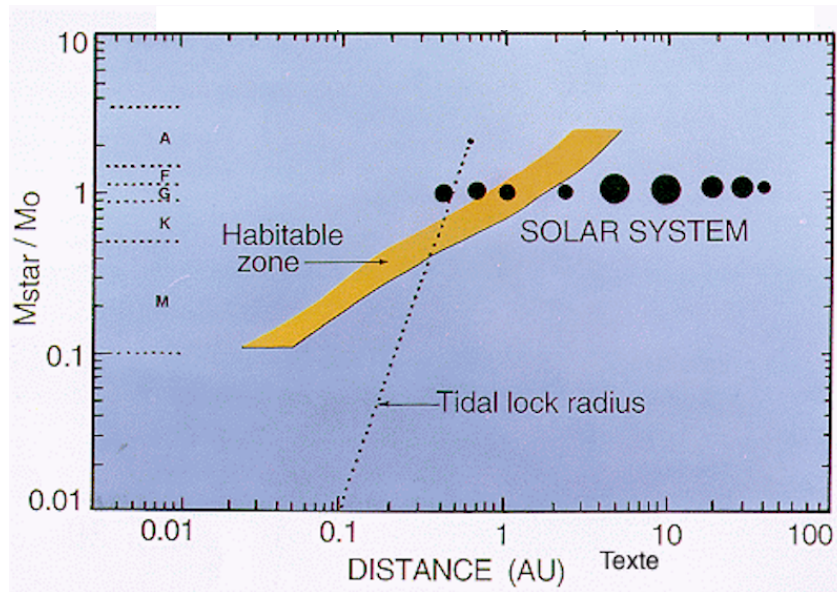
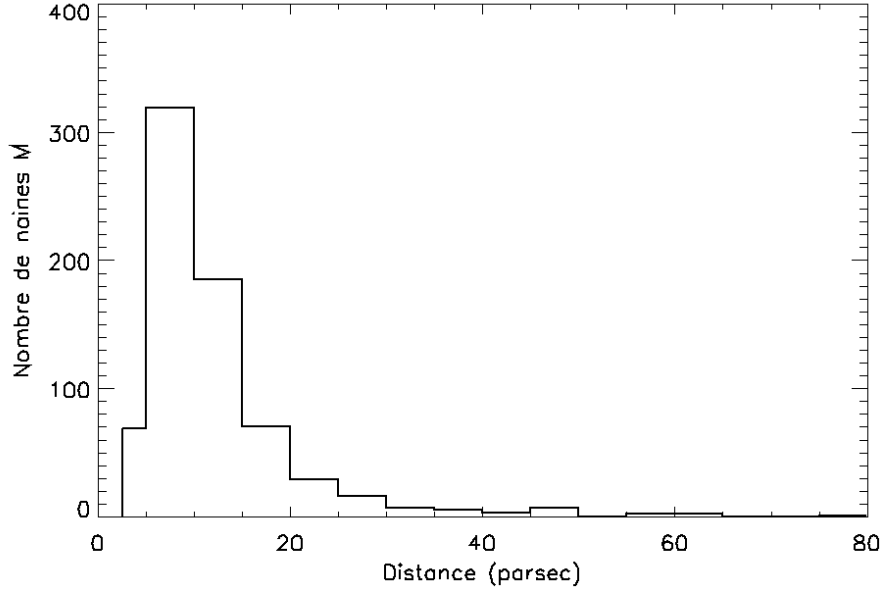


FIGURE 2.1 – Zone habitable des naines M (à partir de <http://www.daviddarling.info/encyclopedia/H/habzone.html>).

l'univers font de la recherche d'exoplanète autour de ces astres un enjeu actuel avec, par exemple le projet *KPI* au Keck (Mawet et al. [2016]). Le développement des futurs grands télescopes (ELTs) rend également possible la détection directe d'exo-planètes dans la zone habitable des naines M. Afin d'illustrer ce dernier point, nous reprenons le formalisme utilisé par Guyon et Martinache [2013] appliqué à un échantillon d'environ 700 naines M du catalogue *Gliese* dont la répartition selon leur distance est illustrée par l'histogramme de la figure 2.2. Afin d'illustrer la capacité des ELTs à imager des systèmes planétaires, nous posons les hypothèses simplifiées suivantes :

- la planète a un rayon  $r_p$  égal à celui de la Terre et une albedo  $\rho$  de 0.3 (proche de l'albedo moyenne de la Terre), constante en fonction de la longueur d'onde,
- la zone habitable de la naine M est estimée à partir de la loi en carré inverse<sup>1</sup>, en extrapolant la zone habitable du Soleil ( $0.7 \text{ u.a.} < a_{p\odot} < 1.5 \text{ u.a.}$ ) à partir

1. la luminosité est inversement proportionnelle au carré de la distance définie à partir de l'origine de la luminosité.

FIGURE 2.2 – Échantillon de naines M du catalogue *Gliese*.

de :

$$L_{\star} = \frac{L_{star}}{L_{\odot}} = \frac{a_p^2}{a_{p\odot}^2} \quad (2.1)$$

où  $L_{\star}$  est la luminosité bolométrique de l'étoile ( $L_{star}$ ) par rapport à celle du soleil ( $L_{\odot}$ ),  $a_p$  est la distance de la planète à l'étoile et  $a_{p\odot}$  est la distance de la planète au Soleil. On suppose dans la suite, une planète située à une distance  $a_p = 1 \text{ u.a.} \sqrt{L_{\star}}$  ( $a_{p\odot} = 1 \text{ u.a.}$ ),

- la luminosité de l'étoile par rapport au soleil est définie par

$$L_{\star} = 10^{-\frac{M_{bol\star} - M_{bol\odot}}{2.5}} \quad (2.2)$$

où  $M_{bol\star}$  et  $M_{bol\odot}$  sont les magnitudes bolométriques respectives de l'étoile et du soleil, définies en fonction de la magnitude apparente de l'étoile  $m_v$ , de la distance de l'étoile  $d_{pc}$ , exprimée en parsec, ainsi que de la correction bolométrique  $BC$  tel que

$$M_{bol\star} = m_v - 5 \log\left(\frac{d_{pc}}{10}\right) + BC \quad \text{et} \quad M_{bol\odot} = 4.75. \quad (2.3)$$

La correction bolométrique  $BC$  est estimée en fonction du type spectral de la naine M selon [Pecaut et Mamajek \[2013\]](#),

- le contraste  $\mathcal{C}$  entre l'étoile et la planète est défini comme constant selon la longueur d'onde tel que ([Traub et Oppenheimer \[2010\]](#))

$$\mathcal{C} = \frac{\rho}{\pi} \left( \frac{r_p}{a_p} \right)^2 \text{ à une élongation maximale} \quad (2.4)$$

- la lumière zodiacale n'est pas prise en compte.

Le but de ce raisonnement simplifié n'est pas de donner une valeur réelle du nombre de planètes détectables autour de naines M mais plutôt de mettre l'emphase sur le gain en détection lorsque le haut-contraste est atteint à très faible séparation ( $1 \lambda/D$  vs.  $2 \lambda/D$ ) pour des observations en bande H ( $\lambda=1.6 \mu\text{m}$ ). D'autres analyses plus détaillées existent dans la littérature ([Guyon et Martinache \[2013\]](#) ou [Stark et al. \[2014, 2015\]](#)) qui tiennent compte, entre autre, de la lumière zodiacale, du polychromatisme, du temps d'observation... La figure 2.3 montre le pourcentage des planètes détectées autour des naines M de l'échantillon, à partir du raisonnement ci-dessus et en fonction du diamètre du télescope (20, 30, 40 ou 50 m) et en fonction de la qualité du coronographe et de la correction des aberrations, c'est à dire le contraste atteint ( $\mathcal{C}$ ) et la plus petite séparation à laquelle ce contraste est atteint ( $1 \lambda/D$  en rouge ou  $2 \lambda/D$  en bleu).

Le pourcentage d'étoiles détectées devient significatif avec des télescopes de grands diamètres (40 ou 50 m) et avec des instruments performants à très faible séparation ( $1 \lambda/D$  vs.  $2 \lambda/D$ ). On remarque aussi une augmentation dans la détection lorsque le contraste atteint  $10^{-9}$ . Une importante avancée technologique permettrait donc aux futurs ELTs de détecter, en principe, des planètes habitables autour de naines M. Elle nécessite d'atteindre des contrastes importants à très faible séparation (autour de  $1 \lambda/D$ ), ce qui constitue le contexte du travail présenté dans les prochaines sections.

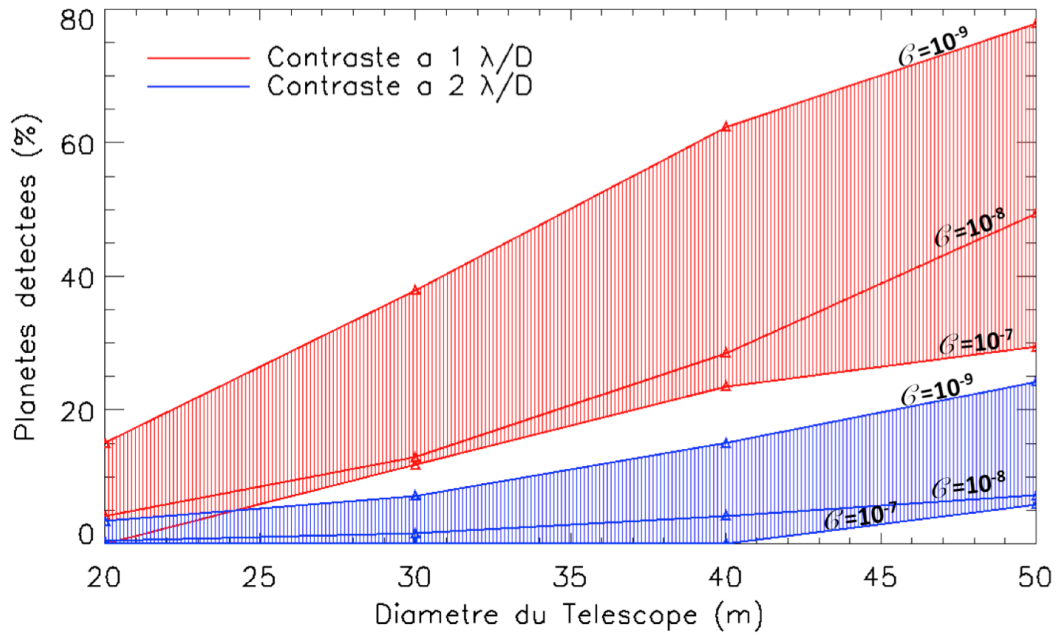


FIGURE 2.3 – Pourcentage d’exoplanètes détectées autour des naines M de l’échantillon selon, le diamètre du télescope (en abscisse) et selon le contraste obtenu au télescope ( $\mathcal{C}$ ) et s’il est obtenu à  $1 \lambda/D$  (rouge) ou à  $2 \lambda/D$  (bleu).

## 2.2 Le *wavefront shaping* : description et problématique

L’imagerie à petite séparation (autour de  $1 \lambda/D$ ) demande une grande qualité d’image et de stabilité puisque la majorité de la lumière d’un objet sur l’axe est concentrée à l’intérieur d’une zone de  $1 \lambda/D$  (voir section 1.3). Le développement de coronagraphes performants en contraste et transmission à faible séparation (PIAACMC, Guyon et al. [2010a], ou vortex, Foo et al. [2005]; Mawet et al. [2005]) ouvre la voie à l’imagerie d’exo-Terre mais reste limité par les aberrations statiques ou quasi-statiques qui créent des tavelures intenses proches de l’axe. Ce paragraphe décrit les problématiques de l’imagerie différentielle et du *wavefront shaping*, puis l’algorithme pour générer un *dark hole*.

### 2.2.1 Problématique de l’imagerie différentielle à faible séparation

Les techniques d’imagerie différentielle (voir section 1.3.3.2) sont généralement peu efficaces pour diminuer le bruit de tavelure à faible séparation. Par exemple,



la déconvolution spectrale requiert que les tavelures se soient déplacées d'au moins un élément de résolution entre la plus petite et la plus grande longueur d'onde d'observation, et, ADI nécessite une rotation suffisante du champ (au moins un élément de résolution) pour préserver le signal du compagnon, ce qui limite l'imagerie à très faible séparation (le temps nécessaire pour observer à très faible séparation est supérieur au temps caractéristique des tavelures quasi-statiques). La soustraction spectrale, elle, est sensible aux erreurs non communes tandis que PDI est fortement impactée par le bruit de photon et demande une connaissance a priori de la polarisation de la planète, ce qui limite aussi les performances proches de l'axe et qui favorise donc le développement d'autres techniques et plus particulièrement le *wavefront shaping*.

### 2.2.2 Problématique du *wavefront shaping* : la propagation des erreurs de phase

Le *wavefront shaping* peut être utilisé avec une combinaison de un ou plusieurs miroir(s) déformable(s) (nommé dans la littérature *DM* pour *Deformable Mirror* en anglais), la différence étant qu'un seul miroir déformable limite les performances en contraste (ou limite la taille du *dark hole*) à cause des erreurs d'amplitude dues à la propagation de Fresnel des erreurs de phase (ou dues à des erreurs d'amplitude *pures* si la transmission n'est pas uniforme). Cet effet a été mis en évidence par Talbot (effet Talbot, Talbot [1836]) : lors de la propagation d'une onde aberrée, des erreurs initiales de phase (ou d'amplitude) se décomposent en une combinaison d'erreurs de phase et d'amplitude, expliquée par le modèle de la propagation de Fresnel. Pour la propagation d'une onde initialement périodique, la réalisation initiale est totalement récupérée à des distances multiples de la distance de Talbot ( $z_T = \frac{2p^2}{\lambda}$  où  $p$  est la période de l'onde et  $\lambda$  la longueur d'onde). Une illustration de cet effet est présentée sur la figure 2.4 qui montre la propagation d'une phase initiale périodique à différentes distances de propagation :  $\{\frac{z_T}{8}, \frac{z_T}{4}, \frac{z_T}{2}, \frac{3z_T}{4}, z_T\}$ . Au fur et à mesure de la propagation, la phase évolue en un mélange de phase et d'amplitude ( $\frac{z_T}{8}$ ), puis devient uniquement de l'amplitude ( $\frac{z_T}{4}$  ou  $\frac{3z_T}{4}$ ) et redevient

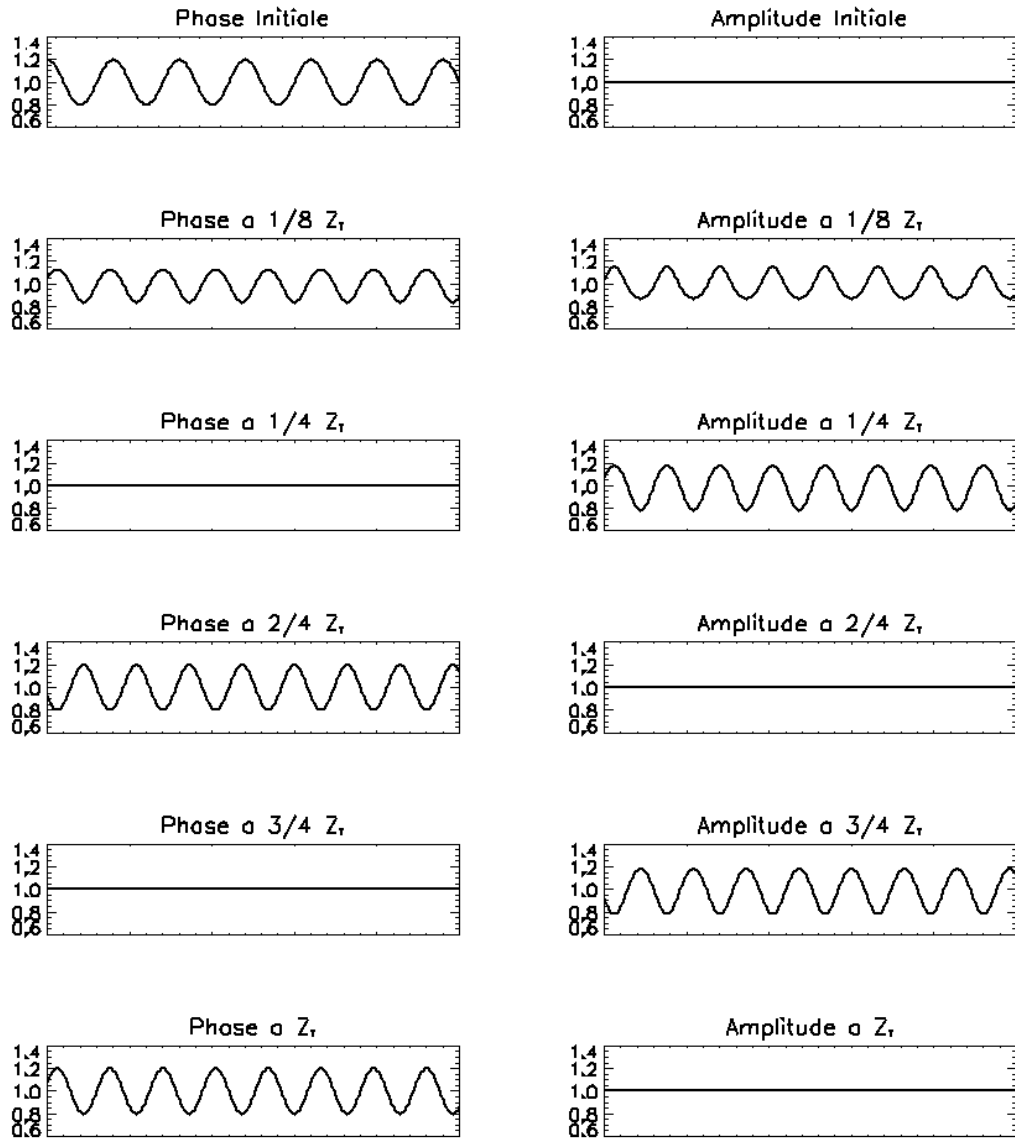


FIGURE 2.4 – Illustration de l'effet Talbot. Une phase initiale, lors de la propagation de Fresnel, évolue en une combinaison de phase et d'amplitude, en amplitude uniquement ou phase uniquement selon la distance de propagation.

la phase initiale à  $z_T$  (la phase à  $\frac{z_T}{2}$  est la phase initiale déphasée de  $\pi$ ). L'effet Talbot dégrade ainsi les performances du *wavefront shaping* : une optique hors plan pupille crée dans le plan du miroir déformable (s'il est situé dans un plan pupille) un mélange de phase et d'amplitude qui ne peut être corrigé par un seul miroir déformable sur la totalité du champ (un seul miroir déformable peut

corriger la phase et l'amplitude sur la moitié du champ). Une combinaison de deux (ou plusieurs miroirs déformables) permet ainsi de corriger à la fois la phase et l'amplitude sur l'ensemble du champ. Dans le cas d'aberration périodique à une seule fréquence, en plaçant les deux miroirs déformables à des distances de propagation qui correspondent à de la phase et de l'amplitude pures, on corrige à la fois la phase et l'amplitude. Cependant, le problème se complexifie lorsque les erreurs de phase résultent d'une combinaison d'aberrations à des fréquences aléatoires, ce qui crée des distances de Talbot différentes selon les fréquences. L'analyse de cet effet afin d'en déterminer les limitations nécessite des simulations qui tiennent compte de la propagation de Fresnel, ce qui fait l'objet du travail présenté ci-après.

Le contrôle de front d'onde avec plusieurs miroirs déformables est en cours d'étude depuis plus d'une décennie dans plusieurs laboratoires à travers le monde comme par exemple les bancs THD (Galicher et al. [2014]), HCIT (Riggs et al. [2013]), HCIL (Pueyo et al. [2011]; Riggs et al. [2013]), HiCAT (N'Diaye et al. [2013]) ou SPEED (Martinez et al. [2014]). Les performances obtenues actuellement en laboratoire, en utilisant un miroir déformable (e.g. Trauger et Traub [2007]; Guyon et al. [2010c]; Belikov et al. [2010]; Mazoyer et al. [2014]; Delorme et al. [2016]) ou deux miroirs déformables (e.g., Kay et al. [2009]; Pueyo et al. [2011]; Riggs et al. [2013]) ouvrent la voie à de futures applications au sol ou dans l'espace mais n'est, a priori, pas focalisé sur les très faibles séparations (autour de  $1 \lambda/D$ ). L'approche choisie pour ce travail est d'étudier les limitations du haut-contraste à faible séparation en utilisant deux miroirs déformables pour le *wavefront shaping* dans le contexte scientifique de l'observation d'exoplanètes autour de naines M dans leur zone habitable. Pour cela, un modèle optique et numérique a été implémenté afin d'obtenir des simulations *end-to-end* (terme générique anglais désignant des simulations complètes de toutes les étapes d'un processus, utilisé dans la suite du manuscrit) d'un banc générique et ainsi déterminer les limitations de montage optique pour du haut-contraste à faible séparation.

### 2.2.3 Minimisation d'énergie avec 2 miroirs déformables pour le *wavefront shaping*

Plusieurs algorithmes peuvent être utilisés pour générer un *dark hole*. Le *speckle nulling* (Trauger et al. [2004]) est une technique qui a fait ses preuves en laboratoire (HCIT) ou sur des instruments sur le ciel (GPI, Graham et al. [2007]; SCEXAO, Guyon et al. [2010b]). Elle consiste à identifier les tavelures les plus brillantes dans un *dark hole* pré-défini dans le plan image et à déterminer la phase qui leur correspond. La relation entre la phase et la tavelure est calculée en appliquant au niveau du miroir déformable des formes différentes connues (en général sinusoïdales) et en analysant les variations d'intensité au plan focal. Les tavelures les plus brillantes sont ainsi supprimées de manière itérative. L'inconvénient de cette méthode est qu'elle supprime uniquement les tavelures dont les fréquences sont à l'intérieur du *dark hole* et ne corrige pas les tavelures de repliement, dont la fréquence centrale est à l'extérieur de la zone de correction mais qui créent des structures à l'intérieur du *dark hole* (voir section 2.4.3).

Le travail présenté dans cette thèse est basé sur des algorithmes de minimisation d'énergie, qui traitent le problème de manière plus globale, en minimisant l'énergie à l'intérieur du *dark hole*. L'approche utilisée suppose une réponse linéaire aux perturbations optiques du système : les algorithmes de *wavefront shaping* qui utilisent une approche non linéaire pour, par exemple, corriger les discontinuités pupillaires (Pueyo et Norman [2013]) ne sont pas traités dans cette étude. L'approche analytique de la méthode linéaire a été décrite par Give'on et al. [2007], Pueyo et al. [2011] et Groff [2012] dont nous reprenons ici le formalisme. Supposons un montage optique générique qui utilise deux miroirs déformables, tel que décrit dans la figure 2.5 où les parenthèses représentent n'importe quel ensemble optique. Soient :

- $C_1$  la transformation entre le premier miroir déformable ( $DM_1$ ) et le plan image,
- $C_2$  la transformation entre le  $DM_2$  et le plan image,

- $C_{12}$  la transformation entre  $DM_1$  et  $DM_2$  tel que  $C_1 = C_2(C_{12})$ ,
- $E_0 = Ae^{i\varepsilon}$  le champ électrique incident sur le  $DM_1$  où  $A$  est la pupille d'entrée et  $\varepsilon$  est le champ aberré initial ( $\varepsilon$  peut représenter à la fois la phase et l'amplitude). Afin de simplifier les calculs, on suppose dans la suite du document, uniquement des erreurs de phase ( $\varepsilon = \varphi$ ),
- $\varphi_1$  et  $\varphi_2$  les phases appliquées respectivement par le  $DM_1$  et le  $DM_2$ .

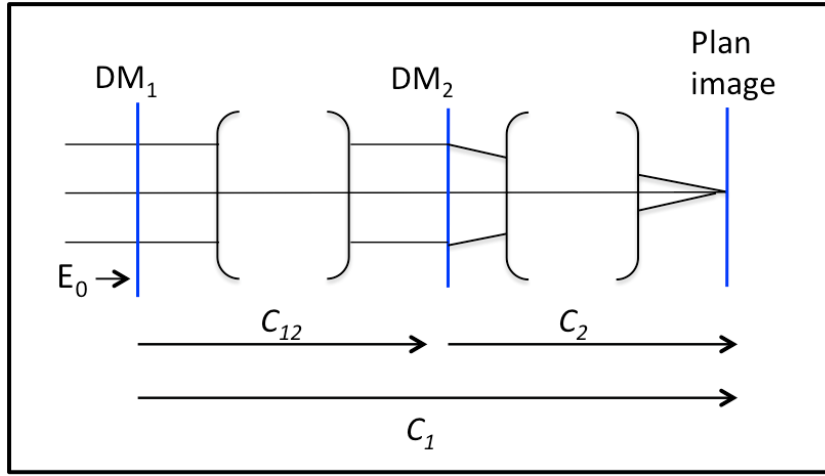


FIGURE 2.5 – Montage optique générique à 2 miroirs déformables.

Le champ électrique au plan du  $DM_2$  avant la correction du miroir déformable peut s'écrire, en supposant des petites phases («1 rad) et en éliminant le terme d'ordre 2

$$\begin{aligned}
 E_{2-} &= C_{12}\{A.e^{i\varphi}.e^{i\varphi_1}\} \simeq C_{12}\{A.(1+i\varphi).(1+i\varphi_1)\} \simeq C_{12}\{A.(1+i\varphi+i\varphi_1)\} \\
 &\simeq C_{12}\{E_0 + iA\varphi_1\},
 \end{aligned} \tag{2.5}$$

et le champ électrique après correction s'écrit alors

$$E_{2+} \simeq (C_{12}\{E_0\} + iC_{12}\{A.\varphi_1\}).e^{i\varphi_2}. \tag{2.6}$$

De la même manière, (en supposant que  $E_{2-}$  peut s'écrire sous la forme  $Xe^{iY} \simeq X(1+iY)$  et en éliminant le terme de second ordre), on peut écrire le

champ électrique au plan focal sous la forme

$$\begin{aligned} E_f &\simeq C_2\{C_{12}\{E_0\} + C_{12}\{iA.\varphi_1\}\} + iC_2\{A.\varphi_2\} \\ &= C_1\{E_0\} + iC_1\{A.\varphi_1\} + iC_2\{A.\varphi_2\}. \end{aligned} \quad (2.7)$$

L'intensité au plan focal, à l'intérieur du *dark hole* est donc

$$\begin{aligned} I_{DH} &= \iint_{DH} E_f E_f^* dx dy \\ &= \iint_{DH} (C_1\{E_0\} + iC_1\{A\varphi_1\} + iC_2\{A\varphi_2\}) (C_1\{E_0\} + iC_1\{A\varphi_1\} \\ &\quad + iC_2\{A\varphi_2\})^* dx dy \\ &= \iint_{DH} |C_1\{E_0\}|^2 + |C_1\{A\varphi_1\}|^2 + |C_2\{A\varphi_2\}|^2 + 2\Im(C_1\{E_0\}C_1^*\{A\varphi_1\}) \\ &\quad + 2\Im(C_1\{E_0\}C_2^*\{A\varphi_2\}) + 2\Re(C_1\{A\varphi_1\}C_2^*\{A\varphi_2\}) dx dy \end{aligned} \quad (2.8)$$

où  $x$  et  $y$  sont les fréquences spatiales dans le plan focal et DH représente le *dark hole* (de taille  $N_{pix}$ ).  $I_{DH}$  peut également s'écrire sous forme de produit scalaire (noté  $\langle \rangle$  ci-dessous) :

$$\begin{aligned} I_{DH} &= \langle C_1\{E_0\}, C_1\{E_0\} \rangle + \langle C_1\{A\varphi_1\}, C_1\{A\varphi_1\} \rangle + \langle C_2\{A\varphi_2\}, C_2\{A\varphi_2\} \rangle \\ &\quad + 2\Re[\langle C_1\{A\varphi_1\}, C_2\{A\varphi_2\} \rangle] + 2\Im[\langle C_1\{E_0\}, C_1\{A\varphi_1\} \rangle + \langle C_1\{E_0\}, C_2\{A\varphi_2\} \rangle]. \end{aligned} \quad (2.9)$$

Le miroir déformable applique localement une déformation qui peut être définie par la combinaison linéaire des coefficients appliqués au niveau de chaque actionneur (respectivement  $\alpha$  et  $\beta$  pour le  $DM_1$  et le  $DM_2$ ) multipliés par la fonction d'influence de chaque actionneur (respectivement  $h_1$  et  $h_2$  pour le  $DM_1$  et le  $DM_2$ ) tel que

$$\varphi_1 = \frac{2\pi}{\lambda} \sum_{i=0}^{N_{act}} \alpha_i h_{1i} \quad \text{et} \quad \varphi_2 = \frac{2\pi}{\lambda} \sum_{i=0}^{N_{act}} \beta_i h_{2i}, \quad (2.10)$$

où  $N_{act}$  est le nombre d'actionneur des miroirs déformables. Afin d'alléger les calculs et la définition des phases des miroirs déformables, nous définissons  $f = \frac{2\pi}{\lambda} h_1$  et

$$g = \frac{2\pi}{\lambda} h_2.$$

Soient les définitions suivantes :

- $a$  représente les coefficients appliqués aux deux miroirs déformables tel que

$$a = [\dots\alpha_i\dots, \dots\beta_k\dots], \quad (2.11)$$

- $G_1$  et  $G_2$  sont les matrices d'interaction de chaque miroir (de taille de  $N_{pix} \times N_{act}$ ) et représentent l'interaction entre chaque actionneur et le système optique :

$$G_1 = \begin{bmatrix} [C_1\{Af_j\}]_i \end{bmatrix} \text{ et } G_2 = \begin{bmatrix} [C_2\{Ag_j\}]_i \end{bmatrix}, \quad (2.12)$$

- $G$  représente la matrice globale, qui tient compte des deux miroirs déformables et  $M_0$  est la matrice d'interaction globale :

$$G = [G_1 \quad G_2] \text{ et } M_0 = G^*G = \begin{bmatrix} G_1^*G_1 & G_1^*G_2 \\ G_2^*G_1 & G_2^*G_2 \end{bmatrix}, \quad (2.13)$$

- $b_0$  représente l'interaction entre le champ électrique initial aberré et les miroirs déformables et  $d_0$  est l'intensité du champ initial aberré, tels que

$$b_0 = \begin{bmatrix} G_1^* C_1\{E_0\} \\ G_2^* C_1\{E_0\} \end{bmatrix}, \quad (2.14)$$

$$d_0 = \langle C_1\{E_0\}, C_1\{E_0\} \rangle. \quad (2.15)$$

On en déduit :

$$\begin{aligned} {}^t a M_0 a &= \sum_i \sum_j a_i a_j \langle C_1\{Af_j\}, C_1\{Af_i\} \rangle + \sum_i \sum_j a_i b_j \langle C_2\{Ag_j\}, C_1\{Af_i\} \rangle \\ &+ \sum_i \sum_j b_i a_j \langle C_1\{Af_j\}, C_2\{Ag_i\} \rangle + \sum_i \sum_j b_i b_j \langle C_2\{Ag_j\}, C_2\{Ag_i\} \rangle. \end{aligned} \quad (2.16)$$

et ainsi

$${}^t a M_0 a = \langle C_1\{A\varphi_1\}, C_1\{A\varphi_1\} \rangle + \langle C_2\{A\varphi_2\}, C_2\{A\varphi_2\} \rangle + 2\Re[\langle C_1\{A\varphi_1\}, C_2\{A\varphi_2\} \rangle]. \quad (2.17)$$

De la même manière,

$${}^t a b_0 = \langle C_1\{E_0\}, C_1\{A\varphi_1\} \rangle + \langle C_1\{E_0\}, C_2\{A\varphi_2\} \rangle. \quad (2.18)$$

Ainsi les produits scalaires de  $I_{DH}$  peuvent s'écrire sous forme matricielle :

$$I_{DH} = {}^t a M_0 a + 2\Im[{}^t a b_0] + d_0. \quad (2.19)$$

Le *wavefront shaping* consiste alors à minimiser l'énergie dans le *dark hole* en annulant sa dérivée avec

$$a = -M_0^{-1}\Im[b_0] \quad (2.20)$$

mais peut conduire à des solutions pour lesquelles les phases, et donc les amplitudes des actionneurs des miroirs (*stroke* en anglais, que j'utiliserai dans la suite de ce manuscrit) sont importantes. Des valeurs de *stroke* trop élevées peuvent être au delà de la capacité réelle du miroir déformable mais peuvent également sortir de l'approximation linéaire de l'algorithme de *wavefront shaping*. Une manière d'obtenir une solution plus stable est d'utiliser l'EFC (*Electric Field Conjugation*, Give'on et al. [2007]) ou la méthode de *stroke minimization* (Pueyo et al. [2011]). L'EFC minimise l'intensité  $I_{DH}$  pondérée par une régularisation de Tikhonov (Tikhonov [1963]) où la fonction à minimiser devient

$$J = I_{DH} + \alpha_0^2 \|a\|^2, \quad (2.21)$$

où  $\alpha_0$  est le paramètre de régularisation de Tikhonov qui garantit que l'algorithme converge dans des valeurs de *stroke* stables. Les coefficients des miroirs déformables



sont définis par

$$a = -(M_0 + \alpha_0^2 \mathbb{1})^{-1} \mathfrak{S}(b_0), \quad (2.22)$$

où  $\mathbb{1}$  est la matrice identité. Le paramètre  $\alpha_0$  est le poids donné au *stroke* des actionneurs dans la minimisation et est défini comme suit :  $\alpha_0$  est augmenté linéairement et la valeur optimale est la plus petite valeur qui donne le meilleur contraste (ou atténuation). Ainsi la méthode EFC minimise l'énergie au plan focal en limitant la valeur du *stroke*.

L'approche de *stroke minimization* minimise les valeurs de *stroke* qui atteignent un contrast donné. Il minimise la valeur des coefficients appliqués aux miroirs déformables lorsque l'intensité dans le *dark hole*  $I_{DH} \leq 10^{-\mathbb{C}}$  où  $\mathbb{C}$  est le contraste cible. La fonction à minimiser est alors

$$J = \|a\|^2 + \mu_0(I_{DH} - 10^{-\mathbb{C}}) \quad (2.23)$$

et les coefficients des miroirs déformables sont calculés à partir de

$$a = -(M_0 + \frac{1}{\mu_0} \mathbb{1})^{-1} \mathfrak{S}[b_0]. \quad (2.24)$$

De la même manière que pour l'EFC, le paramètre  $\mu_0$  est déterminé linéairement. Les méthodes EFC et de *stroke minimization* sont équivalentes pour un seul miroir déformable en lumière monochromatique.

Dans le cas d'un coronographe parfait qui supprime toute l'énergie s'il n'y a pas d'aberration, on peut revenir au formalisme de phase pour les miroirs déformables puisque  $C_n\{Ae^{i\varphi_n}\} \simeq C_n\{A\} + iC_n\{A\varphi_n\} = iC_n\{A\varphi_n\}$  où  $n=\{1,2\}$  (le coronographe supprime le terme constant). En remplaçant les termes  $C_n\{A\varphi_n\}$  de l'équation 2.9 par  $-iC_n\{Ae^{i\varphi_n}\}$ , on peut alors écrire

$$\begin{aligned} I_{DH} = & \langle C_1\{E_0\}, C_1\{E_0\} \rangle + \langle C_1\{Ae^{i\varphi_1}\}, C_1\{Ae^{i\varphi_1}\} \rangle + \langle C_2\{Ae^{i\varphi_2}\}, C_2\{Ae^{i\varphi_2}\} \rangle \\ & + 2\Re[\langle C_1\{Ae^{i\varphi_1}\}, C_2\{Ae^{i\varphi_2}\} \rangle + \langle C_1\{E_0\}, C_1\{Ae^{i\varphi_1}\} \rangle + \langle C_1\{E_0\}, C_2\{Ae^{i\varphi_2}\} \rangle]. \end{aligned} \quad (2.25)$$

En faisant l'approximation de petites phases ( $e^{i\varphi} \approx 1 + i\varphi$ ), on obtient

$$G_1 = \begin{bmatrix} [C_1\{Ae^{if_j}\}]_i \end{bmatrix}, G_2 = \begin{bmatrix} [C_2\{Ae^{ig_j}\}]_i \end{bmatrix} \text{ et } M_0 = \begin{bmatrix} G_1^*G_1 & G_1^*G_2 \\ G_2^*G_1 & G_2^*G_2 \end{bmatrix}. \quad (2.26)$$

$G_1$  et  $G_2$  représentent les matrices d'interaction respectives des  $DM_1$  et  $DM_2$ , c'est la réponse complexe dans le plan image au déphasage introduit par chaque actionneur des miroirs déformables (donc lorsque l'on actionne chaque actionneur que l'on désignera par *poke* dans le suite de ce manuscrit). Ainsi

$$\begin{aligned} {}^t a M_0 a &= \langle C_1\{Ae^{i\varphi_1}\}, C_1\{Ae^{i\varphi_1}\} \rangle + \langle C_2\{Ae^{i\varphi_2}\}, C_2\{Ae^{i\varphi_2}\} \rangle \\ &\quad + 2\Re\{\langle C_1\{Ae^{i\varphi_1}\}, C_2\{Ae^{i\varphi_2}\} \rangle\} \end{aligned} \quad (2.27)$$

et

$${}^t a b_0 = \langle C_1\{E_0\}, C_1\{Ae^{i\varphi_1}\} \rangle + \langle C_1\{E_0\}, C_2\{Ae^{i\varphi_2}\} \rangle. \quad (2.28)$$

On peut ainsi garder la forme matricielle :

$$I_{DH} = {}^t a M_0 a + 2\Re[{}^t a b_0] + d_0. \quad (2.29)$$

C'est cette approche (formalisme de phase) qui a été choisie pour les simulations et les coefficients des miroirs déformables sont calculés à partir de

$$a = -M_0^{-1}\Re[b_0]. \quad (2.30)$$

La prochaine section décrit comment cet algorithme a été implémenté numériquement dans les simulations *end-to-end* de comparaison de performances.

## 2.3 Modèle et implémentation numérique

Le but de cette étude est de comparer les performances haut-contraste à petite séparation en faisant varier plusieurs paramètres de montage optique (nombre d'ac-

tionneurs des miroirs déformables, architecture du montage optique, distances des miroirs déformables, quantité et répartition des fréquences des aberrations, taille du *dark hole*...). Afin de réaliser une étude statistique, 128 réalisations aléatoires de structures de phase ont été simulées dans chacun des cas analysés.

### 2.3.1 Modèle optique

Le modèle optique *end-to-end* utilisé pour les calculs de performance est un modèle générique de banc haut-contraste. Il est constitué d'une vingtaine d'éléments optiques qui contiennent, entre autres, un simulateur de télescope, un coronographe, deux miroirs déformables, et des lentilles paraxiales qui assurent le passage entre les plans pupilles et images. Le montage optique est basé sur le banc laboratoire SPEED et est détaillé à la section 2.5.2.1.

Les distances entre les miroirs déformables et le plan pupille peuvent être ajustées, de 0 à 2.5 m, afin de tester l'impact de la distance de ces miroirs sur les performances. De plus, l'architecture du montage optique peut être modifiée pour que le 2<sup>ème</sup> miroir déformable soit dans un faisceau collimaté ou convergent (l'implémentation de l'architecture en faisceau convergent est détaillée à la section 2.4.4). Le diamètre de la pupille est de 7.7 mm, défini par le simulateur de télescope segmenté du banc SPEED qui utilise un miroir du fabricant *IRIS AO*<sup>®</sup> de ce diamètre là. Pour cette étude, la pupille est définie comme circulaire afin de ne pas rajouter les erreurs d'amplitude d'une pupille segmentée et de se focaliser uniquement sur la propagation des erreurs de phase.

Les 2 miroirs déformables pour le *wavefront shaping* (optique active) sont constitués de 32x32 actionneurs avec des distances entre les centres des actionneurs (*pitchs* en anglais) de 300  $\mu\text{m}$  : ils sont représentatifs des miroirs déformables du fabricant *Boston Micromachine*<sup>®</sup>.

Les optiques passives (coronographe, lentilles paraxiales...) ont des géométries circulaires dont le diamètre est 4 fois celui de la pupille (afin d'éviter les effets de diffraction, Pueyo et Kasdin [2007]). Chaque optique est simulée avec une structure d'aberration statique aléatoire définie par la quantité des aberrations (nm rms) et leur répartition en fréquence (loi de puissance de la DSP). Pour des analyses statis-

tiques, 128 réalisations de phase sont définies par optique. Afin de rester consistant avec le modèle analytique décrit plus haut, aucune erreur d'amplitude n'est rajoutée sur les optiques. Ainsi, les erreurs d'amplitude présentes dans le montage optique résultent uniquement de la propagation de Fresnel des erreurs de phase. Bien que le fait de rajouter des erreurs d'amplitude complexifie probablement le formalisme, il n'y a pas, a priori, de raison de penser que les effets d'erreurs d'amplitude (qui restent très faibles) n'aient pas un effet similaire aux erreurs de phase et donc ne puissent pas être corrigées de la même manière.

Le coronographe est défini comme parfait dans le sens où il supprime totalement la lumière d'un objet sur l'axe en l'absence d'aberrations. Afin de le simuler, la lumière est propagée (par propagation de Fresnel) le long du montage optique non aberré, jusqu'au plan pupillaire coronagraphique où le champ complexe est enregistré et soustrait pour des simulations avec aberrations. Soient  $A$  et  $\varphi$  l'amplitude et la phase au plan pupillaire coronagraphique. En supposant des aberrations faibles, le champ électrique dans ce plan peut s'écrire, en développant l'exponentielle jusqu'à l'ordre 2

$$E_p = A + iA\varphi - \frac{1}{2}A\varphi^2. \quad (2.31)$$

Le coronographe parfait défini pour cette étude supprime le terme déterministe (constant) mais ne peut corriger le terme quadratique  $\frac{A\varphi^2}{2}$ . D'autres coronographes parfaits dans la littérature (Cavarroc et al. [2006]; Sauvage et al. [2010]) sont définis en minimisant l'énergie intégrée avec aberration, donc en soustrayant la moyenne du terme quadratique dans le plan pupille. Ces derniers coronographes sont plus représentatifs de coronographes comme le quatre quadrants (FQPM, Rouan et al. [2000]) ou le vortex (Foo et al. [2005]; Mawet et al. [2005]) qui sont définis pour ne pas conserver le spot central dû au terme quadratique. Cependant, comme le but de cette étude est de comparer les performances selon plusieurs structures d'aberrations, il a été choisi de garder comme coronographe parfait, un coronographe qui corrige uniquement le terme constant et n'impacte pas les aberrations (terme quadratique). La longueur d'onde de calcul est  $1.65 \mu\text{m}$ .

### 2.3.2 Modèle et application numérique

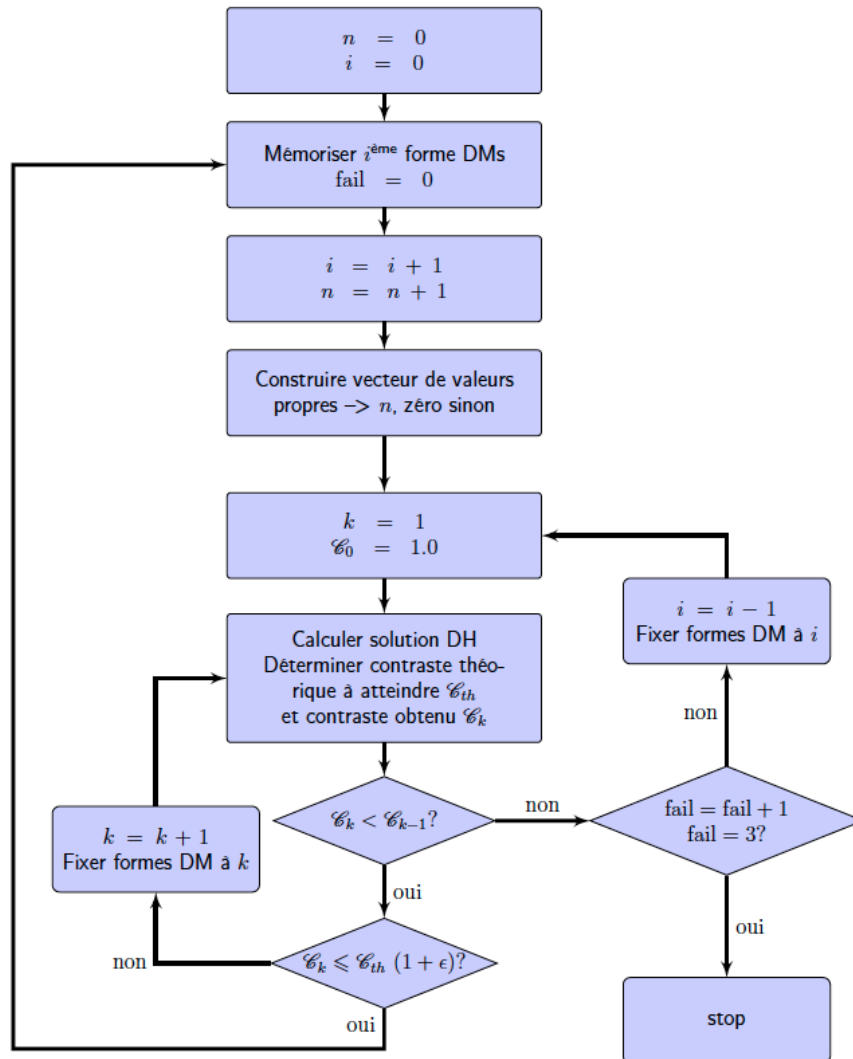
Le contraste  $\mathcal{C}$  est défini par

$$\mathcal{C} = 5\sigma_{DH} \quad (2.32)$$

où  $\sigma_{DH}$  est l'écart-type à l'intérieur du *dark hole* de  $\frac{I_c[x,y]}{I_0[x_0,y_0]}$  où  $I_c[x,y]$  est l'intensité de la fonction d'étalement de point (FÉP) après le *wavefront shaping* et  $I_0[x,y]$  est la FÉP sans coronographe ni *wavefront shaping* ( $x_0$  et  $y_0$  sont les coordonnées au centre du plan image). Cette définition est dérivée de Green et Shaklan [2003] et représente le seuil de détection obtenu grâce au *wavefront shaping* et au coronographe parfait.

La matrice d'interaction  $M_0$  définie à l'équation 2.26 est calculée numériquement en actionnant chaque actionneur en phase (la phase est de  $10^{-3}$  rad pour rester dans l'approximation des petites phases), puis en propageant chaque *poke* par propagation de Fresnel jusqu'au plan focal où le champ électrique dans le *dark hole* est enregistré (afin de calculer les fonctions  $[C_1\{Ae^{if_j}\}]_i$  et  $[C_2\{Ae^{ig_j}\}]_i$  de l'équation 2.26). Le calcul de  $M_0$  est réalisé pour un montage optique sans aberration, ce qui est équivalent, pour un montage optique peu aberré, à actionner les actionneurs avec des valeurs égales mais de signes opposés et de soustraire les deux réponses pour supprimer les contributions des structures communes. La partie réelle de  $M_0$  est ensuite inversée en utilisant la décomposition en valeurs singulières (SVD). L'organigramme de l'algorithme est présenté sur la figure 2.6. Afin d'éviter des divergences dans l'inversion de la matrice et ainsi d'améliorer l'algorithme, la méthodologie utilisée est la suivante :

- i) le vecteur de valeurs propres, ordonné dans l'ordre décroissant, est restreint aux  $n$  premières valeurs (le restant étant mis à zéro),
- ii) les coefficients des miroirs déformables sont calculés en utilisant l'équation 2.30. Les *stroke* des miroirs déformables ne sont pas restreints (méthodes EFC ou *stroke minimization*) afin d'estimer l'impact des paramètres du montage optique (et plus particulièrement de la distance des miroirs déformables) sur les

FIGURE 2.6 – Organigramme de l’algorithme de calcul de *dark hole*.

performances en terme de contraste et non en terme de *stroke*. Les coefficients sont calculés de manière itérative afin d’obtenir le meilleur contraste  $\mathcal{C}$  dans le *dark hole*,

- iii) on rajoute au vecteur de valeurs propres les  $n$  valeurs propres suivantes<sup>2</sup>,
- iv) les étapes ii) et iii) sont répétées jusqu’à obtenir le meilleur contraste,
- v) lorsque l’algorithme n’arrive plus à améliorer le contraste pour un nombre

2. Pour des raisons d’efficacité de convergence, nous nous sommes empiriquement orientés vers la solution de construire le vecteur par *paquet de valeurs propres* plutôt que de le construire par seuillage.

donné de valeurs propres non nulles, il utilise comme point de départ les phases des miroirs déformables calculées aux itérations précédentes et s'arrête si les performances ne sont pas meilleures. Cette étape évite à l'algorithme de stagner dans un minimum local.

Le nombre  $n$  de valeurs propres ajouté à chaque itération est déterminé de manière empirique : c'est un compromis entre le temps de calcul et les performances atteintes et dépend principalement du niveau d'aberration du montage optique.

Le code utilisé pour la propagation de Fresnel entre chaque optique est le code PROPER (Krist [2007]) : ce code *IDL* propage un faisceau Gaussien pour déterminer la technique de propagation appropriée, algorithme de champ lointain ou spectre angulaire du champ (*far-field* ou *angular spectrum*). L'algorithme de *dark hole* a été écrit sous *IDL*. Cependant, le temps de calcul pour générer les matrices d'interaction (une vingtaine d'heure) et pour générer un *dark hole* (quelques heures par réalisation de phase aléatoire) étant un facteur limitant, le code a été converti en C++ par Lyu Abe pour s'adapter au mésocentre de calcul intensif de l'Observatoire de la Côte d'Azur, *SIGAMM*. Le gain en temps est significatif (d'un facteur  $\sim 20$ ), pour atteindre un temps de calcul de quelques heures pour une configuration complète.

La taille numérique de la pupille (400 pixels en diamètre) ainsi que la taille de calcul (2048 pixels) ont été déterminées afin d'échantillonner de manière suffisante à la fois les plans des miroirs déformables et le plan focal.

### 2.3.3 Exemple de résultats par analyse *end-to-end*

Cette section montre un exemple des performances haut-contraste obtenues numériquement et la métrique utilisée. L'exemple utilisé ne représente pas le cas optimal en termes de performances mais illustre le type de résultats obtenus. La figure 2.7 montre l'image en échelle logarithmique du contraste ( $\frac{I_c[x,y]}{I_0[x_0,y_0]}$  défini par l'équation 2.32) avant (en haut à gauche) et après (en haut à droite) le coronographe et après le *wavefront shaping* avec deux miroirs déformables (en bas). Les

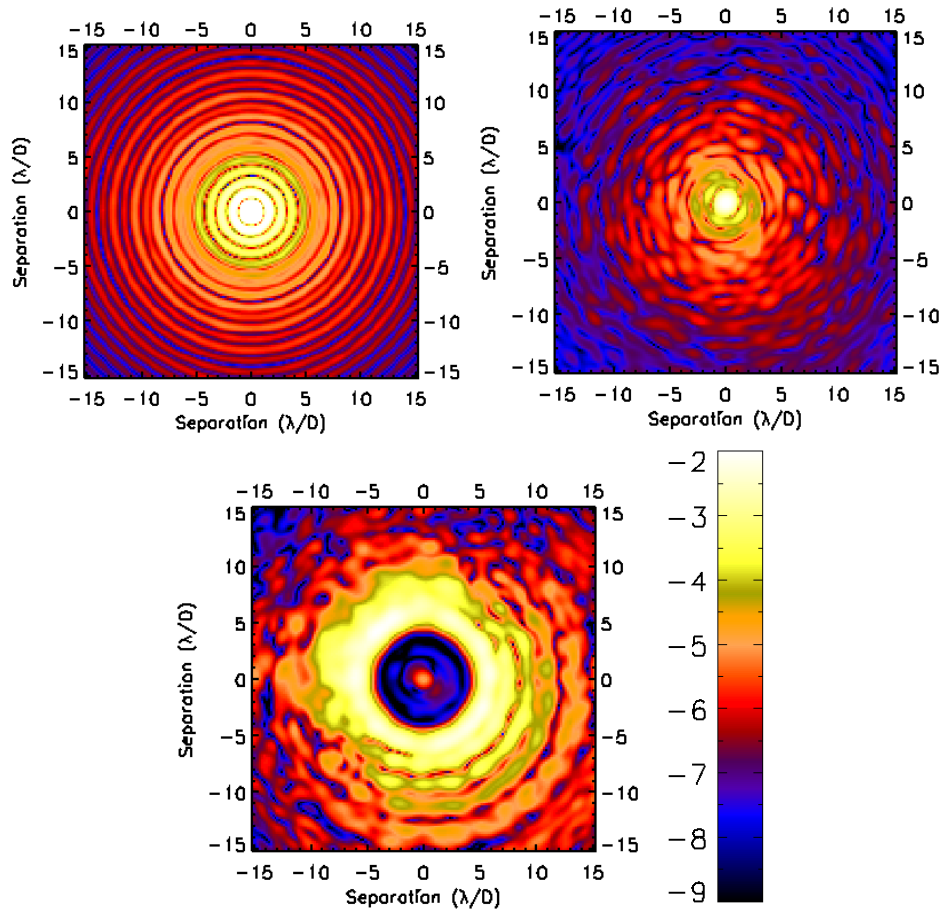


FIGURE 2.7 – Image représentant le contraste en échelle logarithmique avant (en haut à gauche) et après (en haut à droite) le coronographe et après le *wavefront shaping* avec deux miroirs déformables (en bas).

aberrations des optiques du montage dans cet exemple sont d'environ 20 nm rms (5 nm rms par optique) et les fréquences des aberrations (DSP) suivent une loi de puissance en  $f^{-3}$  où  $f$  est la fréquence spatiale. La configuration est telle que les miroirs déformables sont dans un faisceau collimaté avec le  $DM_1$  dans le plan pupille et le  $DM_2$  situé à 0.5 m du plan pupille. La taille du *dark hole* a été définie comme un anneau circulaire de 0.8 à 4  $\lambda/D$  (où  $\lambda = 1.65 \mu\text{m}$ ) et les miroirs déformables contiennent 1000 actionneurs.

Dans le but de réaliser une étude statistique, chaque optique a été simulée avec 128 réalisations aléatoires de phase différentes, constituant ainsi 128 réalisations de montages optiques différents. La métrique utilisée pour comparer les résultats est



le contraste défini par l'équation 2.32, qui est la valeur  $5\sigma$  de l'image du contraste, intégrée sur le *dark hole*. La figure 2.8 montre le contraste  $\mathcal{C}$  en fonction de chacune des 128 réalisations de phase aléatoires. Une fois cet outil de modélisation déve-

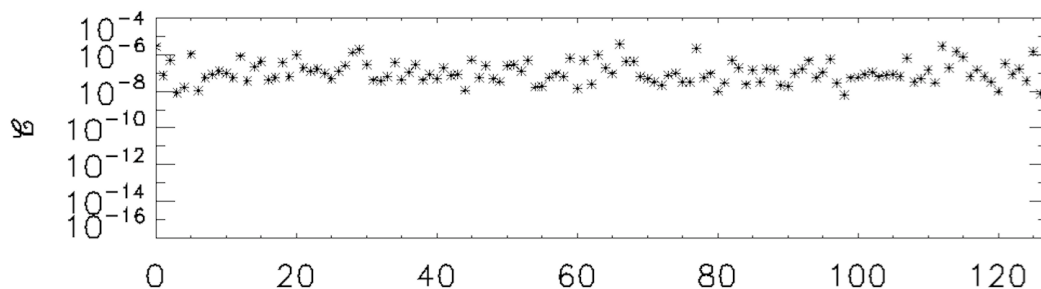


FIGURE 2.8 – Contraste  $\mathcal{C}$  obtenu pour chacune des 128 réalisations de phase aléatoires différentes.

loppé, nous pouvons passer au coeur de l'étude, à savoir les limitations du *wavefront shaping*.

## 2.4 Limitations de montage optique potentielles pour le haut-contraste à petite séparation

Cette section décrit les limitations potentielles de montage optique pour le haut contraste (distances des miroirs déformables, nombre d'actionneurs, tavelures de repliement). Pour chaque limitation potentielle, l'impact est d'abord illustré dans un cas simple (étude analytique ou semi-analytique) puis analysé à partir des simulations statistiques *end-to-end*.

### 2.4.1 La distance inter-miroir déformable et la taille du *dark hole*

#### 2.4.1.1 Approche analytique

La propagation de Fresnel des aberrations limite les performances du *wavefront shaping* et nécessite une correction avec plusieurs miroirs déformables. Dans le cas simple mais irréaliste de défauts de phase pure au niveau de la pupille, un seul miroir déformable situé dans ce plan permet une correction parfaite de ces défauts.

On s'intéresse ici au cas plus réaliste où des défauts d'amplitude et de phase co-existent à n'importe quel emplacement du montage optique. Cette section décrit de manière analytique comment approximer la distance optimale des miroirs en étudiant d'abord l'impact dans le plan image d'un miroir déformable situé hors plan pupille et en généralisant ensuite à deux miroirs déformables.

- Analyse de l'impact d'un miroir déformable situé hors plan pupille.

Pour cette analyse simplifiée, supposons un montage optique d'imagerie simple, représenté sur la figure 2.9, et constitué d'une seule lentille telle que la transformation  $C_1$  de la section 2.2.3 soit une transformée de Fourier (dénotée  $TF()$  ci-après). Un miroir déformable est situé en aval du plan pupille, à une distance  $z$  tel qu'illustré sur la figure 2.9. Le champ électrique au plan focal  $E_f$  dû aux perturbations induites

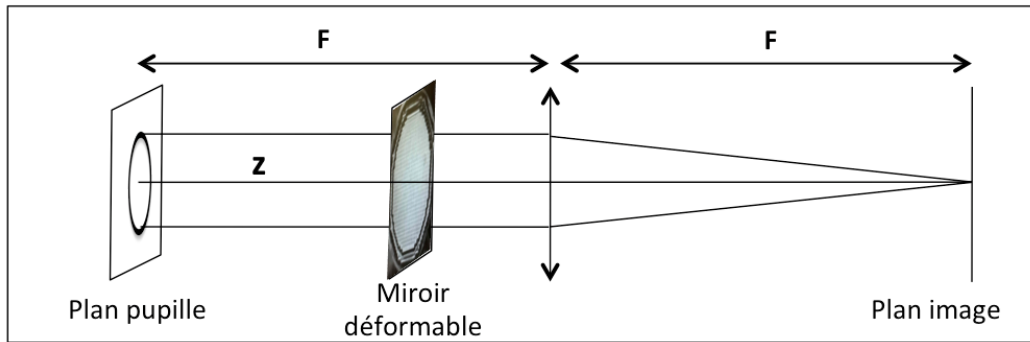


FIGURE 2.9 – Montage optique simplifié à un miroir déformable.

par le miroir déformable est calculé (1) en propageant le champ du miroir déformable jusqu'à la lentille par propagation de Fresnel, (2) en ajoutant la contribution de la lentille de focale  $F$  et (3) en propageant le champ jusqu'au plan focal. Le champ électrique au niveau de la lentille ( $E_l(\alpha, \beta)$  où  $\alpha$  et  $\beta$  sont les coordonnées spatiales) est défini par

$$E_l(\alpha, \beta) = \frac{e^{i\frac{2\pi}{\lambda}(F-z)}}{i\lambda(F-z)} \iint E_{DM}(u, v) e^{i\frac{\pi}{\lambda(F-z)}((\alpha-u)^2 + (\beta-v)^2)} du dv, \quad (2.33)$$

où  $E_{DM}$  est le champ électrique au niveau du miroir déformable (amplitude et phase en fonction des coordonnées spatiales  $u$  et  $v$ ). Le calcul de l'amplitude complexe au

plan focal  $E_f(x, y)$  est détaillé dans Groff [2012] et s'écrit :

$$\begin{aligned} E_f(x, y) &= \frac{e^{i\frac{2\pi F}{\lambda}}}{i\lambda F} e^{i\frac{\pi}{\lambda F}((x^2+y^2))} \text{TF}(E_l)[x, y] \\ &= \frac{e^{i\frac{2\pi}{\lambda}(2F-z)}}{i\lambda F} \text{TF}(E_{DM})[x, y] [\cos(\frac{\pi z}{\lambda F^2}(x^2 + y^2)) + i \sin(\frac{\pi z}{\lambda F^2}(x^2 + y^2))]. \end{aligned} \quad (2.34)$$

Les fréquences spatiales peuvent être exprimées en  $\frac{\lambda}{D}$  (où  $D$  est le diamètre de la pupille et  $\lambda$  la longueur d'onde), avec

$$\begin{aligned} E_f(x', y') &= \frac{e^{i\frac{2\pi}{\lambda}(2F-z)}}{i\lambda F} \text{TF}(E_{DM})[x', y'] [\cos(\frac{\pi\lambda z}{D^2}(x'^2 + y'^2)) \\ &\quad + i \sin(\frac{\pi\lambda z}{D^2}(x'^2 + y'^2))], \end{aligned} \quad (2.35)$$

où  $x'$  et  $y'$  sont les fréquences spatiales en  $\frac{\lambda}{D}$ . Le champ électrique dans le plan image est ainsi modulé par des fonctions sinus et cosinus qui dépendent de la position du miroir déformable (distance  $z$ ) mais qui dépendent aussi des fréquences spatiales du *dark hole* (coordonnées  $x'$  et  $y'$  du plan image). Cette modulation, présente à la fois sur la partie réelle et sur la partie imaginaire du plan image, impacte directement l'efficacité du miroir déformable via l'amplitude du *stroke* : une faible valeur du sinus (ou du cosinus) doit être compensée par un fort *stroke*, trop élevé pour rester dans l'approximation linéaire de l'algorithme présenté à la section 2.2.3 et/ou trop élevé pour la capacité de correction du miroir déformable. En se restreignant, dans un premier temps, sur le terme en sinus, on peut tracer la valeur absolue de la contribution du sinus en fonction des fréquences spatiales (voir figure 2.10) pour différentes distances de miroirs déformables : 0.3 (noir), 1.5 (rouge) et 3 m (bleu). Dans ce calcul, le diamètre de la pupille est de 7.7 mm et la longueur d'onde de 1.65  $\mu\text{m}$  tels que définis dans le modèle optique de la section 2.3.1. Une analyse de l'impact de ces deux paramètres (diamètre de la pupille et longueur d'onde) est présentée à la section 2.4.5. La figure montre que l'oscillation du sinus dégrade l'efficacité globale de la correction et que cette efficacité dépend de la position du miroir déformable par rapport au plan pupille.

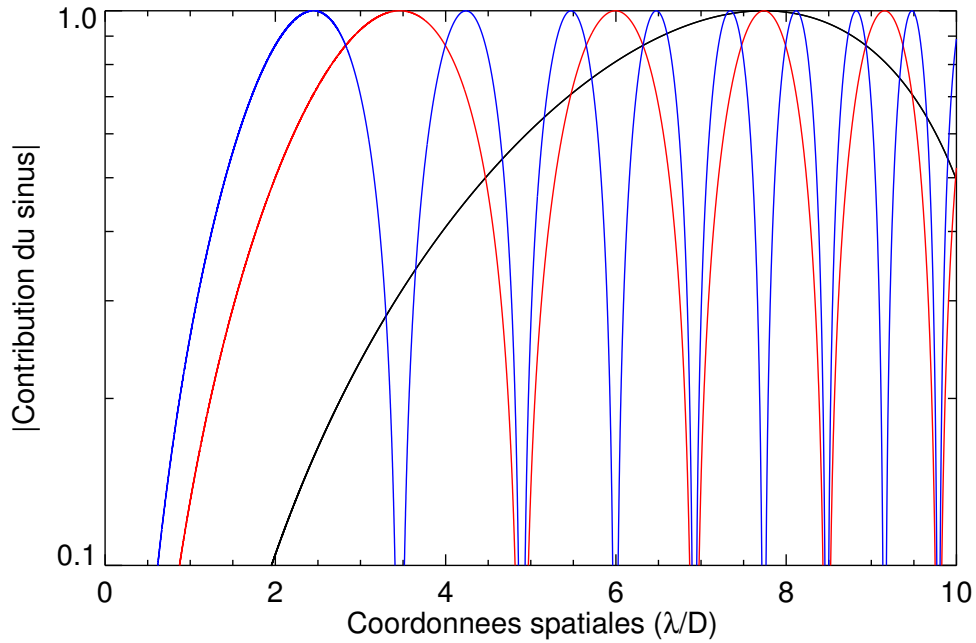


FIGURE 2.10 – Contribution du sinus en fonction des fréquences du *dark hole* pour différentes positions du miroir déformable : 0.3 (noir), 1.5 (rouge) et 3 m (bleu).

La distance du miroir déformable peut donc être optimisée pour certaines fréquences de *dark hole* : par exemple un miroir déformable situé à 0.3 m montre une bonne efficacité pour du haut-contraste à grande séparation (de  $\sim 4$  à  $10 \lambda/D$ ) mais est peu efficace à petite séparation. De la même manière, le haut-contraste autour de  $1 \lambda/D$  nécessite de larges distances (courbes bleue ou rouge) mais nécessite aussi des tailles de *dark hole* petites puisque l'oscillation du sinus à ces distances dégrade les performances à des séparations plus grandes (autour de  $4\lambda/D$ , voir figure 2.10). Ce phénomène est identique à l'effet Talbot présenté à la section 2.2.2. L'effet Talbot représente la propagation d'erreur périodique autour du plan pupille (faisceaux collimatés) alors que cette analyse la représente au plan focal. Un motif de période  $p$  dans le plan pupille se traduit schématiquement, au plan image, par une concentration d'énergie à la coordonnée  $x = \lambda f/p$  qui est la coordonnée spatiale décrite à l'équation 2.34. Ainsi, le terme en sinus de l'équation 2.34 peut s'écrire  $\sin(2\pi z/z_T)$  où  $z_T$  est la distance de Talbot (associée à la période  $p$ ). On retrouve ici le formalisme qui décrit l'effet Talbot et est présenté par Zhou et Burge [2010]. Par analogie,

les amplitudes maximales du sinus sur la figure 2.10 correspondent à des distances où  $z$  est multiple de  $z_T/4$ , distances où la capacité de conversion de phase en amplitude est maximale. En effet, des défauts d'amplitude présents dans la pupille de sortie pourront être corrigés de manière optimale par un miroir déformable situé à la distance  $z_T/4$  : soit, si le miroir déformable est situé en aval, on dira que les défauts d'amplitude présents sur la pupille seront transformés en défauts de phase pure et donc compensables par le miroir déformable (cas de la figure 2.9), soit, si le miroir déformable est situé en amont, on dira que celui-ci applique une phase pure qui pourra compenser les défauts d'amplitude pure présents dans la pupille de sortie.

Le raisonnement pour le terme en sinus peut également s'appliquer au terme en cosinus : la figure 2.11 montre les contributions du sinus et du cosinus moyennées sur des fréquences spatiales de 0.8 à 4  $\lambda/D$  (dans le but de faire du haut-contraste à petite séparation et plus particulièrement autour de 1  $\lambda/D$ ). La distance optimale du

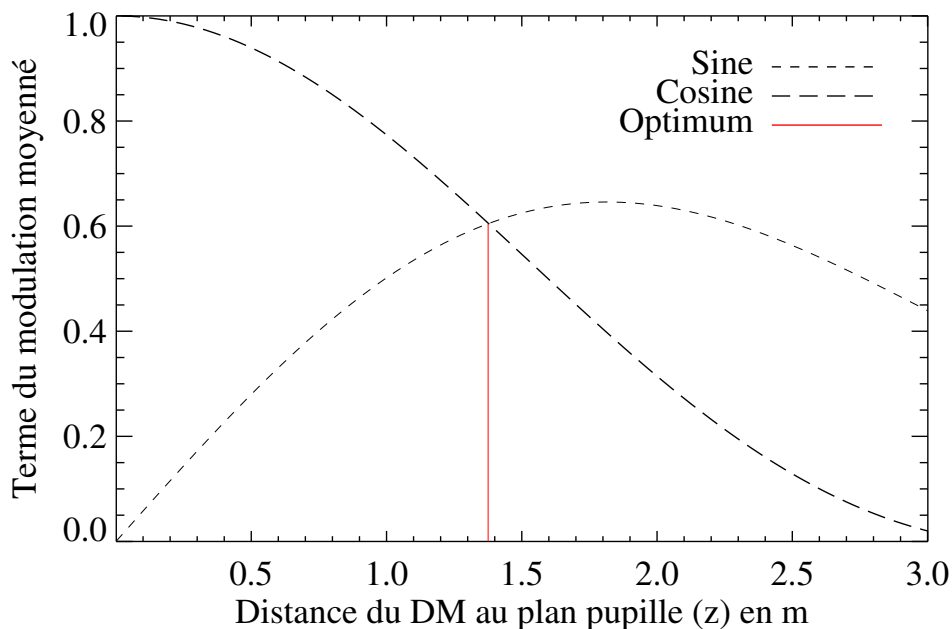


FIGURE 2.11 – Contribution du sinus (pointillé) et du cosinus (pointillé long) moyenné entre 0.8 et 4  $\lambda/D$ , en fonction de la distance du miroir déformable au plan pupille et position optimale du miroir déformable (rouge) qui maximise la couverture spatiale.

miroir déformable correspond à des contributions identiques pour les parties réelles et imaginaires dans le plan image donc, à l'intersection des contributions du sinus et du cosinus (en rouge sur la figure 2.11).

Dans la suite du document, le *dark hole* est défini par défaut (sauf explicitement indiqué) comme un anneau allant de  $0.8$  à  $4 \lambda/D$ , dans le but d'étudier les performances autour de  $1 \lambda/D$ .

- Impact de deux miroirs déformables hors plan pupille.

Afin de corriger au mieux les erreurs de phase et d'amplitude sur tout le champ, le raisonnement précédent est appliqué au cas à deux miroirs déformables. Pour cela, on suppose les deux miroirs en amont et en aval du plan pupille tel qu'illustrés sur la figure 2.12. Le précédent raisonnement peut être généralisé à deux miroirs en

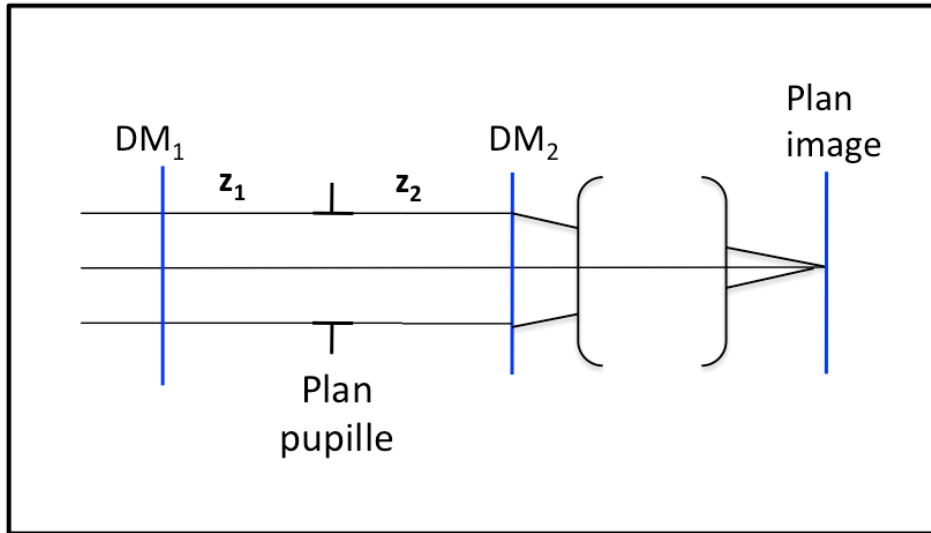


FIGURE 2.12 – Montage optique avec 2 miroirs déformables

supposant que les contributions des miroirs sont faibles et qu'il n'y a pas d'élément diffractant entre eux. Ainsi, leurs contributions s'additionnent et le champ électrique au plan focal peut s'écrire

$$E_{f_{2DM}}(x', y') \propto a_1 \cos\left(\frac{\pi \lambda z_1}{D^2}(x'^2 + y'^2)\right) + a_2 \cos\left(\frac{\pi \lambda z_2}{D^2}(x'^2 + y'^2)\right) + i \left[ a_1 \sin\left(\frac{\pi \lambda z_1}{D^2}(x'^2 + y'^2)\right) + a_2 \sin\left(\frac{\pi \lambda z_2}{D^2}(x'^2 + y'^2)\right) \right], \quad (2.36)$$

où  $z_1$  et  $z_2$  sont les distances au plan pupille des miroirs, et  $a_1$  et  $a_2$  représentent les perturbations induites par chaque miroir (proportionnelles à la transformée de Fourier de l'amplitude complexe des miroirs). Dans la suite de l'analyse, on fait l'hypothèse que les deux contributions  $a_1$  et  $a_2$  sont du même ordre de grandeur et que l'on peut ainsi additionner les contributions des sinus (ou cosinus) des deux miroirs afin de déterminer leurs distances optimales. On notera que si la contribution d'un des deux miroirs prédomine (par exemple  $a_2 \gg a_1$ ), alors la dépendance en  $z_2$  est plus importante qu'en  $z_1$  avec, quelles que soient les valeurs de  $z_1$ , une même valeur optimale de  $z_2$  (égale à la valeur optimale pour un seul miroir déformable). Les contributions des deux miroirs, moyennées sur un *dark hole* de 0.8 à  $4 \lambda/D$ , sont additionnées pour les sinus puis pour les cosinus et la position optimale est définie comme l'intersection des deux contributions. L'*efficacité* est définie soit comme le maximum de la contribution du seul sinus dans le cas défavorable où les contributions en sinus et en cosinus n'ont pas de point d'intersection (c.-à.-d que la contribution du sinus à faible séparation est limitante), soit comme le point d'intersection des deux contributions dans les autres cas (contribution équivalente du sinus et du cosinus). La figure 2.13 montre l'efficacité en fonction de la distance du 2<sup>ème</sup> miroir déformable ( $z_2$ ) pour différentes positions du 1<sup>er</sup> miroir déformable ( $z_1$ ); les losanges représentent le cas où les contributions n'ont pas de point d'intersection (à l'inverse des triangles). Elle montre qu'un miroir déformable dans le plan pupille (ou proche du plan pupille) n'est pas optimal pour de l'imagerie à haut contraste entre 0.8 et  $4 \lambda/D$ , qui nécessite plutôt de grandes distances (optimales pour  $z_1$  autour de 1.5 m et  $z_2$  autour de  $\sim 1.3$  m).

#### 2.4.1.2 Résultats des simulations *end-to-end*

- Impact de la distance des miroirs

Le modèle optique utilisé dans les simulations *end-to-end* permet de positionner les miroirs déformables à différentes distances du plan pupille (de 0 à 2.5 m, voir section 2.3) permettant ainsi de simuler les performances en terme de contraste pour différentes distances de miroirs. Les optiques ont été définies avec une DSP

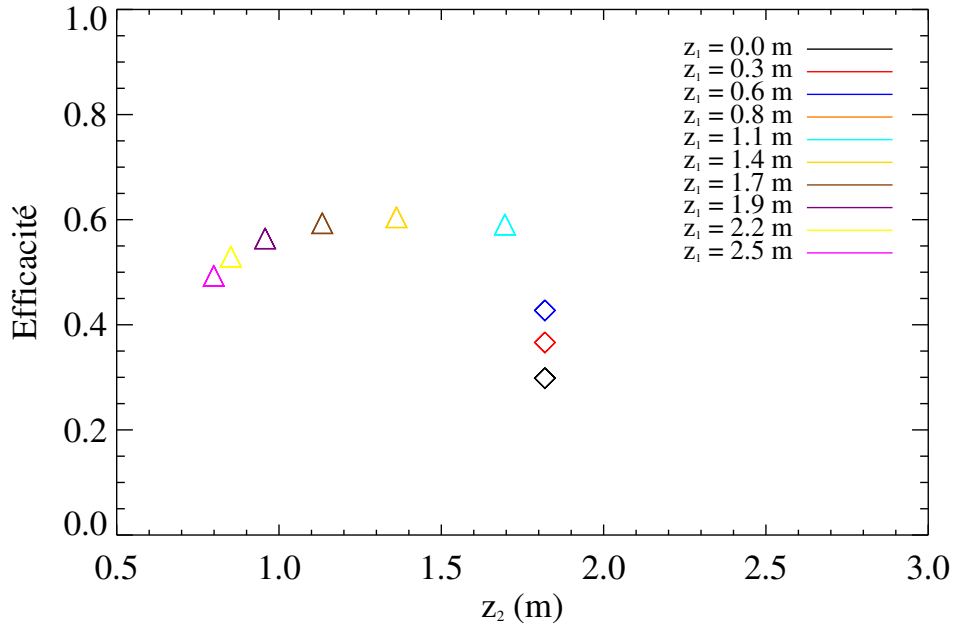


FIGURE 2.13 – Efficacité de 0.8 à  $4 \lambda/D$  en fonction de la distance du  $DM_2$  pour différentes positions du  $DM_1$  : de 0 à 2.5 m du plan pupille. Les losanges correspondent au cas où le sinus et le cosinus n’ont pas de point d’intersection (à l’inverse des triangles).

avec une loi de puissance en  $f^{-3}$ , ce qui est typique des procédés de fabrication actuels des optiques (Marois et al. [2005]). On notera ici que des mesures réalisées sur les optiques de l’instrument SPHERE (Dohlen et al. [2011]) ont conduit à des mesures de loi de puissance en  $f^{-2}$ , ce qui montre l’importance de mesurer directement la loi de puissance sur les optiques une fois qu’elles ont été réalisées. Une illustration des performances pour différentes positions des miroirs déformables est représentée figure 2.14 : c’est le contraste  $\mathcal{C}$  pour un miroir dans le plan pupille ( $z_1=0$ ) et pour différentes positions du 2<sup>ème</sup> miroir ( $z_2 = \{0.5, 1, 1.5, 2, 2.5\}$  m). Chaque graphe représente le contraste en fonction des réalisations de phase et les graphes du haut vers le bas représentent les montages optiques où la distance  $z_2$  varie. Dans cet exemple, les optiques sont définies avec 5 nm rms d’aberration pour un total sur le montage optique de 20 nm rms. La figure montre que, au fur et à mesure que  $z_2$  augmente, le contraste s’améliore, atteint un minima pour  $z_2$  autour



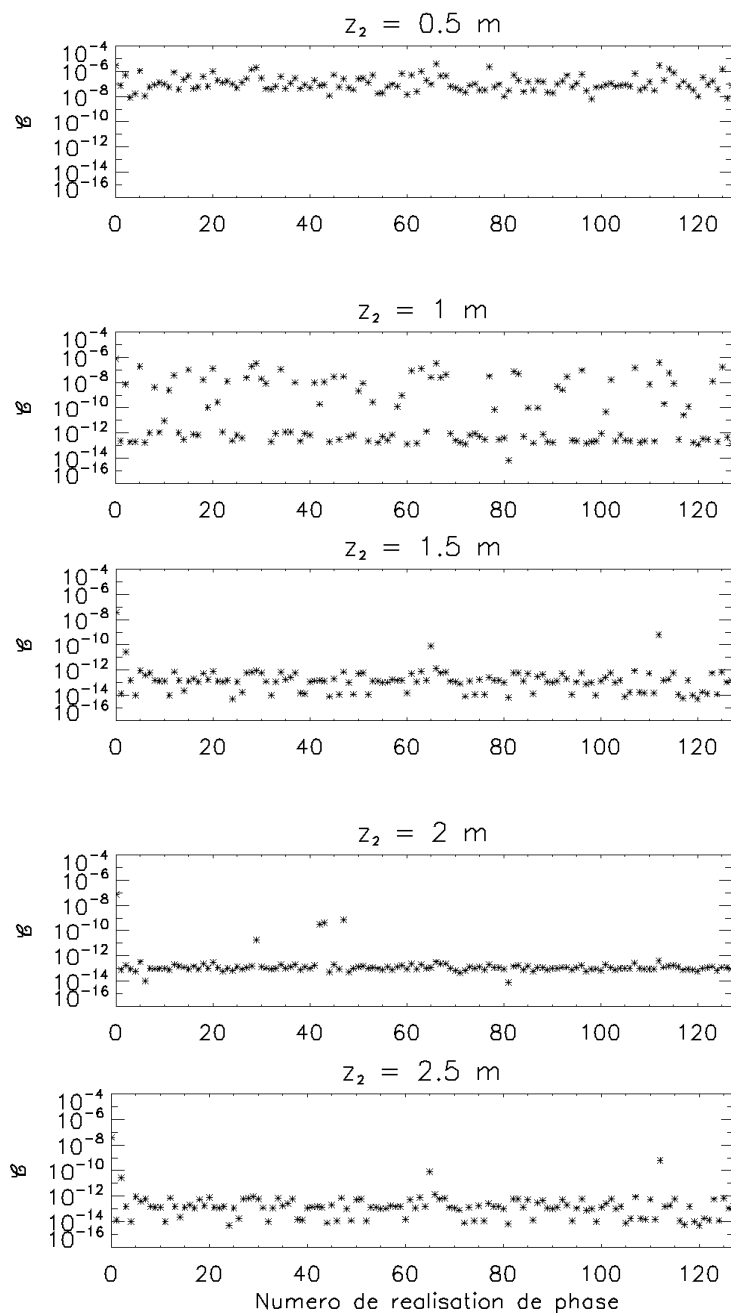


FIGURE 2.14 – Contraste (valeur à  $5\sigma$  à l’intérieur du *dark hole* de  $0.8$  à  $4 \lambda/D$ ) en fonction du numéro de réalisation de phase pour  $z_1 = 0$  et  $z_2 = \{0.5, 1, 1.5, 2$  et  $2.5 \text{ m}\}$  du plan pupille (de haut en bas).

de  $2 \text{ m}$  et se dégrade ensuite à  $2.5 \text{ m}$ . Ces résultats sont consistants avec l’approche analytique qui montre que lorsque  $z_1=0$ , la distance optimale est à  $z_2=1.8 \text{ m}$  (voir le losange noir de la figure 2.13). On note aussi que les contrastes atteints sont bas

(autour de  $10^{-13}$ ) dû au coronographe parfait et au fait que les erreurs d'amplitude proviennent uniquement de la propagation des erreurs de phase. On remarque enfin que la dispersion est importante lorsque la position des miroirs déformables n'est pas optimale (par exemple lorsque  $z_2=1$  m).

Les positions des miroirs déformables ont ensuite été testées avec  $z_1 = \{0, 0.5, 1, 1.5, 2\}$  m et  $z_2 = \{0.5, 1, 1.5, 2, 2.5\}$  m. La figure 2.15 montre les histogrammes pour chaque position des miroirs déformables ( $z_1$  varie sur les lignes et  $z_2$  sur les colonnes). Chaque histogramme représente le nombre de

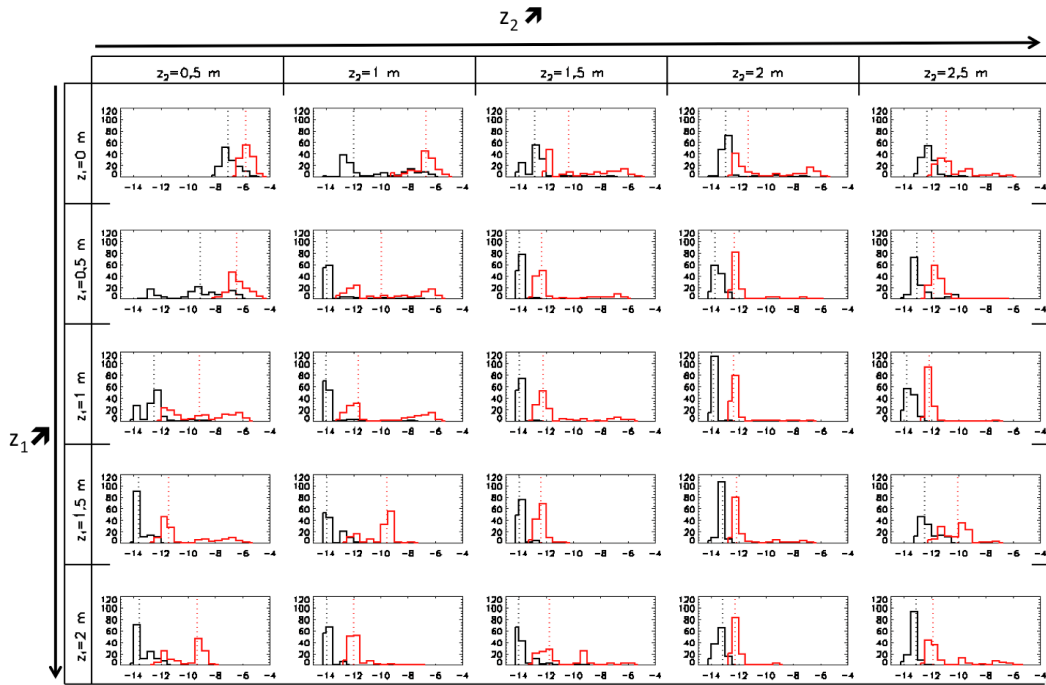


FIGURE 2.15 – Histogramme de contraste pour chaque position des miroirs déformables. L’histogramme représente le nombre de réalisations qui atteignent un certain contraste (défini sur l’axe des abscisses en puissance de 10). Les courbes noires et rouges représentent des aberrations de montage optique de 20 et 40 nm rms. Les lignes pointillées sont les médianes du contraste obtenu dans chaque cas.

réalisations qui atteignent un contraste donné (défini sur l’axe des abscisses, en puissance de 10). Les histogrammes noir et rouge représentent respectivement un montage optique avec au total 20 nm et 40 nm rms d’aberrations (5 nm ou 10 nm rms par optique). Les pointillés sont les médianes du contraste obtenu pour chacun des cas. Pour illustration, les courbes de la figure 2.14 sont représentées

par les courbes noires de la 1<sup>ère</sup> ligne de la figure 2.15. Au fur et à mesure que les distances des miroirs déformables augmentent (du bord vers le centre de la figure 2.15), les histogrammes sont plus piqués (moins de dispersion dans les performances) et les contrastes médians atteints (lignes pointillés) sont meilleurs. Les performances optimales pour le montage optique avec 20 nm rms d'aberrations sont obtenues pour  $z_2$  autour de 1.5/2 m lorsque  $z_1 = \{0, 0.5, 1 \text{ m}\}$ , pour  $z_2 = 1.5 \text{ m}$  lorsque  $z_1 = 1.5 \text{ m}$  et pour  $z_2 = 1 \text{ m}$  lorsque  $z_1 = 2 \text{ m}$  avec un contraste légèrement meilleur pour  $z_1 = z_2 = 1.5 \text{ m}$ . Ces résultats sont en adéquation avec l'analyse de la section 2.4.1.1 comme l'illustre le tableau 2.1 qui montre les distances optimales et les efficacités calculées de manière analytique (illustré sur la figure 2.13) ainsi que les distances optimales des simulations. L'approximation analytique est donc valide pour estimer les distances optimales des miroirs déformables (mais ne donne pas d'indication sur le contraste atteignable). On note aussi que, contrairement à l'approche analytique, les résultats ne sont pas symétriques en  $z_1$  et  $z_2$ , ce qui est dû à l'effet de la diffraction du premier miroir déformable sur le deuxième miroir.

$z_1$ (m)	0	0.5	1	1.5	2
$z_2$ optimal : approche analytique (m)	1.8	1.8	1.9	1.3	0.9
$z_2$ optimal : simulation (m)	1.5/2	1.5/2	1.5/2	1.5	1
Efficacité : approche analytique	0.3	0.4	0.6	0.6	0.5

TABLEAU 2.1 – Distances optimales et efficacités calculées de manière analytique et distances optimales des simulations.

Augmenter la quantité des aberrations (histogrammes rouges) dégrade significativement les performances montrant des contrastes moins bons et des dispersions plus grandes. Ceci vient du fait que, lorsqu'on augmente la quantité d'aberrations du montage optique, on sort de l'approximation linéaire utilisée dans l'algorithme de

minimisation d'énergie (section 2.2.3). On remarque également des histogrammes avec une dispersion bi-modale, ce qui montre, d'une part les limitations de l'algorithme qui pourrait probablement être optimisé et d'autre part, qu'une distance inter-miroirs non optimale entraîne une mauvaise correction de certaines fréquences tel que montré à la section 2.4.1.1.

- Impact de la taille du *dark hole*

Les simulations ont été réalisées avec les deux miroirs déformables situés à 1.5 m du plan pupille ( $z_1 = z_2 = 1.5 \text{ m}$ ), ce qui correspond aux performances optimales en terme de contraste. Trois tailles de *dark hole* ont été définies : de 0.8 à 4  $\lambda/D$ , de 0.8 à 6  $\lambda/D$  et de 0.8 à 8  $\lambda/D$ . Les résultats sont présentés sur la figure 2.16 : on remarque une dégradation significative des performances lorsque la taille du *dark hole* augmente, ce qui est en accord avec l'approche analytique de la section 2.4.1.1. Ainsi, on remarque que les simulations *end-to-end* sont cohérentes avec l'approche

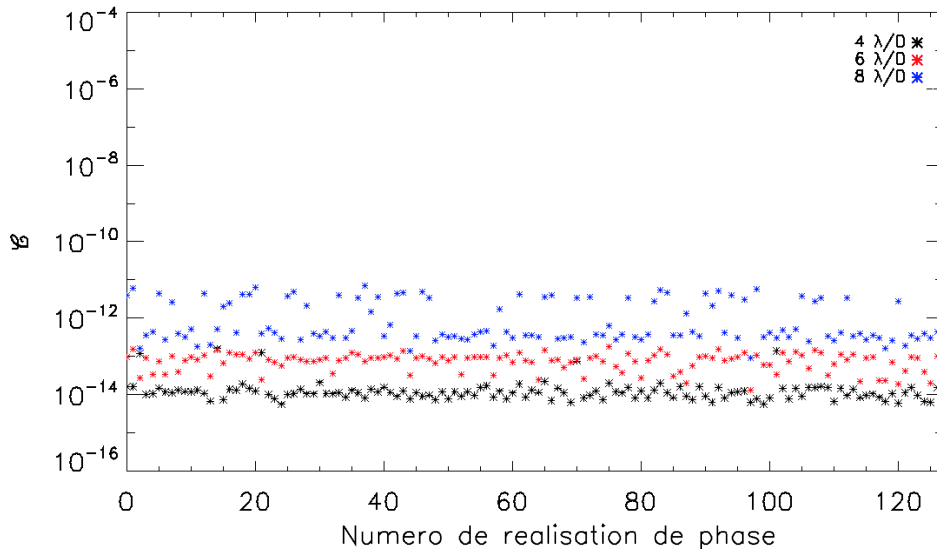


FIGURE 2.16 – Contraste à l'intérieur du *dark hole* en fonction du numéro de la réalisation de phase aléatoire. Les points noirs, rouges et bleus représentent des simulations avec des tailles respectives de *dark hole* de 0.8 à 4  $\lambda/D$ , de 0.8 à 6  $\lambda/D$  et de 0.8 à 8  $\lambda/D$ .

analytique à la fois sur la position des miroirs et sur la taille du *dark hole*.

## 2.4.2 Le nombre d'actionneurs

### 2.4.2.1 Approche semi-analytique

Le nombre d'actionneurs limite les performances globales d'un miroir déformable puisque le critère de Nyquist impose une correction à un rayon maximal de  $\lambda N_{act}/2D$  (où  $N_{act}$  est le nombre d'actionneur sur le diamètre  $D$  de la pupille et  $\lambda$  est la longueur d'onde), c'est la gamme de correction du miroir déformable. Étant donné que les performances dépendent également de la capacité du miroir à bien reproduire une structure de phase donnée, le nombre d'actionneurs impacte aussi les performances à l'intérieur de la gamme de correction. Dans le but d'illustrer ce point, nous avons simulé un montage optique simple : le plan pupille contient des aberrations de phase initiales, un seul miroir déformable est situé dans le plan pupille et une lentille forme l'image dans le plan focal de telle sorte que la relation entre le miroir déformable et le plan image ( $C_1$  dans la section 2.2.3) est une transformée de Fourier. Dans ce montage optique simplifié, on fait l'hypothèse que le coronographe et le montage optique suppriment la partie réelle du champ électrique au plan focal tel que

$$E_f = i \text{TF}(A\varphi). \quad (2.37)$$

Cette définition est légèrement différente de celle définie à la section 2.3.1 puisque l'on fait l'hypothèse que le terme quadratique a été supprimé. Cette définition est utilisée ici afin de mettre l'emphase sur l'impact du nombre d'actionneurs et de le décorrélérer des autres paramètres. L'amplitude complexe initiale au plan pupille est définie par la phase initiale  $\varphi(u, v)$  et la forme de la pupille  $A(u, v)$ . La phase est représentée par un cosinus radial ( $\cos(2\pi r\nu)$  où  $r$  est la distance radiale et  $\nu$  la fréquence) qui crée dans le plan focal un *anneau d'intensité* à une fréquence donnée comme le montre la figure 2.17 avec la phase au plan pupille à gauche (aberrations de 10 nm rms) et le plan focal correspondant à droite (en échelle logarithmique) qui montre bien l'anneau d'intensité, modulé par la fonction d'Airy. L'algorithme de minimisation d'énergie utilise l'équation 2.30 pour déterminer les coefficients à appliquer au miroir déformable afin de créer un *dark hole* défini comme un disque

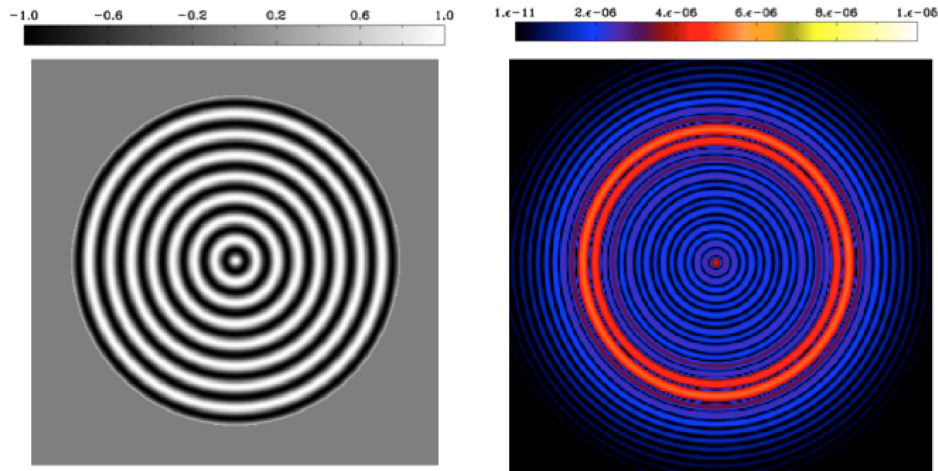


FIGURE 2.17 – Cosinus radial normalisé défini au plan pupille (à gauche) et image au plan focal en échelle logarithmique (anneau d'intensité, à droite).

de rayon  $10 \lambda/D$  (le but ici est d'illustrer l'impact du nombre d'actionneur dans un cas général et non d'obtenir du haut-contraste à faible séparation).

Une illustration des résultats est présentée sur la figure 2.18. Elle montre les FÉP en échelles logarithmiques obtenues avec un anneau situé à  $2 \lambda/D$  (en haut) ou à  $10 \lambda/D$  (en bas) par rapport au centre de l'image. Les FÉPs avant le *wavefront shaping*, après le *wavefront shaping* avec 500 actionneurs et après le *wavefront shaping* avec 1000 actuateurs sont représentées respectivement à gauche, au centre et à droite de l'image. Cette figure illustre le gain en contraste lorsqu'on augmente le nombre d'actionneurs (de 500 à 1 000).

Dans le but de quantifier ce gain, les performances du *wavefront shaping* sont calculées grâce au contraste  $\mathcal{C}$  défini à la section 2.3.2 (valeur à  $5\sigma$  dans le *dark hole* du rapport de la FÉP avant et après le *wavefront shaping* et le coronographe). Cependant, au fur et à mesure que la fréquence de l'anneau augmente, le pic principal d'intensité de l'anneau s'éloigne du *dark hole* diminuant ainsi l'énergie résiduelle à l'intérieur du *dark hole* (les lobes de la fonction d'Airy contiennent de moins en moins d'énergie au fur et à mesure que la fréquence augmente). Le contraste obtenu après l'algorithme de minimisation d'énergie est donc meilleur lorsque la fréquence de l'anneau augmente, simplement parce que l'énergie avant l'application de l'algorithme est plus faible. Afin de tenir compte de cet effet pour estimer les

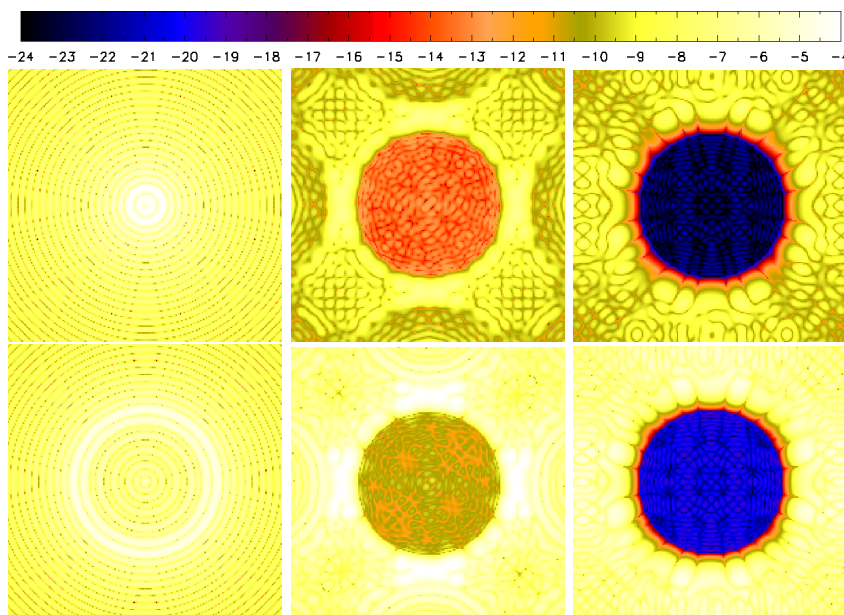


FIGURE 2.18 – FÉP (en échelles logarithmiques) obtenues avec un anneau situé à  $2 \lambda/D$  (en haut) ou à  $10 \lambda/D$  (en bas) par rapport au centre de l'image. Les FÉPs avant le *wavefront shaping*, après le *wavefront shaping* avec 500 actionneurs et après le *wavefront shaping* avec 1 000 actionneurs sont représentées respectivement à gauche, au centre et à droite de l'image.

performances de l'algorithme en fonction de la fréquence initiale, nous définissons le gain  $\gamma$  comme le rapport du contraste avant et après l'algorithme de minimisation d'énergie :

$$\gamma = \frac{\mathcal{C}_{\text{avant}}}{\mathcal{C}_{\text{après}}}, \quad (2.38)$$

La figure 2.19 illustre la capacité du miroir déformable à corriger des aberrations à des fréquences à l'intérieur de la gamme de correction, pour des miroirs avec  $\sim 500$  et 1 000 actionneurs. Les miroirs avec 500 et 1 000 actionneurs couvrent la même empreinte du faisceau au plan pupille et correspondent à des gammes de correction dans le plan image de 11 et 22  $\lambda/D$ . La figure 2.19 montre le gain  $\gamma$  en fonction de la fréquence initiale de l'anneau (en  $\lambda/D$ ) pour 1 000 (courbe noire) et 500 (courbe rouge) actionneurs. On note une amélioration significative des résultats lorsque l'on augmente le nombre d'actionneurs de 500 à 1 000, illustrant l'impact du nombre d'actionneurs sur les performances, même à l'intérieur de la zone de correction, dû à la capacité du miroir déformable à reproduire une structure de phase donnée.

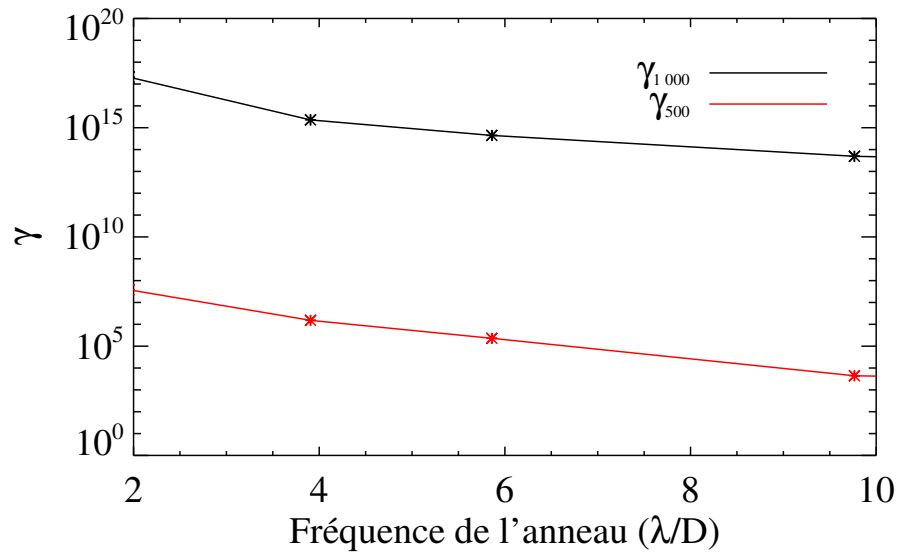


FIGURE 2.19 – Gain  $\gamma$  avec 500 (courbe noire) et 1 000 actionneurs (courbe rouge), pour une zone de correction de taille  $10 \lambda/D$ .

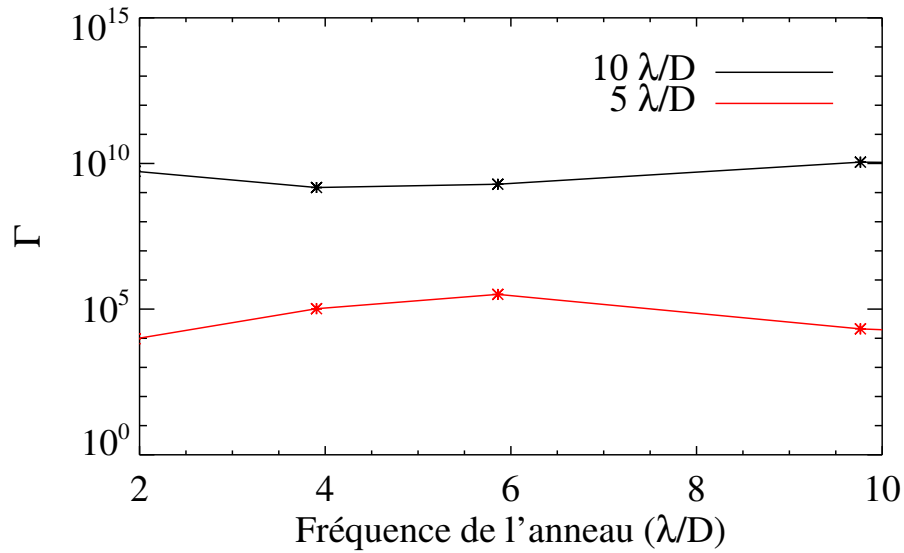


FIGURE 2.20 – Gain  $\Gamma$  lorsque le nombre d'actionneurs est doublé ( $\Gamma$ ) pour des tailles de correction de  $10 \lambda/D$  (courbe noire) et  $5 \lambda/D$  (courbe rouge).

Diminuer la taille du *dark hole* et ainsi la gamme de correction permet de diminuer la sensibilité au nombre d'actionneur puisque, dans ce cas, la gamme de fréquences



à corriger est restreinte. La figure 2.20 montre le gain lorsque l'on double le nombre d'actionneurs  $\Gamma$  avec des tailles de *dark hole* de 10 (courbe noire) et  $5 \lambda/D$  (courbe rouge) tel que :

$$\Gamma = \frac{\gamma_{1000}}{\gamma_{500}}, \quad (2.39)$$

où  $\gamma_N$  est le gain  $\gamma$  (défini par l'équation 2.38) pour  $N$  actionneurs. La figure montre que doubler le nombre d'actionneurs a moins d'impact sur les performances lorsque la zone de correction est plus petite.

#### 2.4.2.2 Résultats des simulations *end-to-end*

Afin de mettre l'emphase sur l'impact du nombre d'actionneurs dans les simulations *end-to-end*, celles-ci ont été réalisées avec des positions de miroirs déformables optimales ( $z_2 = 1.5$  m et  $z_1 = \{0, 0.5, 1, 1.5$  et  $2$  m}, voir section 2.4.1.2) pour des miroirs déformables avec  $24 \times 24$  ( $\sim 600$ ),  $32 \times 32$  ( $\sim 1\,000$ ) et  $40 \times 40$  ( $\sim 1\,600$ ) actionneurs. Le contraste  $\mathcal{C}$  obtenu en fonction de la distance  $z_1$  est présenté sur la

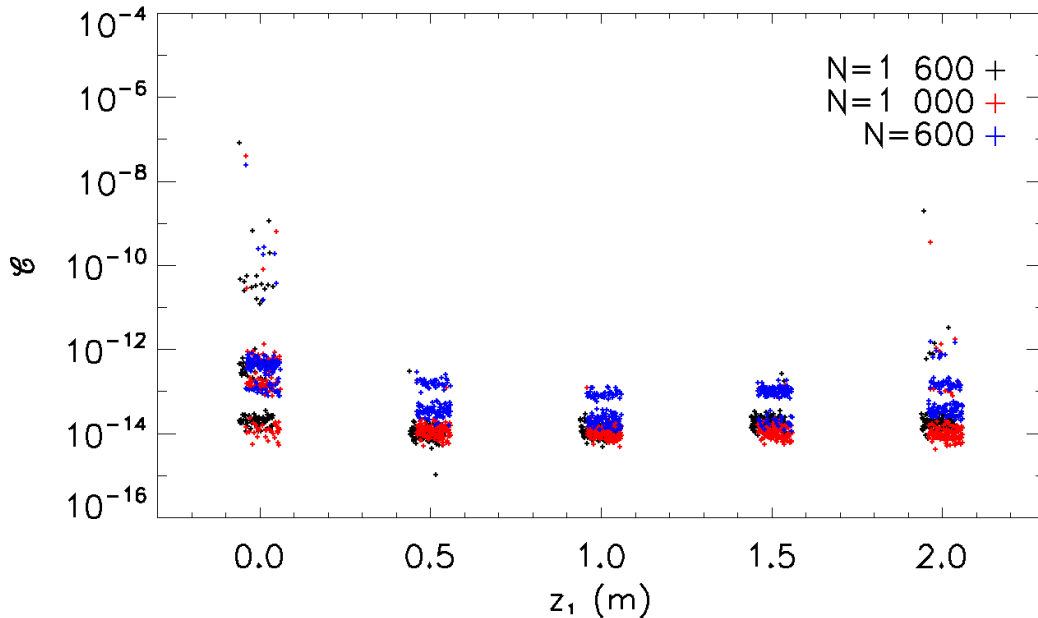


FIGURE 2.21 – Contraste à l'intérieur d'une zone de correction de  $0.8$  à  $4 \lambda/D$  en fonction de la distance  $z_1$  pour  $z_2 = 1.5$  m. Chaque symbole *plus* correspond à une réalisation de phase aléatoire. Les symboles noirs, rouges et bleus représentent des simulations avec, respectivement 1 600, 1 000 et 600 actionneurs.

figure 2.21. Chaque symbole *plus* représente une réalisation de phase aléatoire et les symboles noirs, rouges et bleus représentent respectivement les cas avec 1 600, 1 000 et 600 actionneurs. Les résultats sont peu sensibles au nombre d'actionneur avec cependant une légère dégradation du contraste avec 600 actionneurs, ce qui montre que la taille du *dark hole* est suffisamment petite (définie de 0.8 à 4  $\lambda/D$ ) pour être peu impactée par le nombre d'actionneurs, tel qu'illustré dans l'approche semi-analytique de la section précédente. On note ici la différence de gain lorsque l'on double le nombre d'actionneurs, entre les résultats de la section semi-analytique 2.4.2.1 (gain de l'ordre de  $10^4$  pour un *dark hole* de taille 5  $\lambda/D$ ) et les résultats des simulations *end-to-end* (gain quasi-nul pour un *dark hole* de 0.8 à 4  $\lambda/D$ ). Cette différence s'explique d'une part par les hypothèses simplifiées de l'approche semi-analytique (aberrations dans le plan pupille, pas de propagation de Fresnel prise en compte) et d'autre part par le fait que les aberrations de la section semi-analytique sont localisées à une fréquence donnée dans le plan focal (phase en forme de cosinus radial dans le plan pupille), ce qui accentue la sensibilité du miroir à sa capacité à reproduire cette forme en cosinus radial.

### 2.4.3 Les tavelures de repliement

#### 2.4.3.1 Approche semi-analytique

Les tavelures de repliement (que l'on pourrait nommer *aliased speckles* en anglais) sont des tavelures en dehors de la zone d'influence du miroir qui créent de l'énergie dans la zone de correction, dû à la convolution par la structure de diffraction (Sivaramakrishnan et al. [2002]). On distingue dans la suite, la zone de correction qui représente la zone voulue de haut contraste (le *dark hole*), de la zone d'influence qui correspond à la capacité de correction du miroir déformable (définie par la fréquence maximale de correction  $\frac{\lambda N_{act}}{2D}$ ).

Afin de mettre en évidence l'effet des tavelures de repliement, nous supposons des phases suffisamment petites pour approximer l'amplitude complexe au plan pupille par

$$E_p = Ae^{i\varphi} \approx A(1 + i\varphi). \quad (2.40)$$

Introduisons maintenant un coronographe parfait qui supprime le terme constant dans la pupille ( $E_p = iA\varphi$ , tel que défini à la section 2.3.1) et un montage optique où la relation entre le plan pupille et le plan image ( $C_1$  dans la section 2.2.3) est une transformée de Fourier. Le champ électrique au plan image peut s'écrire

$$E_f = i \text{TF}(A\varphi), \quad (2.41)$$

et l'intensité correspondante

$$I_f = E_f E_f^* = |\text{TF}(A\varphi)|^2. \quad (2.42)$$

L'intensité dans le plan image est le spectre de puissance de ( $A\varphi$ ) et dégrade les performances haut-contraste en créant des structures de même forme que les lobes de la tâche d'Airy dans le *dark hole*. Par exemple, une phase en cosinus dans le plan pupille, de fréquence supérieure à la fréquence maximale du *dark hole*, crée dans le plan image une lobe central à une fréquence en dehors du *dark hole* mais des lobes secondaires à l'intérieur du *dark hole* résultant de la convolution du pic de diffraction du cosinus et de la tâche d'Airy. De façon plus générale, une phase constituée de différentes fréquences aléatoires crée dans le *dark hole* un halo de tavelures. Ces *tavelures de repliement* ne peuvent être que partiellement corrigées par les algorithmes de minimisation d'énergie puisque (1) le miroir déformable ne peut pas reproduire de fréquence en dehors de sa zone d'influence et (2) la taille caractéristique (taille de la largeur à mi-hauteur) de ces tavelures de repliement est plus petite que  $1 \lambda/D$  (taille des lobes secondaires de la tâche d'Airy) et ne peut donc pas être reproduite à partir d'une structure dont la fréquence centrale est à l'intérieur de la zone d'influence. En effet, une tavelure créée par le miroir déformable à une fréquence centrale à l'intérieur de la zone de correction, aura la taille de la réponse du système (lobe central de largeur à mi-hauteur  $1 \lambda/D$  dans le cas d'une tâche d'Airy), plus grande que la largeur à mi-hauteur des lobes secondaires présents dans le *dark hole* (de largeur à mi-hauteur inférieure à  $1 \lambda/D$  dans le cas d'une tâche d'Airy). Cet impact est diminué lorsqu'on utilise un coronographe apodisé car, dans ce cas, la

fonction  $TF(A)$  diminue rapidement lorsque la fréquence augmente et limite ainsi l'intensité des tavelures de repliement résiduelles (Give'On et al. [2006]).

Dans le but d'estimer l'impact des tavelures de repliement dans un cas semi-analytique, l'algorithme de *dark hole* a été appliqué à des phases de fréquences différentes (de forme en cosinus radial comme décrit dans la section 2.4.2.1) en supposant que le champ électrique au plan focal est défini par l'équation 2.41.

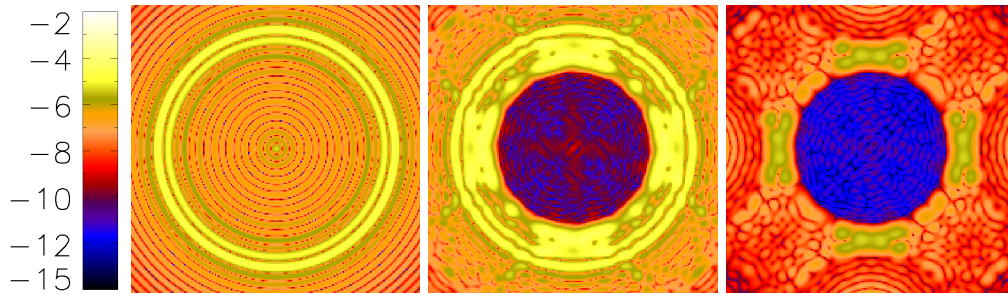


FIGURE 2.22 – Anneau initial à une fréquence en dehors de la zone d'influence du miroir déformable (à  $16 \lambda/D$ ), au plan focal avant (à gauche) et après (au milieu) l'algorithme de *dark hole*. L'algorithme a aussi été appliqué pour une phase dont la fréquence est à l'intérieur de la zone d'influence du miroir déformable (à  $4 \lambda/D$ ) ; le *dark hole* obtenu est montré à droite de la figure. L'échelle est logarithmique.

La figure 2.22 montre, en échelle logarithmique, (1) le plan focal résultant d'un anneau à une fréquence en dehors de la zone d'influence du miroir (à  $16 \lambda/D$ , à gauche de la figure), (2) le plan focal après minimisation d'énergie lorsque la fréquence de l'anneau est à l'extérieur de la zone d'influence du miroir déformable (à  $16 \lambda/D$ , au milieu de la figure) et (3) le plan focal après minimisation d'énergie lorsque la fréquence de l'anneau est à l'intérieur de la zone d'influence du miroir déformable (à  $4 \lambda/D$ , à droite de la figure). On remarque ici les limitations du miroir déformable à corriger des tavelures à des fréquences centrales en dehors de sa zone d'influence (énergie résiduelle à l'intérieur du *dark hole* sur l'image du milieu par rapport à celle de droite).

La courbe noire de la figure 2.23 montre la capacité de l'algorithme à corriger des tavelures à l'intérieur ou à l'extérieur du *dark hole* : c'est le gain avec 500 actionneurs ( $\gamma_{500}$ ) à l'intérieur d'un *dark hole* de taille  $10 \lambda/D$  (taille comparable à celle de la zone d'influence du miroir). Les performances obtenues se dégradent au fur et

à mesure que la fréquence initiale des tavelures augmente (1) à l'intérieur du *dark hole* à cause de la limitation du miroir à reproduire une structure de phase donnée (effet d'autant plus important que la fréquence augmente, voir section 2.4.2.1) et (2) à l'extérieur du *dark hole* à cause des tavelures de repliement. La dépendance des

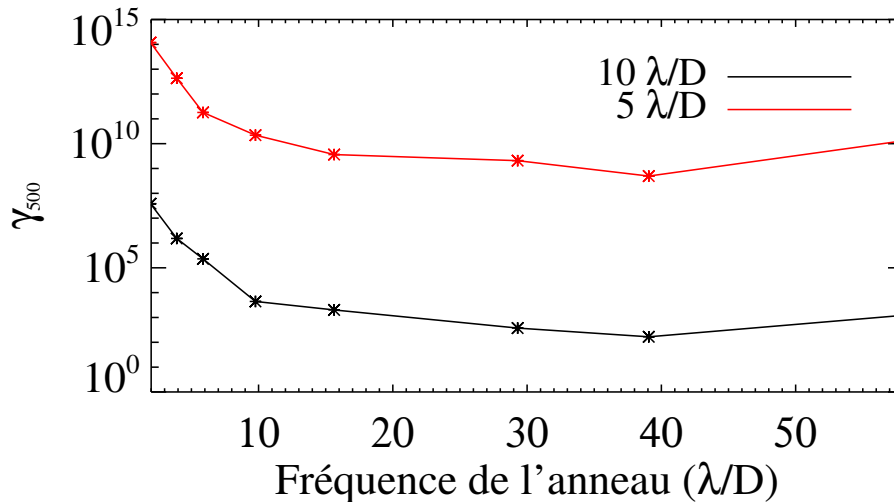


FIGURE 2.23 – Gain en contraste avec 500 actionneurs ( $\gamma_{500}$ ) après l'algorithme de *wavefront shaping* pour des tavelures définies à des fréquences à l'intérieur ou à l'extérieur d'un *dark hole* de taille  $10 \lambda/D$  (courbe noire) ou  $5 \lambda/D$  (courbe rouge).

performances aux tavelures de repliement peut être diminuée en diminuant la taille du *dark hole* (Bordé et Traub [2006]) de manière à ce que l'algorithme puisse utiliser les fréquences à l'extérieur du *dark hole* mais à l'intérieur de la zone d'influence du miroir déformable pour reproduire des tavelures de repliement. Cet effet est décrit par la figure 2.24 qui illustre l'impact d'une tavelure de repliement (courbe noire de la figure 2.24) et la capacité du miroir à reproduire cette forme lorsque le *dark hole* est plus petit que la zone d'influence du miroir (courbe rouge de la figure 2.24).

La courbe rouge de la figure 2.23 montre le gain  $\gamma_{500}$  lorsque la taille du *dark hole* a été diminuée à  $5 \lambda/D$  : on remarque ainsi que diminuer la taille du *dark hole* améliore les performances en haut-contraste (1) pour les fréquences à l'extérieur du *dark hole* puisque l'algorithme essaie de reproduire les tavelures issues des hautes

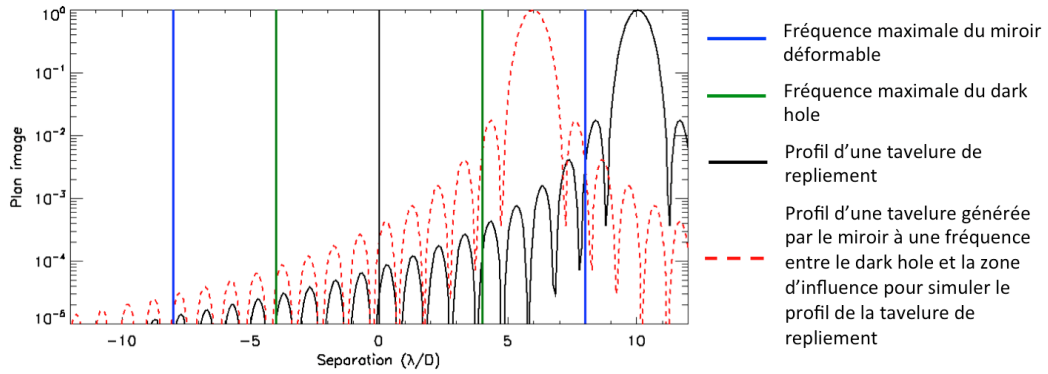


FIGURE 2.24 – Illustration de l’impact des tavelures de repliement. Les lignes bleues et vertes représentent respectivement la zone d’influence du miroir et la zone de correction (*dark hole*). Le profil d’Airy noir correspond au profil d’une tavelure de repliement à l’extérieur de la zone d’influence et le profil rouge représente le profil d’une tavelure créée par le miroir pour reproduire le profil du speckle de repliement, lorsque le *dark hole* est plus petit que la zone d’influence du miroir.

fréquences par des tavelures générées à des fréquences entre le *dark hole* et la zone d’influence du miroir mais aussi (2) pour les fréquences à l’intérieur de *dark hole* : lorsque la taille du *dark hole* diminue, les fréquences nécessaires au miroir pour reproduire une certaine structure de phase diminue (ce qui équivaut à augmenter le nombre d’actionneurs, voir section 2.4.2.1).

### 2.4.3.2 Résultats des simulations *end-to-end*

Afin de simuler des tavelures de repliement dans un montage optique qui contient des aberrations à des fréquences aléatoires, nous avons défini des aberrations avec des lois de puissance de DSP différentes, ce qui impacte directement la répartition fréquentielle des aberrations. La figure 2.25 montre l’impact de la loi de puissance sur la répartition des fréquences des aberrations : des aberrations avec une loi de puissance en  $f^{-2.5}$  contient des tavelures issues des hautes fréquences plus intenses que des aberrations avec une loi de puissance en  $f^{-3}$ . Les simulations *end-to-end* ont donc été réalisées dans deux cas : un cas caractéristique des procédés de fabrication des optiques (loi de puissance en  $f^{-3}$ ) et un cas qui produit des tavelures plus intenses induites par des composantes hautes fréquences (loi de puissance en  $f^{-2.5}$ ). La distance des miroirs dans ce montage optique est représentatif de résultats avec

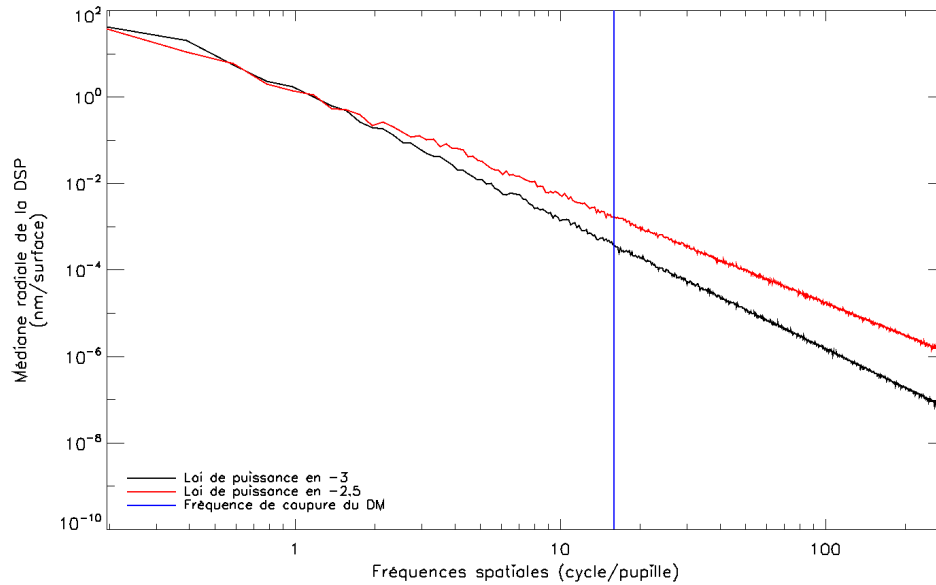


FIGURE 2.25 – Courbes des médianes radiales de la DSP pour des lois de puissance en  $f^{-2.5}$  (courbe rouge) et  $f^{-3}$  (courbe noire) et illustration de la capacité maximale du miroir déformable (ligne bleue).

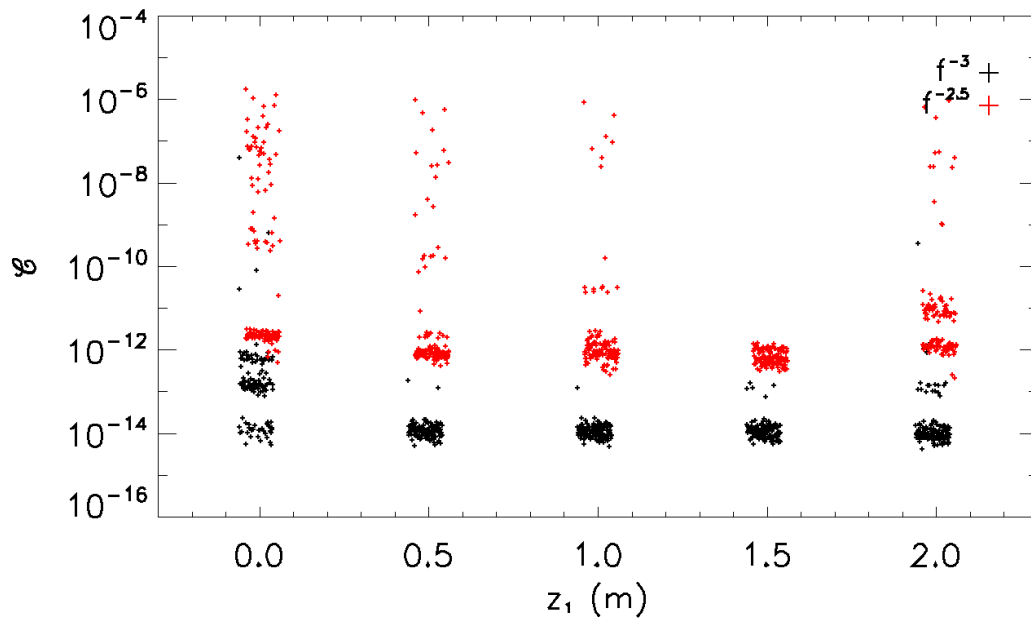


FIGURE 2.26 – Contraste à l'intérieur de  $0.8$  à  $4 \lambda/D$  en fonction de la distance du miroir  $z_1$  pour  $z_2 = 1.5$  m. Les symboles *plus* correspondent aux réalisations de phase aléatoires. Les symboles noirs et rouges ont été réalisés avec des DSP respectives en  $f^{-3}$  et  $f^{-2.5}$ .

des haut-contrastes ( $z_2 = 1.5$  m et  $z_1 = \{0, 0.5, 1, 1.5 \text{ et } 2 \text{ m}\}$ , voir section 2.4.1.2). Les résultats (contraste obtenu) sont présentés sur la figure 2.26 et montrent une forte dégradation avec une DSP en  $f^{-2.5}$  (contraste moins élevé et dispersion plus grande), illustrant le fait que, même lorsque le *dark hole* a une petite taille, les performances de l'algorithme sont limitées par son incapacité à reproduire formellement les tavelures provenant de fréquences au delà de la zone d'influence des miroirs.

#### 2.4.4 L'architecture optique

##### 2.4.4.1 Approche semi-analytique

Les deux miroirs déformables peuvent être implémentés dans des montages optiques en faisceaux collimatés ou convergents. Zhou et Burge [2010] ont montré que l'effet Talbot reste valide en faisceau convergent (ou divergent) grâce à l'optique géométrique mais en modifiant légèrement la définition analytique de la distance de Talbot  $z_T$ .

Les montages optiques avec le 2<sup>ème</sup> miroir en faisceau collimaté ou en faisceau convergent sont illustrés sur la figure 2.27, respectivement en haut et en bas de la figure. Le 2<sup>ème</sup> miroir, dans le cas convergent, est situé après la lentille mais avant le plan focal, de telle sorte que l'objet virtuel du miroir est situé après le plan focal de la lentille, ce qui augmente la distance équivalente entre les deux miroirs déformables (définie par  $d$  sur la figure 2.27). Afin de vérifier que les deux montages optiques sont équivalents, les amplitudes complexes au plan du 2<sup>ème</sup> miroir ont été simulées, en tenant compte de la propagation de Fresnel, dans le cas simplifié d'un montage optique sans aberration et sans aucune optique diffractante. Les images des amplitudes sont représentées sur la figure 2.27, illustrant le fait que les deux montages sont équivalents.

L'avantage principal du montage en faisceau convergent est un gain significatif dans l'encombrement du montage optique (distance totale) mais entraîne cependant une perte en efficacité du *wavefront shaping* puisque la taille géométrique du faisceau dans le cas convergent est plus petite que dans le cas en faisceaux collimatés; la correction au plan du 2<sup>ème</sup> miroir sera donc couverte par moins d'actionneurs (et



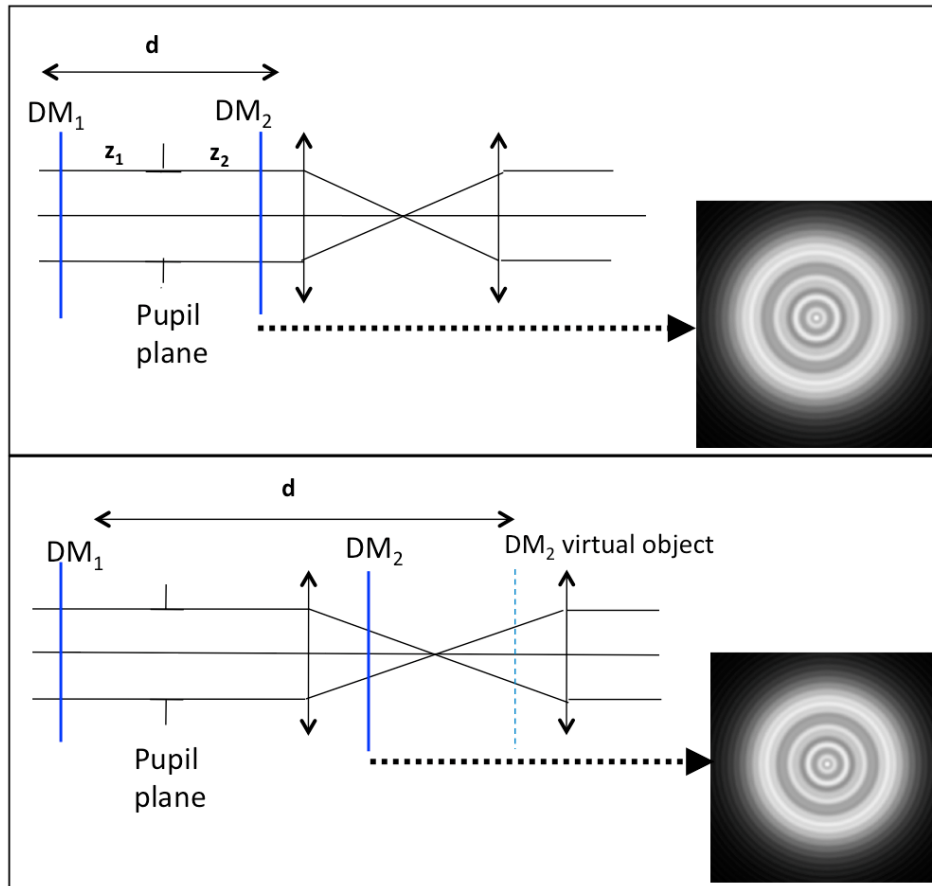


FIGURE 2.27 – Montage optique avec les deux miroirs déformables en faisceaux collimatés (en haut) et avec le 2<sup>ème</sup> miroir en faisceau convergent (en bas) ainsi que les amplitudes complexes correspondantes dans le plan du 2<sup>ème</sup> miroir déformable.

l'impact est donc équivalent à une perte du nombre d'actionneurs de la section 2.4.2). Par exemple, pour le montage optique générique utilisé dans les simulations *end-to-end*, une perte de 10% d'actionneurs présents dans le faisceau géométrique entraîne un gain de 15% dans l'encombrement du schéma optique. L'architecture en faisceau convergent est généralement utilisée dans des montages optiques où les deux miroirs déformables n'ont pas la même taille et ne peuvent donc pas être implémentés en faisceaux collimatés (Riggs et al. [2013]; Galicher et al. [2014]), mais les performances des deux architectures n'ont jamais été comparées jusqu'ici.

2.4.4.2 Résultats des simulations *end-to-end*

Le code de propagation PROPER (voir section 2.3.2) suppose des lentilles paraxiales et ne tient donc pas compte du grandissement géométrique du système dans le cas en faisceau convergent. Le code a donc été adapté, pour le cas convergent, en

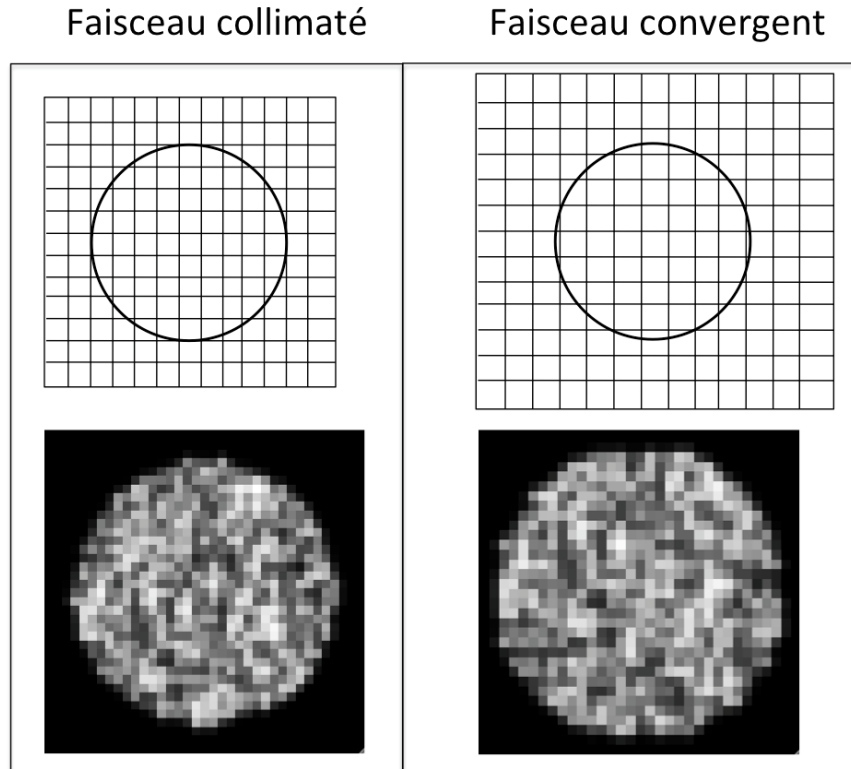


FIGURE 2.28 – Prise en compte de la taille géométrique du faisceau (faisceau convergent vs. collimaté) en augmentant la distance inter-actionneur du miroir déformable : principe (en haut) et exemple (en bas).

supposant le miroir déformable plus large que nominale, ce qui est équivalent à une taille de faisceau plus petite c'est à dire à des largeurs inter-actionneurs plus grandes, voir l'illustration en haut de la figure 2.28. Un exemple de phase est également présenté en bas de la figure 2.28 dans le cas collimaté (à gauche) ou convergent (à droite).

L'impact de l'architecture optique sur les performances a été simulé avec le 2<sup>ème</sup> miroir déformable situé à une distance équivalente de 1.5 m du plan pupille et pour différentes positions du 1<sup>er</sup> miroir ( $z_1 = \{0, 0.5, 1, 1.5 \text{ and } 2 \text{ m}\}$ ). La taille géomé-

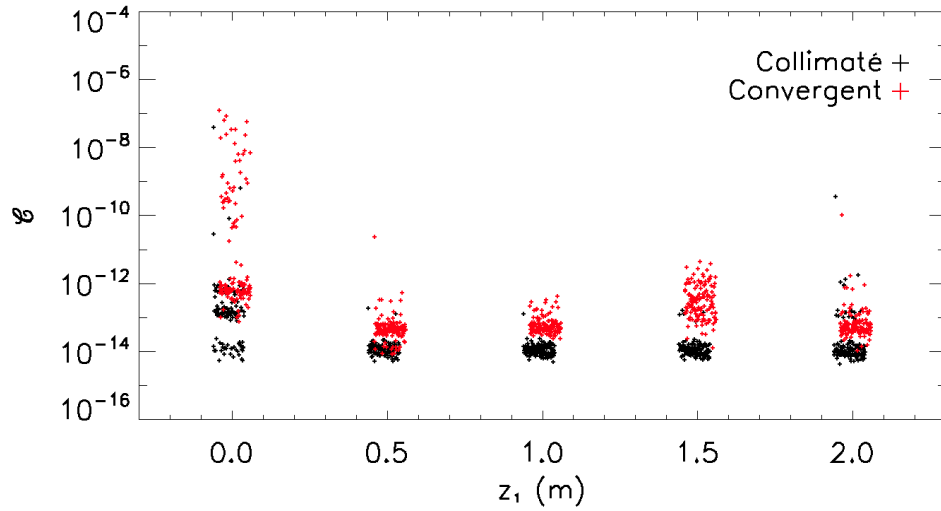


FIGURE 2.29 – Contraste à l’intérieur de  $0.8$  à  $4 \lambda/D$  en fonction de la distance du miroir  $z_1$  pour  $z_2 = 1.5$  m. Les symboles *plus* correspondent aux réalisations de phase aléatoires. Les symboles noirs et rouges ont été réalisés respectivement avec une architecture optique en faisceau collimaté ou convergent.

trique du faisceau dans le cas convergent est  $0.9$  fois celle dans le cas collimaté, entraînant une faible diminution du nombre d’actionneurs actifs dans le faisceau ( $\sim 900$  au lieu de  $\sim 1\,000$ ). Les résultats sont présentés sur la figure 2.29 : c’est le contraste pour chaque réalisation de phase (symboles *plus*) dans le cas collimaté (noir) ou convergent (rouge). Il n’y a pas de dégradation significative sur les performances (même si les résultats pour  $z_1 = 1.5$  m sont légèrement dégradés), puisque la taille du *dark hole* est suffisamment petite pour être peu impactée par le nombre d’actionneurs (voir section 2.4.2). Les deux architectures sont donc relativement équivalentes en terme de performances tant que la diminution en nombre d’actionneur reste faible. Ce résultat est cependant à nuancer puisque l’on note une légère dégradation des résultats avec une perte d’actuateurs de  $10\%$  alors que les résultats de la section 2.4.2.2 montrent une plus grande robustesse au nombre d’actuateurs.

### 2.4.5 Discussion

Plusieurs limitations potentielles au haut-contraste à faible séparation ( $1 \lambda/D$ ) ont été identifiées, analysées par des approches analytiques ou semi-analytiques puis simulées dans un montage générique qui tient compte de la propagation de Fresnel.

## 2.4. Limitations de montage optique potentielles pour le haut-contraste à petite séparation 81

Les approches (semi-)analytiques montrent que les tavelures de repliement ou le nombre d'actionneurs limitent de manière significative le haut contraste, mais que cet effet peut être minimisé en diminuant la taille du *dark hole*. Elles montrent éga-

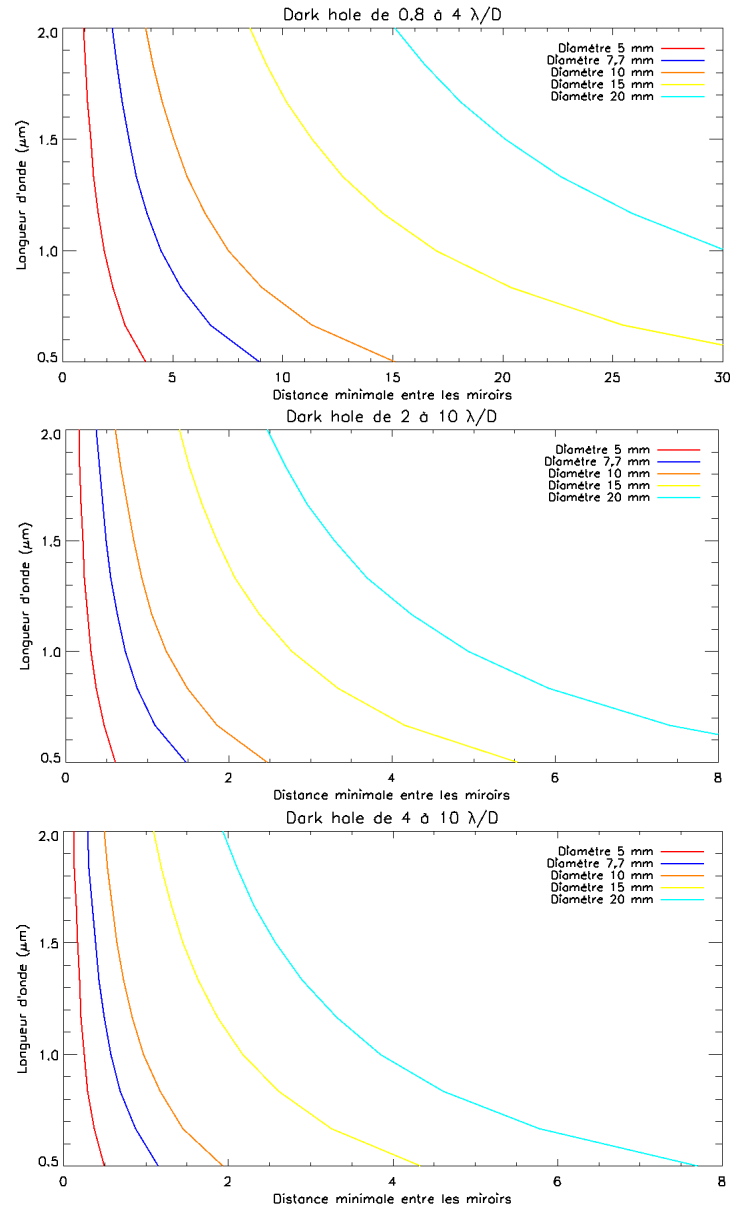


FIGURE 2.30 – Distance totale optimale entre les deux miroirs déformables pour différentes tailles de *dark hole*, de longueurs d'onde ou de diamètres de pupille. De haut en bas, la taille du *dark hole* varie de 0.8 à 4, de 2 à 10 et de 4 à 10  $\lambda/D$ . Chaque graphe représente la longueur d'onde en fonction de la distance optimale des miroirs. Les courbes rouge, bleu foncé, orange, jaune et bleu clair représentent respectivement des diamètres de pupille de 5, 7.7, 10, 15 et 20 mm.

lement que le *wavefront shaping* à petite séparation requiert de grandes distances entre les miroirs déformables et le plan pupille ainsi que de petites tailles de *dark hole*, à cause de la modulation introduite par les miroirs déformables situés hors plan pupille.

Les simulations *end-to-end* ont montré une forte dépendance des performances par rapport à la position des miroirs déformables, à la taille du *dark hole*, à la quantité des aberrations ainsi qu'aux tavelures de repliement. Une loi de puissance de la DSP des aberrations en  $f^{-2.5}$  avec une quantité d'aberrations de 5 nm rms par optique dégrade significativement le contraste par rapport à une loi de puissance en  $f^{-3}$  (jusqu'à plusieurs ordres de grandeur). L'architecture optique ainsi que le nombre d'actionneurs impacte peu les résultats dû à la petite taille du *dark hole* (de 0.8 à  $4 \lambda/D$ ).

La distance entre les miroirs déformables peut donc être estimée à partir de l'approche analytique en maximisant leurs efficacités (voir la section 2.4.1.1). La figure 2.30 montre la distance analytique optimale des miroirs pour différents paramètres de design optique (taille de la pupille ou longueur d'onde) et pour différentes fréquences de *dark hole*. Elle représente la distance totale entre les deux miroirs ( $z_1+z_2$ ), optimale pour des *dark hole* définis (graphes du haut vers le bas) de 0.8 à 4, de 2 à 10 et de 4 à 10  $\lambda/D$ . Les courbes rouge, bleu foncé, orange, jaune et bleu clair (de gauche à droite sur chaque graphe) représentent des diamètres de pupille respectifs de 5, 7.7, 10, 15 et 20 mm. Il faut insister sur le fait que ces courbes ne donnent pas d'indication a priori sur le niveau de contraste atteignable mais simplement un critère d'optimalité au sens des effets liés à la propagation de Fresnel. En supposant que le contraste à la distance optimale soit suffisant, on remarque sur la figure 2.30 que le haut contraste à faible séparation nécessite de grands montages optiques comparativement à des *dark hole* à des fréquences plus élevées. Ce graphe peut être utilisé comme base de référence pour définir les distances typiques de bancs optiques de haut-contraste (étant donné que les distances des bancs optiques sont du même ordre de grandeur que les distances entre les miroirs déformables).

Pour illustration, le tableau 2.2 présente la distance optimale totale entre les deux miroirs déformables pour différents bancs de haut-contraste, en cours de dévelop-

## 2.4. Limitations de montage optique potentielles pour le haut-contraste à petite séparation 83

Nom	$\lambda$	Diamètre de pupille	Coronographe	Taille du <i>dark hole</i>	Distance totale optimale estimée
SPEED <sup>a</sup>	1.65 $\mu\text{m}$	7.7 mm	PIAACMC	0.8 à 4 $\lambda/D$	2.8 m
HiCAT <sup>b</sup>	0.64 $\mu\text{m}$	18 mm	APLC	3 à 10 $\lambda/D$	5.5 m
THD <sup>c</sup>	0.79 $\mu\text{m}$	9 mm	DZPM <sup>d</sup>	5 à 15 $\lambda/D$	0.6 m

*a.* Voir section 2.5.

*b.* De N'Diaye et al. [2013].

*c.* De Delorme et al. [2016].

*d.* Dual Zone Phase Mask.

TABLEAU 2.2 – Caractéristiques et distances totales optimales entre les deux miroirs déformables de bancs optiques en cours de développement.

pement : SPEED, HiCAT et THD ainsi que les caractéristiques et référence pour chaque banc. Dans ce tableau, la distance optimale estimée correspond a priori à une capacité de correction pour un domaine de fréquences spatiales donné sans présager du niveau de contraste atteignable : chaque cas devrait être spécifiquement simulé pour s'assurer du niveau de performance théoriquement atteignable. Cette distance donne néanmoins une ligne de base à respecter pour arriver à un niveau de performance optimal sachant que, si l'on s'en écarte trop, la performance visée risque de ne pas être atteinte. La taille du *dark hole* et le diamètre de la pupille sont aussi des paramètres qui influencent fortement les distances optimales et sont donc des paramètres qu'il faut prendre en considération en amont de la mise en oeuvre de l'expérience.

La figure 2.30 montre également une forte dépendance en fonction du diamètre de la pupille (les plus grands diamètres, courbes jaune et bleu clair, requièrent des distances plus grandes). Les simulations *end-to-end* présentées dans les sections précédentes correspondent à la courbe bleu foncé du graphe en haut de la figure montrant une distance totale optimale de 2.7 m à 1.65  $\mu\text{m}$ . Cette valeur est en accord avec les résultats des simulations numériques, comme le montre la figure 2.31 qui représente le contraste obtenu numériquement (astérisques) ainsi que la dispersion (lignes) en fonction de la distance totale entre les deux miroirs déformables pour 20 (en noir) et 40 nm rms (en rouge) d'aberrations sur le montage optique. La distance

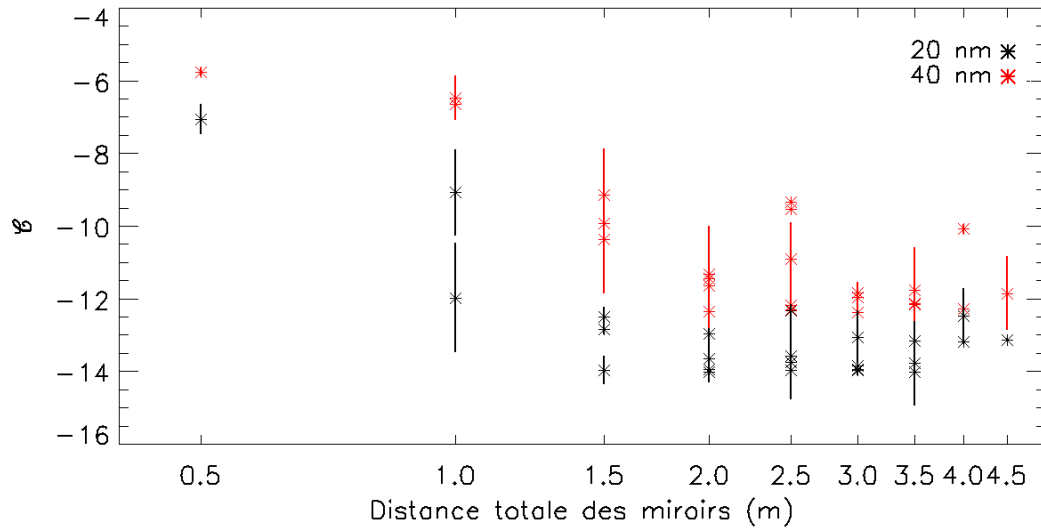


FIGURE 2.31 – Contraste en échelle logarithmique (astérisques) en fonction de la distance totale entre les miroirs déformables pour une quantité d’aberrations totale sur le montage optique de 20 nm (en noir) et de 40 nm (en rouge). Les lignes correspondent à la dispersion des valeurs de contraste.

optimale à partir des simulations numériques est de l’ordre de 3 m, indépendamment de la quantité d’aberrations introduite dans le montage optique. On remarque également une dégradation significative des résultats entre 20 et 40 nm rms d’aberrations (valeurs de contraste de  $\sim 10^{-14}$  à  $10^{-12}$ ). La valeur du contraste que l’on peut atteindre à une distance optimale donnée doit être simulée numériquement pour chaque paramètre spécifique, puisqu’il n’y a pas de manière analytique simple de l’estimer.

#### 2.4.6 Article du journal MNRAS (2017)

# High-contrast imaging at small separations: impact of the optical configuration of two deformable mirrors on dark holes

M. Beaulieu,<sup>1</sup>★ L. Abe,<sup>1</sup> P. Martinez,<sup>1</sup> P. Baudoz,<sup>2</sup> C. Gouvret<sup>1</sup> and F. Vakili<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Université Côte d'Azur, OCA, CNRS, Laboratoire Lagrange, Parc Valrose, F-06108 Nice, France

<sup>2</sup>LESIA, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, Sorbonne Universités, UPMC Université Paris 06, Université Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, France

Accepted 2017 March 13. Received 2017 February 28; in original form 2016 October 31

## ABSTRACT

The direct detection and characterization of exoplanets will be a major scientific driver over the next decade, involving the development of very large telescopes that require high-contrast imaging close to the optical axis. Some complex techniques have been developed to improve the performance at small separations (coronagraphy, wavefront shaping, etc.). In this paper, we study some of the fundamental limitations of high contrast at the instrument design level, for cases that use a combination of a coronagraph and two deformable mirrors for wavefront shaping. In particular, we focus on small-separation point-source imaging (around  $1 \lambda/D$ ). First, we analytically or semi-analytically analyse the impact of several instrument design parameters: actuator number, deformable mirror locations and optic aberrations (level and frequency distribution). Second, we develop an in-depth Monte Carlo simulation to compare the performance of dark hole correction using a generic test-bed model to test the Fresnel propagation of multiple randomly generated optic static phase errors. We demonstrate that imaging at small separations requires a large setup and small dark hole size. The performance is sensitive to the amount of optic aberration and the spatial frequency distribution but shows a weak dependence on the actuator number or setup architecture when the dark hole is sufficiently small (from 1 to  $\lesssim 5 \lambda/D$ ).

**Key words:** instrumentation: miscellaneous – methods: numerical – techniques: high angular resolution – techniques: miscellaneous – planet–star interactions.

## 1 INTRODUCTION

The direct detection and characterization of exoplanets will be a major scientific driver over the next decade, especially regarding the development of extremely large telescopes (ELTs). High-contrast imaging provides an ideal method to characterize extra-solar planetary systems (Marois et al. 2008; Kalas et al. 2008; Lagrange et al. 2010) but faces multiple challenges. In particular, reaching small angular separation between planets and stars is a must if one wants: (1) to focus on exoplanet detection, ultimately down to terrestrial planets and very young giant planets, or more pragmatically (2) to take full advantage of the angular resolution of the telescope. The simulated planet population for young and nearby star samples (Bonavita et al. 2012) shows that an imaging contrast of  $10^{-8}$  ( $J$  band) must be achieved at a separation of tens of milliarcseconds in order to detect rocky planets (with the ELTs). In this context, the abundance of M dwarfs in the Milky Way and their large fraction of low-mass companions (Cassan et al. 2012) make them good

candidates for searching for young planets, although they show unfavourable properties.

Small-angular-separation imaging requires a major technological breakthrough because it needs very high image quality and stability, as a large amount of the on-axis point spread function (PSF) is concentrated inside  $1 \lambda/D$ . High-contrast imaging needs multiple step corrections, where seeing-limited PSFs will constantly be improved by extreme-adaptive optics (ExAO), non-common path aberration control, diffraction suppression or coronagraphy, and science image post-processing to correct for atmospheric, static and quasi-static aberrations. A few coronagraphs reach high-contrast levels at small separation (vortex coronagraph – Mawet et al. 2005; Foo, Palacios & Swartzlander 2005, phase-induced amplitude apodization – Guyon et al. 2010b), at the cost of high sensitivity to aberrations. While atmospheric aberrations are corrected with an adaptive optic system, various techniques such as PSF subtraction or wavefront control and shaping have been developed to minimize the static or quasi-static part of the aberrations. Quasi-static speckle calibration through post-processing or observational strategies is routinely exploited in all leading observatories equipped with exoplanet hunter instruments. For instance, GPI (Macintosh et al. 2007),

\* E-mail: mathilde.beaulieu@oca.eu



SPHERE (Beuzit et al. 2008) and SCExAO (Guyon et al. 2010c) make use of the most recent and well-known techniques such as spectral differential imaging (SDI, Marois et al. 2006), spectral deconvolution (SD, Sparks & Ford 2002), angular differential imaging (ADI, Marois et al. 2005), or polarimetric differential imaging (PDI, Kuhn, Potter & Parise 2001). These techniques significantly increase the sensitivity of observing sequences, but become inefficient for small-angle fields of view. At small inner working angles (IWA), these above-mentioned techniques suffer from insufficient chromatic speckle elongation (with SD, speckles must move by at least one resolution element between the shortest and the longest wavelength, and thus it tends towards a long spectral range), and an insufficient field of rotation (with ADI, speckles must rotate by at least one resolution element, which translates into long observing times, for which temporal decorrelation of quasi-static speckles will occur as a fundamental limitation). In addition, SDI relies on an unknown a priori feature in the exoplanet’s spectrum and is sensitive to non-common path errors, and PDI, despite a higher sensitivity at small separations (owing to increased reflected light), is severely impacted by photon noise because unpolarized reflected light is not used. Small IWA observing mode thus call for alternative approaches or observing strategies, especially in relation to ELTs.

Wavefront shaping is an alternative way to address this challenging issue. Rather than wavefront control being the process of flattening wavefront errors from imperfect optics, we refer, by wavefront shaping, to the process of creating a dark zone (the so-called dark hole) in the PSF. In this context, the calibration of quasi-static speckles at small IWA can be done at a reduced efficiency through coherence-based methods that can be implemented by modulating the light in the speckles, either temporally (Guyon 2004) or spatially (Baudoz et al. 2012). One limitation of wavefront shaping is the Fresnel propagation of phase aberrations, described by the ‘Talbot effect’: at the deformable mirror (DM) plane, out-of-pupil optics create a mix of amplitude and phase errors that a single DM cannot correct on the full field, or at the expense of loosing at least half of the field (e.g. Bordé & Traub 2006; Give’on et al. 2007). One way to tackle this effect is to use at least two DMs to correct for both phase and amplitude. Multiple-DM control has been under extensive testing worldwide for more than a decade in many laboratory test-beds (THD, Galicher et al. 2014; HCIT, Riggs et al. 2013; HCIL, Pueyo et al. 2011; Riggs et al. 2013; HiCAT, N’Diaye et al. 2013; and SPEED, Martinez et al. 2014) that come within the scope of future on-sky applications. A set of deformable mirrors is used to correct for the wavefront error from imperfect optical surfaces as well as to shape the wavefront to produce a dark zone in the PSF halo. Various successful laboratory experiments using either a single DM (e.g. Trauger & Traub 2007; Guyon et al. 2010a; Belikov et al. 2010; Mazoyer et al. 2014; Delorme et al. 2016) or two DMs (e.g. Kay, Pueyo & Kasdin 2009; Pueyo et al. 2011; Riggs et al. 2013) are appealing for on-sky implementation of the technique. Nonetheless, a well-developed understanding and mastery of multiple-DM architecture is to our knowledge limited to large and/or moderate IWA science goals, leaving the slot of very small IWA uncovered. It is worth exploring wavefront shaping optimization for this specific scientific window, which will ultimately allow the successful implementation of the small IWA mode.

In this paper, we address in-depth understanding of science-grounded instrument conception and contrast design at small IWA ( $1 \lambda/D$ ). The relationship between scientific and instrumental requirements is not trivial, especially considering the Fresnel/Talbot perturbations, and is generally not addressed when the optical design is defined. The scope of this work is essentially to assess the relative impact of several optical setup parameters on the ability

of two DMs to efficiently control phase and amplitude to create dark holes, as the optics’ Fresnel propagation constrains the use of multiple DMs. A general background detailing current dark hole algorithms and architecture with two DMs is presented in Section 2. The implemented parameters, which potentially drive the Fresnel propagation effects and contribute to limiting the dark hole depth, are related to the DM configuration (number of actuators, location, configuration, etc.) and the optical component quality (wavefront error amount, frequency distribution). Specific limitations (DM location, number of actuators and aliased speckles) are illustrated and explained with simple cases in Section 3, and Section 5 gathers Fresnel-propagation simulation outputs resulting from a Monte Carlo approach for each of these parameters or combination of parameters. In the scientific context of detecting exoplanets in their habitable zone with future ELTs from the ground, or with dedicated missions in space, high image quality (with ExAO on ground) and high-contrast coronagraph performance are expected. We thus consider, for this study, some generic *perfect coronagraph* (Section 4), meaning that we focus on more *intrinsic* properties of the optics and setup (polishing frequency distribution, relative beam size, distance between optics, and especially between DMs relative to the pupil plane). In the same way, we assume a perfect AO system (sensing and correction) to emphasize the impact of optical setup parameters. The contrast obtained in Sections 3 and 5 ( $\sim 10^{-14}$  at best) is thus well below what real instruments can achieve; for instance, the photon noise from AO residual aberrations is already expected to prevent high-contrast instruments from reaching below  $10^{-9}$  (even for the next very large-aperture ELTs, Kasper 2012). Nevertheless we show that, if some of the above-mentioned optical parameters are not appropriately set (e.g. the deformable mirror location), this can limit the contrast level to  $\sim 10^{-7}$ .

## 2 GENERAL BACKGROUND

This section introduces existing model-dependent techniques, namely algorithm implementation and optical architecture, to create a local dark hole at the image plane.

### 2.1 Dark hole algorithm

We focus on dark hole algorithms when assuming a linear response to optical system perturbations. Wavefront shaping algorithms that deal with non-linearity, for example to correct for pupil discontinuities (Pueyo & Norman 2013), are out of the scope of this paper. We describe the existing algorithms (speckle nulling and energy minimization), and the analytical equation for energy minimization (with one and two DM(s)).

#### 2.1.1 Iterative speckle nulling

The classical speckle nulling technique (Trauger et al. 2004) has proved its performance for laboratory setup (HCIT) and on-sky instruments (GPI, SCExAO). This method is based on identifying the brightest speckles at the focal plane and determining their corresponding phase at the pupil plane. The phase/speckle relation is recovered by applying different phase shapes (sinusoidal shape) to the DM and tracking speckle intensity variations at the focal plane. The brightest speckles are thus iteratively removed. The drawback of this method is that it can only remove speckles at the focal plane with frequencies inside the dark hole, and thus it cannot correct for those aliased speckles outside the correction range that create features of sizes smaller than the PSF core (for details see Section 3.3).

### 2.1.2 Energy minimization

Another method redefines the problem by minimizing the energy inside the dark hole. The analytical approach of this method is described in Give'on et al. (2007), Pueyo et al. (2011) and Groff (2012) and is defined by first computing the total energy at the image plane with one DM and then generalizing to the case with two DMs.

We assume here a single DM correction (at the pupil plane), an entrance aperture  $A$ , an initial aberrated field  $\varphi$  ( $\varphi$  can represent both phase and amplitude errors, but for simplicity we assume only a phase error) and the DM perturbation  $\psi_{\text{DM}}$  such that the electric field at the pupil plane is given by

$$E_p(u, v) = A(u, v)e^{i\varphi}e^{i\psi_{\text{DM}}(u, v)}, \quad (1)$$

where  $u$  and  $v$  are the spatial coordinates at the pupil plane. We define  $C$  as the linear operator from the pupil plane to the image plane, such that the final electric field is given by  $E_f(x, y) = C\{E_p(u, v)\}$ , where  $x$  and  $y$  are the spatial coordinates at the image plane. By assuming a small phase and DM perturbation (linear approximation  $e^{i\varphi} \sim 1 + i\varphi$ ) and by dropping the second-order terms, the focal plane amplitude can be written as

$$E_f(x, y) \sim C\{A(u, v)e^{i\varphi}\} + iC\{A(u, v)\psi_{\text{DM}}(u, v)\}. \quad (2)$$

The intensity inside the dark hole,  $I_{\text{DH}}$ , can be written as (Groff 2012)

$$I_{\text{DH}}(x, y) = \iint_{x, y \in \text{DH}} E_f(x, y)E_f^*(x, y) dx dy, \quad (3)$$

$$= \langle C\{Ae^{i\varphi}\}, C\{Ae^{i\varphi}\} \rangle + \langle C\{A\psi_{\text{DM}}\}, C\{A\psi_{\text{DM}}\} \rangle + 2\Im(\langle C\{Ae^{i\varphi}\}, C\{A\psi_{\text{DM}}\} \rangle), \quad (4)$$

where  $\Im$  represents the imaginary part and  $*$  is the complex conjugate. This equation can be written as a matrix multiplication by assuming that the DM phase is described by the DM actuator number  $N$ , the DM influence functions  $f_k$  and the DM coefficients  $a_k$  such that  $\psi_{\text{DM}} = \sum_{k=0}^N a_k f_k(u, v)$ . The intensity inside the dark hole is thus

$$I_{\text{DH}} = {}^t a M_0 a + 2 {}^t a \Im(b_0) + d_0,$$

where

$$\begin{aligned} M_0 &= \langle C\{A f\}, C\{A f\} \rangle = G^* G, \\ G &= C\{A f\}, \\ b_0 &= G^* C\{A e^{i\varphi}\}, \\ d_0 &= |C\{A e^{i\varphi}\}|^2. \end{aligned}$$

$M_0$  represents the system response to each DM poke,  $b_0$  represents the interaction between the DM and the aberration, and  $d_0$  is the initial intensity owing to aberrations. The algorithm minimizes the intensity inside the dark hole by nulling its derivative with

$$a = -M_0^{-1} \Im(b_0). \quad (5)$$

Resolving equation (5) can lead to a solution with large stroke values. One way to limit the algorithm to stable solutions is to use the electric field conjugation (EFC) or stroke minimization method. EFC (Give'on et al. 2007) minimizes the dark hole intensity  $I_{\text{DH}}$  weighted by a Tikhonov regularization. The cost function to minimize is

$$J = I_{\text{DH}} + \alpha_0^2 \|a\|^2, \quad (6)$$

where  $\alpha_0$  is the Tikhonov regularization parameter that guarantees that the algorithm converges within stable actuator stroke values. The DM coefficients are defined as

$$a = -(M_0 + \alpha_0^2 \mathbb{I})^{-1} \Im(b_0), \quad (7)$$

where  $\mathbb{I}$  is the identity matrix. The parameter  $\alpha_0$  represents the actuator stroke weight in the minimization and is defined by linearly increasing  $\alpha_0$  and finding the smallest value that achieves high contrast. EFC thus seeks to find the minimum energy within some weighted stroke solution.

A second approach, stroke minimization (Pueyo et al. 2011), seeks to find the minimum stroke values that reach a given contrast ratio. It minimizes the DM coefficients  $\|a\|^2$  such that the intensity in the dark hole  $I_{\text{DH}} \leq 10^{-\mathbb{C}}$ , where  $\mathbb{C}$  is the targeted contrast ratio. The cost function to minimize is

$$J = \|a\|^2 + \mu_0 (I_{\text{DH}} - 10^{-\mathbb{C}}). \quad (8)$$

The DM coefficients are computed using

$$a = -\left(M_0 + \frac{1}{\mu_0} \mathbb{I}\right)^{-1} \Im(b_0). \quad (9)$$

As for the EFC, the parameter  $\mu_0$  is determined by a line search on  $\mu_0$ . The EFC and stroke-minimization methods are equivalent for a single DM in monochromatic light.

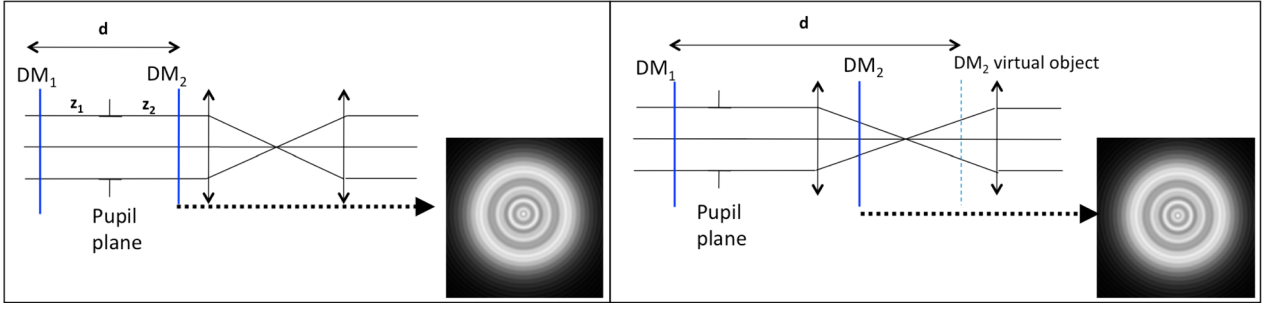
Pueyo et al. (2011) and Groff (2012) demonstrated that the case with one DM can be generalized to two DMs by defining the linear operators  $C_1$  and  $C_2$  from respectively  $\text{DM}_1$  (first DM) and  $\text{DM}_2$  (second DM) to the image plane<sup>1</sup>. The interaction matrix becomes  $M_0 = G^* G$  with  $G = [G_1, G_2]$ .

The energy minimization method reformulates the problem in a global way by correcting for the overall energy inside the dark zone and thus partially address the issue of aliased speckles. A speckle at a frequency outside the DM correction range cannot be fully extinguished as the DM cannot mimic its central frequency, but its intensity can be decreased by fitting a linear combination of speckles inside the correction range (see Section 3.3).

## 2.2 Setup architecture

Wavefront shaping with two DMs can be implemented in various ways: in collimated or convergent beams. Zhou & Burge (2010) showed that diffraction propagation effects can be computed in a converging beam as well, using the conjugation location of elements in an equivalent unfolded collimated beam design. The two setups are described in Fig. 1. The case of the converging beam (right in the figure) is defined with  $\text{DM}_2$  located after the lens but before the focus, such that the DM virtual object is after the focal length, leading to a large equivalent distance between the two DMs ( $d$ ). The converging beam setup parameters are determined using geometric optics by defining the geometrical beam size at  $\text{DM}_2$ . The  $\text{DM}_2$  amplitude patterns shown in Fig. 1 are computed with Fresnel propagation (PROPER code, Krist 2007) for the two architectures with equal equivalent distance between the two DMs, showing the same diffracting structure. The main advantage of the converging beam setup is a large gain in total setup length, leading, however, to a potential loss in the wavefront shaping efficiency, as the beam size at  $\text{DM}_2$  is smaller than in the case for the collimated beam, and thus contains less actuators. For instance, in the generic setup used for the main

<sup>1</sup> In the following, when referring to DM distances,  $\text{DM}_1$  is always located upstream of the pupil plane, while  $\text{DM}_2$  is always downstream.



**Figure 1.** Setup with one deformable mirror in a collimated (left) and converging (right) beam, and their corresponding amplitude pattern.

simulation (see Section 4.2.1), a loss of 10 per cent of actuators leads to a more compact optical train of about 15 per cent. The converging beam setup can be used when the physical size of one DM is smaller than the other one and thus cannot be implemented in the collimated beam, but the performance of the two architectures has not yet been compared.

### 3 POTENTIAL FUNDAMENTAL LIMITATION TO HIGH CONTRAST AT SMALL SEPARATION

The previous section presented the general background for creating a dark hole using two DMs (algorithm and setup architecture). The following section describes and illustrates, using simple cases, the setup limitations for high contrast at small separations (DM location in the setup, DM actuator number and aliased speckles).

#### 3.1 Setup DM location

This section describes how to determine the optimal DM distances for high-contrast imaging at small separation (around  $1 \lambda/D$ ). For that purpose, we analytically compute the impact of an out-of-pupil DM in a simple imaging setup.

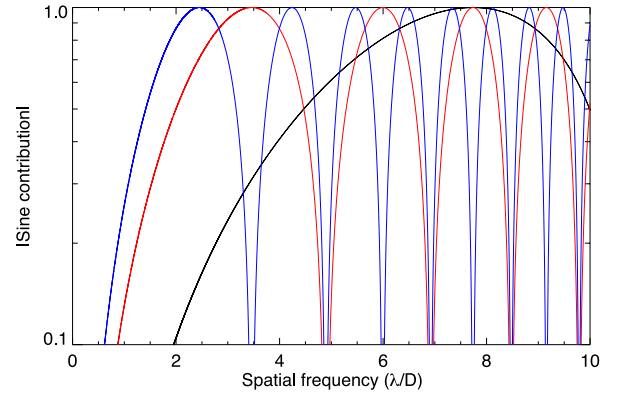
##### 3.1.1 Impact of one out-of-pupil DM

We assume a simple imaging setup with one lens (focal length  $F$ ) such that the linear operator from the pupil plane to the image plane ( $C$  in Section 2.1.2) is a Fourier transform. A DM is located at a distance  $z$  downstream from the pupil plane. The electric field at the focal plane ( $E_f$ ) is computed by first Fresnel propagating the DM electric field to the lens denoted  $E_l(\alpha, \beta)$ , where  $\alpha$  and  $\beta$  are the spatial coordinates, adding the lens contribution and finally propagating to the focal plane. The electric field at the lens plane is defined as

$$E_l(\alpha, \beta) = \frac{e^{i\frac{2\pi}{\lambda}(F-z)}}{i\lambda(F-z)} \iint E_{DM}(u, v) e^{i\frac{\pi}{\lambda(F-z)}((\alpha-u)^2 + (\beta-v)^2)} du dv, \quad (10)$$

where  $E_{DM}$  is the DM electric field (DM amplitude and phase perturbation depending on the spatial coordinates  $u$  and  $v$ ). The complex amplitude  $E_f(x, y)$  at the focal plane is thus

$$E_f(x, y) = \frac{e^{i\frac{2\pi F}{\lambda}}}{i\lambda F} e^{i\frac{\pi z}{\lambda F}(x^2 + y^2)} \widehat{E_l}(\alpha, \beta), \quad (11)$$



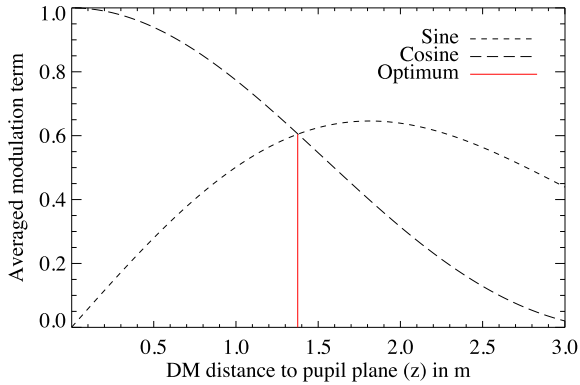
**Figure 2.** Sine contribution as a function of the dark hole frequencies for different deformable mirror locations: 0.3 m (black), 1.5 m (red) and 3 m (blue) from the pupil plane.

$$E_f(x, y) = \frac{e^{i\frac{2\pi}{\lambda}(2F-z)}}{i\lambda F} \widehat{E_{DM}}(u, v) \left[ \cos\left(\frac{\pi z}{\lambda F^2}(x^2 + y^2)\right) + i \sin\left(\frac{\pi z}{\lambda F^2}(x^2 + y^2)\right) \right], \quad (12)$$

where  $\widehat{\phantom{x}}$  represents the Fourier transform. The electric field, when expressing the spatial frequencies in units of  $\lambda/D$  (where  $D$  is the pupil diameter), is given by

$$E_f(x', y') = \frac{e^{i\frac{2\pi}{\lambda}(2F-z)}}{i\lambda F} \widehat{E_{DM}}(u, v) \left[ \cos\left(\frac{\pi\lambda z}{\lambda F^2 D^2}(x'^2 + y'^2)\right) + i \sin\left(\frac{\pi\lambda z}{\lambda F^2 D^2}(x'^2 + y'^2)\right) \right], \quad (13)$$

where  $x'$  and  $y'$  are the spatial frequencies in units of  $\lambda/D$ . The image-plane electric field is thus modulated by sine and cosine functions depending on the DM location  $z$  but also on the dark hole spatial frequencies (image-plane coordinates  $x'$  and  $y'$ ). This modulation impacts the real and imaginary parts of the image plane and contributes to the DM efficiency in the sense of stroke amplitude: low sine or cosine values will need to be compensated by a large DM stroke, which will be outside of the algorithm linear regime assumption described in Section 2.1.2, and outside of the DM correction range. We first focus on the sine term by showing (see Fig. 2) the absolute values of the sine contribution for three DM locations (0.3 m, black; 1.5 m, red; 3 m, blue), in the case of a beam diameter of 7.7 mm and a wavelength of  $1.65 \mu\text{m}$  (for consistency with the more complex model described in Section 4). It can be seen that the sine term oscillates and thus degrades the overall efficiency over



**Figure 3.** Sine (dash) and cosine (long dash) contributions averaged from  $0.8$  to  $4 \lambda/D$  as a function of the deformable mirror location  $z$  in metres and optimum deformable mirror location (red line) that maximizes the overall coverage.

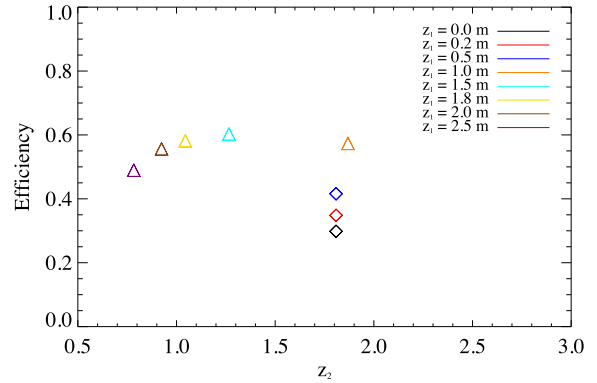
the spatial frequencies. We also note that the DM location can be optimized to maximize the averaged sine coverage over a defined dark hole. In particular, the sine contribution for high-contrast imaging at a large separation (around  $4$  to  $10 \lambda/D$ ) is well covered by a DM located at  $0.3$  m from the pupil plane (black curve). On the other hand, a high contrast at small separation (around  $1 \lambda/D$ ) requires a large DM location ( $> 1$  m, blue and red curves) but also a small dark hole size: the sine contribution for those DM locations shows large oscillations and thus poor coverage when trying to enlarge the dark zone region. We can apply the same rationale for the cosine contribution: Fig. 3 shows the modulation contribution (sine and cosine) averaged over spatial frequencies from  $0.8$  to  $4 \lambda/D$  (for the goal of high contrast imaging at small separation). The optimum distance is the one with the same contribution for the real and imaginary parts of the focal plane (the intersection of the sine and cosine contribution, shown in red in Fig. 3). The modulation term thus directly impacts the DM stroke, even more for a high initial aberration level, and depends on the wavelength and pupil diameter (proportional to the Fresnel number, see equation 13). The discussion part of this paper describes the impact of the pupil diameter and wavelength on the optimum DM distances (see Fig. 17, Section 6).

### 3.1.2 Impact of two out-of-pupil DMs

The previous section showed that the location of an out-of-pupil DM determines the focal plane modulation impact (cosine and sine contribution) at the dark hole frequencies. The case with two DMs can be derived from the case with one DM by assuming that the DM contributions are small and that there is no diffracting element between the two DMs. We can thus add the two modulation contributions and write the focal plane electric field as

$$E_{f2DM}(x', y') \propto a_1 \cos\left(\frac{\pi \lambda z_1}{D^2}(x'^2 + y'^2)\right) + a_2 \cos\left(\frac{\pi \lambda z_2}{D^2}(x'^2 + y'^2)\right) + i \left[ a_1 \sin\left(\frac{\pi \lambda z_1}{D^2}(x'^2 + y'^2)\right) + a_2 \sin\left(\frac{\pi \lambda z_2}{D^2}(x'^2 + y'^2)\right) \right], \quad (14)$$

where  $z_1$  and  $z_2$  are the distances of each DM to the pupil plane, and  $a_1$  and  $a_2$  represent the contribution of each DM via the Fourier transform of their complex amplitude. In the following, we assume that the two contributions are of the same order of magnitude and thus that we can add the cosine and sine contributions to determine the optimum DM distance.



**Figure 4.** Efficiency within  $0.8$  to  $4 \lambda = D$  as a function of DM<sub>2</sub> location for several DM<sub>1</sub> locations, from the pupil plane to  $2.5$  m. The triangles correspond to the optimum cases where the sine and cosine contributions are equal whereas the diamonds correspond to cases where the cosine and the sine contributions are not identical for any deformable mirror location. In that case, the optimum distance and the efficiency are defined at the maximum sine contribution.

In order to determine the optimum DM locations that correct for small frequencies, we (1) compute the absolute value of the overall sine contribution (sum of the two DMs), (2) compute the absolute value of the overall cosine contribution, and (3) find the optimum distance at the intersection of the two contributions. The results are shown in Fig. 4, which gives the efficiency for different DM locations. Diamonds correspond to the worst case, as the cosine and the sine contributions never intersect. The sine contribution is thus the efficiency criterion as, at small separations, the sine contribution is always smaller than the cosine contribution and thus limits the performance. A DM at the pupil plane or near the pupil plane is thus not optimum for high-contrast imaging between  $0.8$  and  $4 \lambda/D$ . As for the case with one DM, large setups provide better efficiency for the performance at small separations. The optimum DM locations are for  $z_1$  and  $z_2$  at  $1.5$  and  $\sim 1.3$  m, with similar performance between  $1$  and  $2$  m.

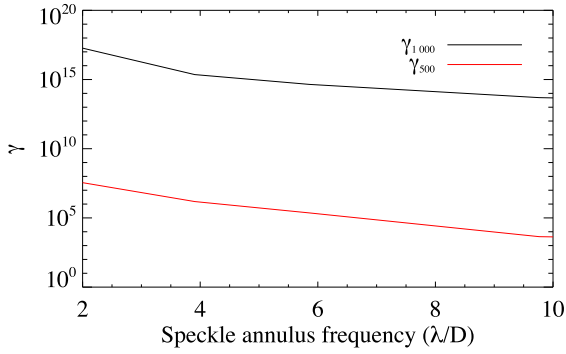
### 3.2 DM actuator number

Because of the Nyquist criterion, the number of actuators  $N$  limits the DM overall performance: we can correct up to a radius of  $\lambda N/2D$  (DM correction range) at the image plane. Furthermore, the number of actuators also impacts high-contrast imaging inside the DM correction range: performance depends on the DM capability to reproduce a phase pattern well, even for spatial frequencies less than  $\lambda N/2D$ . To illustrate this point, we simulate a setup with a single DM located at the pupil plane. The relationship between pupil and image planes is a Fourier transform, and we assume a perfect coronagraph/setup that removes the real part of the electric field  $E_f$  such that

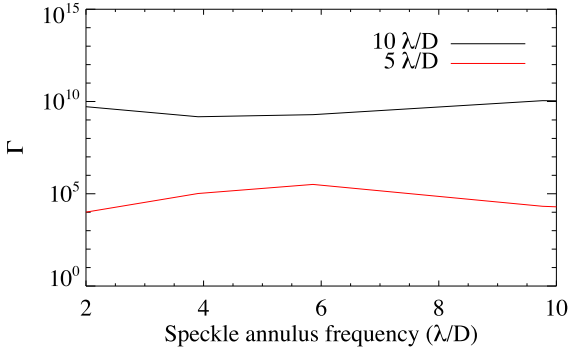
$$E_f = i \widehat{A} \widehat{\varphi}. \quad (15)$$

The initial complex amplitude at the pupil plane is defined by the phase aberrations  $\varphi(u, v)$  and the pupil shape  $A(u, v)$ . The phase pattern is a radial cosine ( $\cos(2\pi r \nu)$  with  $r$  as the radial distance and  $\nu$  the frequency), creating an *annulus of speckles* at a given frequency at the image plane (see Section 3.3 for an illustration of the annulus of speckles). We assume an aberration amount of  $10$  nm rms. We can thus assess the system response depending on the defined initial phase frequency. The dark hole algorithm minimizes the energy at the focal plane using equation (5) within a





**Figure 5.** Gain in contrast ( $\gamma$ ) when increasing the actuator number from 500 (red) to 1000 (black), for a dark hole size of  $10 \lambda/D$ .



**Figure 6.** Gain in contrast owing to doubling the actuator number ( $\Gamma$ ) for dark hole sizes of  $10 \lambda/D$  (black) and  $5 \lambda/D$  (red).

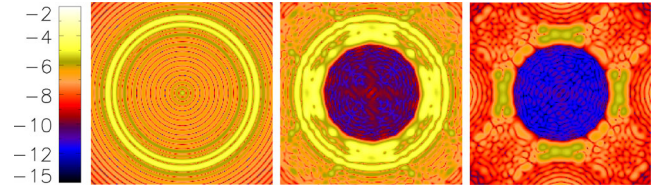
dark hole of width  $10 \lambda/D$ . In order to illustrate the DM capability to correct for aberration frequencies inside the DM correction range, we define the following terms. The contrast ratio  $\mathcal{C}$  is the  $5\sigma$  contrast ratio (detection threshold) computed inside the dark hole of the PSF divided by the maximum value of the initial PSF without a coronagraph or wavefront shaping. We also define what we call the wavefront shaping gain  $\gamma$ , which is the ratio of the contrast  $\mathcal{C}$  before and after the wavefront shaping algorithm. This definition comes from the fact that, as the speckle annulus frequency increases, its contribution inside the dark hole decreases (diffraction pattern which is, in this case, the Airy pattern), leading to a better contrast ratio not correlated with the wavefront shaping performance. The wavefront shaping gain is thus

$$\gamma = \frac{\mathcal{C}_{\text{before}}}{\mathcal{C}_{\text{after}}}. \quad (16)$$

Fig. 5 illustrates the DM capability to correct for aberration frequencies inside the DM correction range for  $\sim 500$  and 1000 actuators (DM correction range respectively to 11 and  $16 \lambda/D$ ): it shows the wavefront shaping gain as a function of the initial speckle annulus frequency in  $\lambda/D$  for 1000 (black curve) and 500 (red curve) actuators. We see in Fig. 5, a large performance improvement when increasing the number of actuators, illustrating the impact of DM actuator number inside the DM correction range.

Restraining the dark hole size and thus the needed correction range is a way to be less sensitive to this limitation, as illustrated in Fig. 6, which shows the gain when doubling the actuator number for a dark hole size of  $10 \lambda/D$  (black curve) and  $5 \lambda/D$  (red curve). The gain when doubling the actuator number is defined as

$$\Gamma = \frac{\gamma_{1000}}{\gamma_{500}}, \quad (17)$$



**Figure 7.** Initial annulus of speckles at a frequency outside the deformable mirror correction range (left), after the dark hole algorithm (middle), and the dark hole algorithm result when applied with an annulus of speckle at a frequency inside the deformable mirror correction range. The scale is logarithmic.

where  $\gamma_N$  is the wavefront shaping gain (defined in equation 16) with  $N$  actuators. We see that doubling the actuator number has less of an impact on the gain in performance for the smallest dark hole.

### 3.3 Aliased speckles

Aliased speckles are speckles that are present in the dark hole owing to the diffraction pattern convolution. Those aliased speckles can be evidenced by assuming a small phase and approximating the complex amplitude at the pupil plane with a Taylor series, up to the first order, as

$$E_p = A e^{i\varphi} \approx A(1 + i\varphi). \quad (18)$$

We then introduce a perfect coronagraph, which removes the constant term in the pupil plane (derived from Cavarroc et al. 2006) such that  $E_p = iA\varphi$ . If we assume a Fourier transform relationship between the pupil and image planes, the electric field at the focal plane can be written as

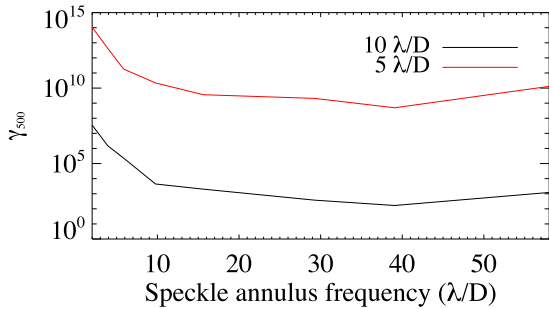
$$E_f = i\widehat{A\varphi}, \quad (19)$$

and the corresponding intensity as

$$I_f = E_f E_f^* = |\widehat{A\varphi}|^2. \quad (20)$$

The image plane intensity is the power spectrum of  $A\varphi$  and degrades the high-contrast performance as it creates structures in the dark hole under the form of Airy rings. For instance, a pupil plane cosine phase pattern  $\varphi$  at a frequency defined outside the dark hole creates at the focal plane a wide lobe outside the dark hole but secondary halo lobes within the dark hole, as the result of the convolution of the high-frequency peak with the Airy diffraction pattern (more generally, a combination of random frequencies will appear as a speckled halo). The characteristic size of these *aliased speckles* is less than  $1 \lambda/D$ , as they originate from the combination of multiple halo ring structures. Therefore they can only be partially corrected with energy minimization. This impact is reduced when using an apodized coronagraph as, in this case,  $\widehat{A}$  decreases rapidly with frequency and limits the aliased speckle intensities (Give'On et al. 2006).

In order to estimate the degradation resulting from these aliased speckles, we apply the dark hole algorithm to different initial phase patterns (radial cosine at different frequencies as described in Section 3.2), when assuming the focal plane electric field as defined in equation (19). Fig. 7 shows, at the same logarithmic scale, the initial annulus of speckles at a frequency outside the DM correction range (left), its corresponding pattern after the dark hole algorithm (middle), and the dark hole algorithm result with an annulus of speckles at a frequency inside the DM correction range (right). We illustrate here the DM limitation to correct for speckles outside the DM correction range (residual energy inside the dark hole in the



**Figure 8.** Gain in contrast with 500 actuators ( $\gamma_{500}$ ) when computing the wavefront shaping algorithm for speckle frequencies inside and outside a dark hole of size  $10 \lambda/D$  (black) and  $5 \lambda/D$  (red).

middle of the figure) that is not present when the initial aberration frequency is inside the correction range (right in figure).

The black curve in Fig. 8 shows the algorithm capability to correct for frequencies inside and outside the dark hole. It is the gain owing to wavefront shaping (from equation 16) with a DM with  $\sim 500$  actuators (DM correction range up to  $11 \lambda/D$ ) within a dark hole of width  $10 \lambda/D$ . The algorithm performance decreases as the phase pattern frequency increases (1) inside the dark hole owing to the DM inability to reproduce higher-frequency patterns well (see Section 3.2) and (2) outside the dark hole owing to aliased speckles.

One way to minimize this effect is to decrease the dark hole size (Bordé & Traub 2006), such that the algorithm is able to mimic similar pattern speckles with a central frequency outside the dark hole area but inside the DM correction range. The red curve in Fig. 8 shows the gain owing to wavefront shaping when the dark hole size is decreased to  $5 \lambda/D$ . Decreasing the dark hole size improves the high-contrast performance (1) for frequencies outside the dark hole, as the algorithm mimics aliased speckles by putting more energy at frequencies outside the dark hole area, but also (2) for frequencies inside the dark hole: as the dark hole size decreases, the needed DM frequencies decrease such that the DM better reproduces the phase pattern at those frequencies (which is equivalent to increasing the number of actuators, as in Section 3.2).

### 3.4 Summary

In this section, we analytically or semi-analytically studied some limitations to high-contrast imaging. The actuator number and frequency folding significantly impact the performance, but this impact can be minimized by narrowing the dark hole. Furthermore, an analytical approach of the impact of the DM location with simplifying assumptions showed that high-contrast imaging at small separation requires a large setup and a small dark hole size. We now use a more realistic model to validate the impact of these limitations.

## 4 MODEL DEFINITION

This section defines the model we use to simulate high-contrast imaging at a small separation with two DMs. In the following we do not treat (1) quasi-static aberrations, as we assume a correction with a time-scale shorter than structural or thermal changes, or (2) dynamical aberrations. The second assumption can be realized with a spatial instrument or by assuming that atmospheric turbulence has been corrected by an ExAO system (see further comments in the Discussion section).

### 4.1 Numerical assumption

We assume a perfect coronagraph that removes all the coherent light without aberration. The light is propagated along a setup free of aberration, up to a *coronagraphic pupil plane*, where the complex amplitude is recorded and subtracted when running simulations with aberrations. We thus assume that our perfect coronagraph is not able to correct any term owing to aberration. For small aberration, the pupil electric field is defined as

$$E_p = 1 + iA\varphi - \frac{1}{2}A\varphi^2. \quad (21)$$

The perfect coronagraph removes the deterministic (constant) term but cannot correct for the linear term  $iA\varphi$  nor for the quadratic amplitude term  $\varphi^2/2$  (the perfect coronagraph defined here is sensitive to the aberrations and thus cannot correct for the phase contribution). Some perfect coronagraph definitions in the literature (Cavarrac et al. 2006; Sauvage et al. 2010) minimize the integrated energy after a coronagraph (by subtracting the mean of this quadratic term  $\overline{\varphi^2/2}$ ) and thus better reflect a coronagraph that removes the central pattern (e.g. a four-quadrant phase mask or vortex). Because our simulation attempts to define the ability to correct for amplitude and phase aberrations with two DMs when using different phase patterns, we choose to define a coronagraph sensitive to aberrations.

Furthermore, we focus in this paper on the linear approach of the algorithm that minimizes the overall energy inside the dark hole (Section 2.1.2). The DM coefficients are computed using equation (5). We do not restrain the DM stroke (EFC or stroke minimization) because we want to assess the impact of setup parameters, especially the DM distances, on high-contrast performance regardless of the stroke values. In practice, the DM strokes in our simulation are within the algorithm linear regime. We finally assume a perfect estimation of the complex amplitude at the focal plane.

### 4.2 Numerical implementation

#### 4.2.1 Optical model

An end-to-end model is defined based on a generic setup for high-contrast imaging. The setup consists of  $\sim 25$  optics (which is typical of current high-contrast imaging instruments) containing, amongst other items, a pupil simulator, two DMs and a perfect coronagraph. Paraxial lenses ensure the transition between the image and pupil planes. The setup is monochromatic at  $1.65 \mu\text{m}$ , and the pupil is assumed to be circular with a diameter of  $7.7 \text{ mm}$ .

Active optics (DMs) have  $32 \times 32$  actuators with a  $300\text{-}\mu\text{m}$  pitch, corresponding to  $22 \times 22$  active actuators in the pupil. The optical baseline allows the testing of DM distances up to  $2.5 \text{ m}$ .

Passive optics have a circular shape amplitude, assumed to be larger than the pupil diameter (four times the pupil diameter). Each optic is computed with random static aberrations defined by their total amount of aberration (in nm rms) and their frequency distribution (power law of the power spectral density, PSD). For statistical analysis, 128 phase realizations are defined per optic. We do not add amplitude error on optics, such that the amplitude error present in the setup results from the Fresnel propagation of phase errors.

#### 4.2.2 Dark hole algorithm implementation

The interaction matrix  $M_0$  from equation (5) defines the system response to each DM actuator and is numerically computed by poking

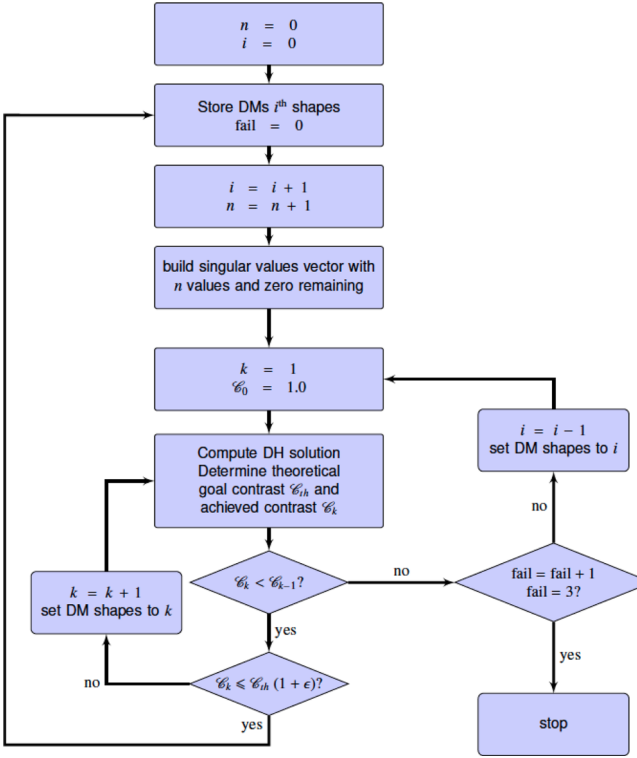


Figure 9. Flow diagram of the dark hole algorithm.

each DM actuator (with phase  $\ll 1$  rad to maintain the linear approximation), then propagating all along the setup and recording the complex amplitude at the image plane. We note that the computation of  $M_0$  assumes no aberration on the optics, which is equivalent, for a setup with low noise level, to poking the actuator by positive/negative values to remove the aberration contribution. The real part of the matrix is inverted using singular value decomposition (SVD), and the singular value vector is sorted from the highest to the lowest values. In order to avoid divergence and optimize the algorithm, we use a two-level iterative process, as illustrated in Fig. 9. The first iterative process impacts the singular value vector, which is built up by taking the  $n$  first singular values and zeroing the remaining. The dark hole solution (DM coefficients) is then computed in a second iterative process, until the obtained contrast is close to the theoretical one (by a factor of  $1 + \epsilon$ , with  $\epsilon$  typically of the order of 10 per cent). The algorithm then adds the next  $n$  singular value (that was zeroed in the previous step) to the singular vector, and this process is repeated until an overall best contrast is obtained. If a better contrast cannot be reached, the previous DM shapes are used

as a starting point to the process: this prevents the algorithm from stopping when close singular values give similar performance and thus prevent a local minimum solution.

The singular value threshold  $n$  at each iteration is empirically determined as a compromise between the performance and the computational time and depends mainly on the setup aberration level.

High-contrast imaging around  $1 \lambda/D$  requires a large setup (DM distances of a few metres) and a small dark hole as described in Section 3.1. We thus define for the simulation a dark hole from 0.8 to  $4 \lambda/D$  to emphasize performance at very small separations.

#### 4.2.3 Numerical code

The code we use for the Fresnel propagation between each optical element is PROPER (Krist 2007). This code uses the angular spectrum and Fresnel approximation as propagation algorithms; the procedure automatically determines which is the best algorithm to implement. PROPER and the dark hole algorithm were written in IDL but ported to C++, such that the computation of several configurations can be performed simultaneously in a data centre available at Observatoire de la Côte d’Azur to speed up the computational time (from one day to several hours). The numerical pupil diameter size is 400 pixels for a grid size of 2048 pixels.

## 5 NUMERICAL RESULTS

### 5.1 Illustration of simulated dark holes

For illustration purposes, this section describes the high-contrast capability of our numerical dark hole implementation and the metric used to estimate performance. We focus on the case where  $DM_1$  is in the pupil plane and  $DM_2$  is 0.5 m from the pupil plane. This case is not the DM location that provides the best performance, but solely represents an example of achievable contrast. Fig. 10 shows the image contrast ratio (logarithmic scale) before the coronagraph (left), after the coronagraph (middle) and after the wavefront shaping (right). The contrast ratio used in the following is the one defined in Section 3.2. The setup optic aberrations are set to 5 nm rms per optic (overall setup aberration level of about 20 nm rms), with the aberration PSD in  $f^{-3}$ , where  $f$  is the spatial frequency. The metric used in the following to estimate the high-contrast imaging performance is the  $5\sigma$  contrast ratio  $\mathcal{C}$ .

### 5.2 Impact of DM location on high-contrast performance

We assume that each optic contains an aberration of 5 nm rms and a PSD power law in  $f^{-3}$ , which is typical of current manufacturing

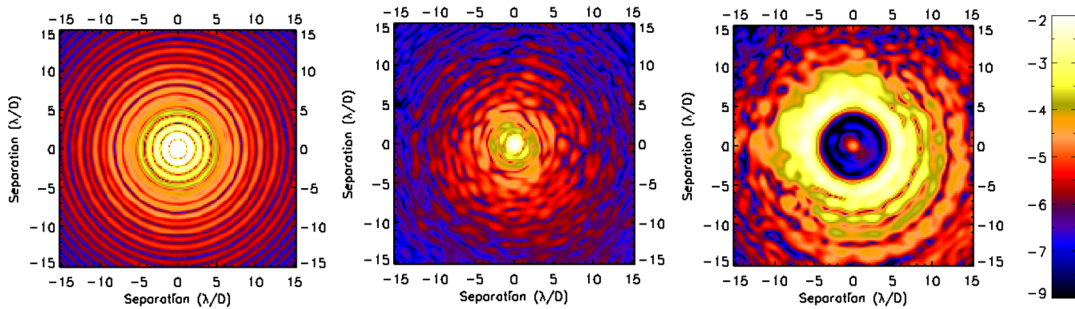
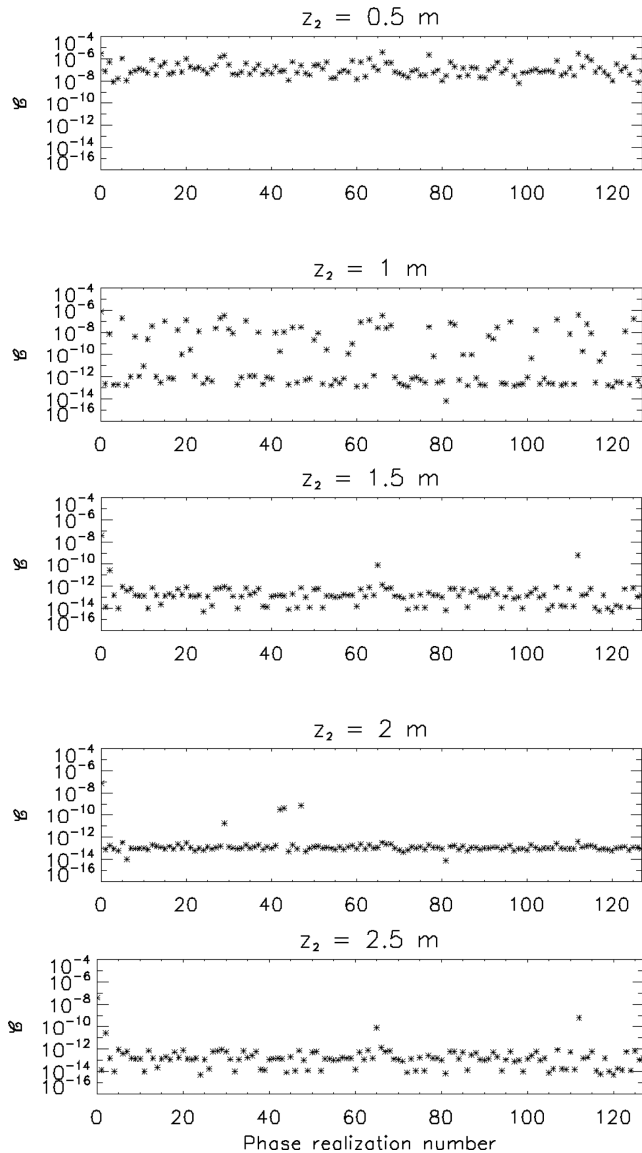


Figure 10. Contrast ratio image (logarithmic scale) before (left) and after (middle) the coronagraph and after the wavefront shaping with the two deformable mirrors (right)



**Figure 11.**  $5\sigma$  contrast ratio within a dark hole (from 0.8 to  $4 \lambda/D$ ) as a function of the phase realization number for  $DM_1$  in the pupil plane and  $DM_2$  situated (from top to bottom) 0.5, 1, 1.5, 2 and 2.5 m from the pupil plane.

processes. For statistical analysis, we computed 128 different random aberration realizations for each optic in the setup.

Fig. 11 is an illustration of the typical output that will be used in the forthcoming sections. Each asterisk represents the  $5\sigma$  contrast ratio median computed within the dark hole (defined from 0.8 to  $4 \lambda/D$ ), when  $DM_1$  is in the pupil plane and  $DM_2$  is at various distances from the pupil plane. As  $z_2$  increases, the overall contrast ratio decreases, reaching a minimum of about  $10^{-13}$  when  $DM_2$  is  $\sim 2$  m from the pupil plane and increasing for the largest distance (2.5 m). This result is consistent with the semi-analytical analysis of Section 3.1 with an optimum  $z_2$  around 1.8 m when the first DM is in the pupil plane. We note a large dispersion in phase realization when the DM distance is not optimum ( $z_2$  of 1 m for instance). The algorithm achieves a very low contrast ratio ( $10^{-13}$ ) because the coronagraph is assumed to remove all the light without aberration and because we take into account only amplitude errors from the

propagation of static phase errors, so that the fundamental limitation at small separation can be assessed.

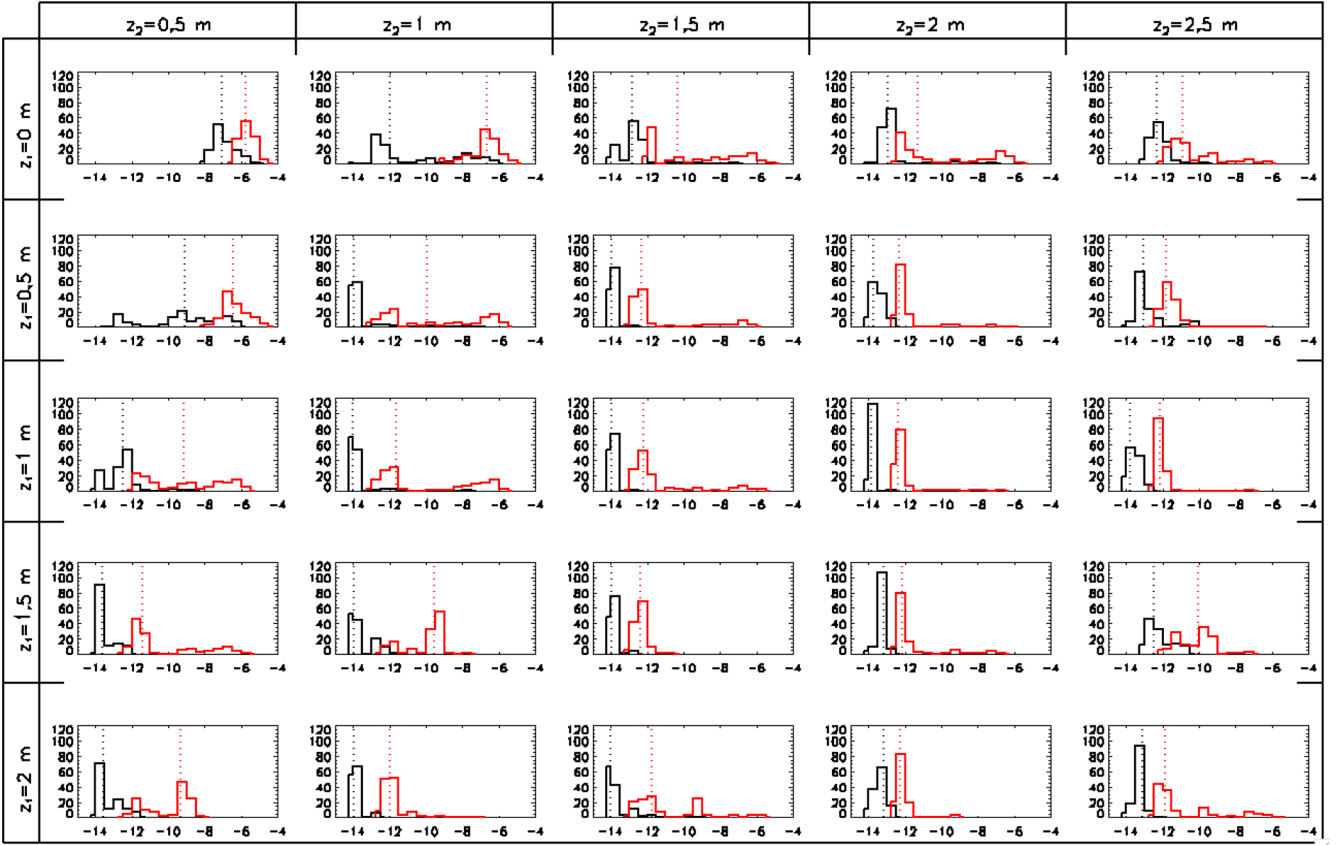
The DM distances are tested in several cases: with  $DM_1$  in the pupil plane, at 0.5, 1, 1.5 and 2 m from the pupil plane, and with  $DM_2$  at 0.5, 1, 1.5, 2 and 2.5 m from the pupil plane. The contrast ratio histograms for each DM location (when varying  $z_1$  and  $z_2$ ) are presented in Fig. 12. Each plot represents the number of realizations (ordinate) that reaches a given  $5\sigma$  contrast (abscissa, in logarithm scale). Black and red histograms represent simulations with respectively 5 and 10 nm rms per optic and with PSD in  $f^{-3}$  (overall setup amount of  $\sim 20$  and  $\sim 40$  nm rms)<sup>2</sup>. The dotted line is the median of the achieved contrast ratio for each case. For illustration, the plot in Fig. 11 is represented by the first row in Fig. 12. As each DM location increases, histograms are sharper (less dispersion) and the medians (dotted lines) are lower (better contrast). Optimum performance with 20 nm rms is obtained for  $z_2$  between 1.5 and 2 m when  $z_1 = \{0, 0.5, 1 \text{ m}\}$ , for  $z_2 = 1.5$  m when  $z_1 = 1.5$  m, and for  $z_2 = 1$  m when  $z_1 = 2$  m, with a slightly higher contrast at  $z_1 = z_2 = 1.5$  m. These results are in agreement with the analytical approach (see Fig. 4), illustrating the fact that the approximation used in Section 3.1 is valid to estimate the optimum DM distances. Increasing the amount of aberration degrades the overall performance (because the setup is outside of the linear assumption used in the energy minimization algorithm) but does not impact the optimum DM location. Plots on Fig. 4 also shows large bimodal histograms in several cases (for instance when  $z_1 = 0.5$  m and  $z_2 = 1.5$  m), illustrating when the algorithm is out of the linear assumption but also the fact that our dark hole numerical computation could be optimized with a more complex algorithm.

### 5.3 Impact of aliased speckle (aberration PSD)

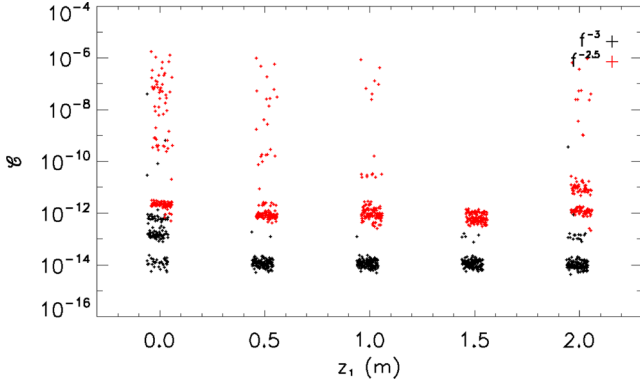
Section 3.3 showed for a simple case that speckles with frequencies outside the dark hole create aliased speckles inside the dark hole. In order to estimate the impact of these aliased speckles on the performance, we simulate an aberration pattern with a greater PSD power-law exponent than in the previous section. The PSD power law impacts the aberration frequency distribution: the amount of aberration at large frequencies increases when the power law increases. We test two power-law realizations: with less aberration at high frequencies, and thus less aliased speckles (PSD in  $f^{-3}$ ), and with more aberration at high frequencies (PSD in  $f^{-2.5}$ ). The simulation is realized in a representative case: with  $DM_2$  at 1.5 m from the pupil plane and with  $DM_1$  at the pupil plane and at 0.5, 1, 1.5 and 2 m from the pupil plane. This case is representative because the contrast increases as  $z_1$  increases, with good performance for  $z_1$  between 0.5 and 1.5 m (see column 4 in Fig. 12). The results are presented in Fig. 13, where the  $5\sigma$  contrast ratio within the dark hole is shown as a function of  $z_1$  for a  $z_2$  of 1.5 m. Each plus sign is a phase realization, and black and red plus signs represent the computation with the PSD in  $f^{-3}$  and  $f^{-2.5}$ , respectively. We note a significant performance degradation when increasing the PSD power law (red curve), with larger dispersion in phase realization and a worse contrast ratio. This is consistent with Section 3.3, which shows the large impact of aliased speckles in high-contrast imaging. The optimum  $DM_1$  location is unchanged for the two simulations (1.5 m).

<sup>2</sup> The 128 realizations for each distance use the same 128 sets of aberrations (same 128 seeds).





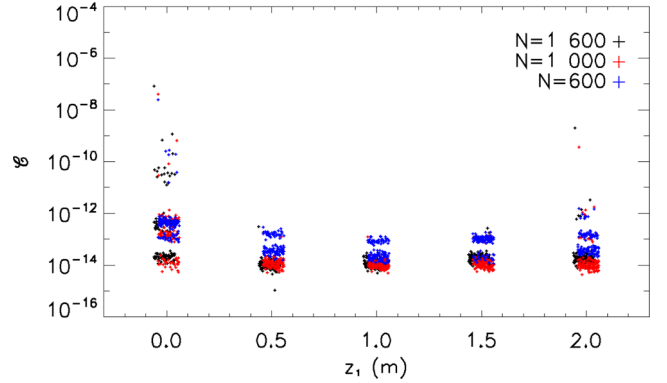
**Figure 12.**  $5\sigma$  contrast ratio histogram for each DM location. The histogram is the number of realizations that achieve the contrast ratio defined on the abscissa (scale in powers of ten). The black and red histograms correspond to setup aberrations of 20 and 40 nm rms. The dotted lines are the contrast median for each case.



**Figure 13.**  $5\sigma$  contrast ratio within the dark hole (from 0.8 to  $4 \lambda/D$ ) as a function of  $z_1$  for  $z_2 = 1.5$  m. Each plus sign corresponds to a random phase realization. Black and red plus signs represent the realization with the power spectral density in respectively  $f^{-3}$  and  $f^{-2.5}$ .

#### 5.4 Impact of actuator number

This subsection illustrates the impact of actuator number on high-contrast imaging in a representative case (same as Section 5.3), with a  $z_2$  of 1.5 m and  $z_1 = \{0, 0.5, 1, 1.5 \text{ and } 2 \text{ m}\}$ . The number of actuators is tested with  $24 \times 24$  ( $\sim 600$ ),  $32 \times 32$  ( $\sim 1000$ ) and  $40 \times 40$  ( $\sim 1600$ ) actuators per DM. The obtained  $5\sigma$  contrast ratio for  $z_1$  from 0 to 2 m from the pupil plane is shown in Fig. 14 (from top to bottom). The contrast with 600 actuators (black plus signs)

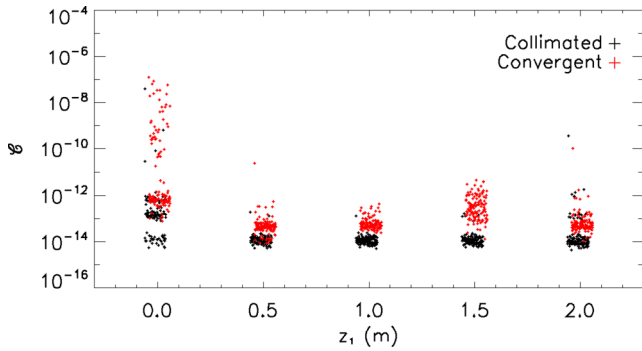


**Figure 14.**  $5\sigma$  contrast ratio within the dark hole (from 0.8 to  $4 \lambda/D$ ) as a function of  $z_1$  for  $z_2 = 1.5$  m. Each plus sign corresponds to a random phase realization. Black, red and blue plus signs correspond to the simulation with respectively 1600, 1000 and 600 actuators.

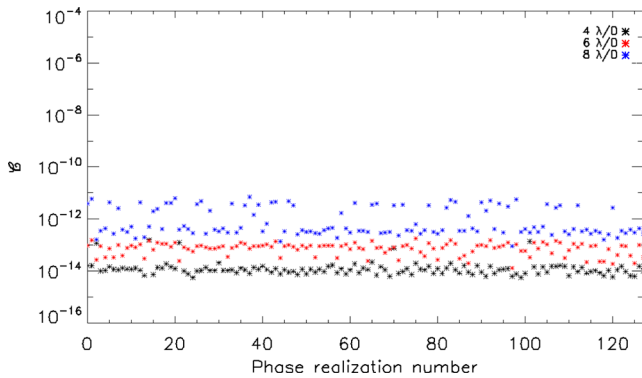
is slightly worse than the contrast with 1000 and 1600 actuators, showing that the dark hole is sufficiently small (from 0.8 to  $4 \lambda/D$ ) to be negligibly impacted by the actuator number (see Section 3.2).

#### 5.5 Impact of optical design architecture

The impact of the optical design architecture is determined with DM<sub>2</sub> at 1.5 m from the pupil plane and DM<sub>1</sub> at the pupil plane



**Figure 15.**  $5\sigma$  contrast ratio within the dark hole (from 0.8 to  $4 \lambda/D$ ) as a function of  $z_1$  for  $z_2 = 1.5$  m. Each plus sign corresponds to a random phase realization. Black and red plus signs correspond to the simulation in collimated and convergent beams, respectively.



**Figure 16.**  $5\sigma$  contrast ratio as a function of the phase realization number for DM<sub>1</sub> and DM<sub>2</sub> at 1.5 m from the pupil plane. Black, red and blue asterisks correspond to the simulation for dark holes defined respectively from 0.8 to  $4 \lambda/D$ , from 0.8 to  $6 \lambda/D$  and from 0.8 to  $8 \lambda/D$ .

and at 0.5, 1, 1.5 and 2 m from the pupil plane (same as in the previous subsections). We test two architectures: with DM<sub>2</sub> in a collimated or a convergent beam (see Section 2.2). The size of the beam at DM<sub>2</sub> is 0.9 times the size of the corresponding collimated beam, leading to a small loss in DM actuators ( $\sim 20$  per cent loss in a given area). The results are presented in Fig. 15: each plot is the  $5\sigma$  contrast ratio as a function of  $z_1$  for the setup in collimated (black plus signs) and convergent (red plus signs) beams. We see no significant impact (slight performance degradation) on the high-contrast performance with the two architectures, because the dark hole size is small and thus less sensitive to the actuator number. The two architectures are thus almost equivalent in terms of performance, as long as the loss in actuator number does not impact the performance.

### 5.6 Impact of dark hole size

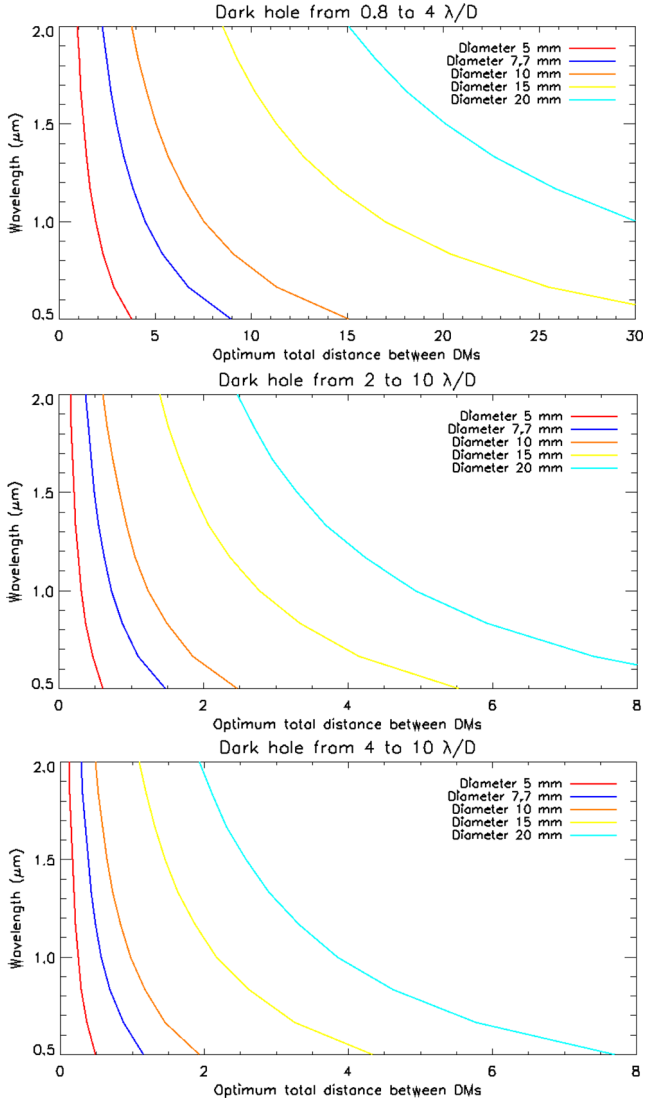
This subsection describes the impact of the dark hole size on the overall performance. The simulation is realized for the two DMs at 1.5 m from the pupil plane. We define three dark hole sizes: from 0.8 to  $4 \lambda/D$ , from 0.8 to  $6 \lambda/D$  and from 0.8 to  $8 \lambda/D$ . The results are presented in Fig. 16. The figure shows the  $5\sigma$  contrast ratio as a function of phase realization number for the different dark hole

sizes. As the dark hole size increases, the performance becomes worse and the dispersion increases, consistent with the analysis in Section 3.1.

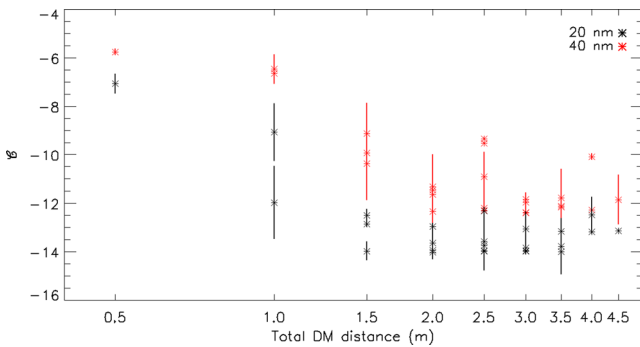
## 6 DISCUSSION

We defined the potential limitations when searching for high-contrast images at very small separations (about  $1 \lambda/D$ ). An analytical or semi-analytical analysis with simple assumptions (Section 3) shows that aliased speckles and actuator number significantly limit high-contrast imaging but that the effects can be mitigated by using small dark hole sizes. The analysis also shows that wavefront shaping at small separations with two DMs requires large DM locations and a small dark hole size owing to the modulation of out-of-pupil DMs. In depth end-to-end simulation is developed to take into account the Fresnel propagation of phase errors. The results show a significant performance dependence on the DM location (Section 5.2), on the aberration amount and the PSD power law owing to aliased speckles (Section 5.3), and on the dark hole size (Section 5.6). A PSD in  $f^{-2.5}$  with 5 nm per optic (overall setup amount of  $\sim 20$  nm rms) significantly degrades the contrast compared with a PSD in  $f^{-3}$ . Furthermore, the architecture and the actuator number do not significantly impact the results because the dark hole size is small. The optimum total distance between the two DMs can be estimated by the analytical approach, by defining the optimum distance as the one that equalizes the DM sine and cosine contributions at the focal plane (see Section 3.1). Fig. 17 shows the optimum total DM distance for several setup parameters (pupil size and wavelength) and dark hole frequencies. It represents the optimum total distance between the two DMs ( $z_1 + z_2$ ) on the horizontal axis as a function of the wavelength (vertical axis) for (from top to bottom) the dark hole defined from 0.8 to  $4 \lambda/D$ , from 2 to  $10 \lambda/D$  and from 4 to  $10 \lambda/D$ . The red, dark blue, orange, yellow and light blue curves (plotted from left to right in all figures) represent respectively pupil diameters of 5, 7.7, 10, 15 and 20 mm. We see that high-contrast imaging within the dark hole at small separations (top plot) requires a large setup compared with larger dark holes (centre and bottom plots). The figure also shows a strong dependence on the pupil diameter (large diameters – yellow and light blue curves – require a larger DM distance) compared with a weak dependence on the wavelength. When designing an optical high-contrast bench, this figure can be useful for a baseline solution for optics typical distances, because the overall setup length scales with the DM distances. The simulation in this paper is represented by the blue curve in the top figure, showing an optimum total distance of 2.7 m at  $1.65 \mu\text{m}$ . This is consistent with the numerical results from end-to-end simulation as shown in Fig. 18, which represents the contrast ratio  $\mathcal{C}$  as a function of the total distance between the two DMs for an aberration of 20 nm (black) and 40 nm (red). Solid lines correspond to the dispersion (number of random realizations that reach a contrast ratio greater than  $5\sigma$  of the contrast values). The optimum DM distance (that reaches the best contrast) is about 3 m and does not depend on the amount of aberration. We also see a significant contrast ratio degradation when increasing the aberration from 20 to 40 nm (contrast ratio from  $\sim 10^{-14}$  to  $10^{-12}$ ). Regarding the actual achievable contrast, the best contrast value should be computed for each specific set of parameters (according to the optimal DM distance presented in Fig. 17), as there is no simple analytical way to assess the achievable contrast.

The simulation in Sections 4 and 5 assumes a perfect coronagraph and AO system, leading to resulting contrast values well below what



**Figure 17.** Optimum distance between the two deformable mirrors for different dark hole sizes, wavelengths and pupil diameters. From top to bottom, the dark hole changes from 0.8 to 4, from 2 to 10 and from 4 to 10  $\lambda/D$ . Each plot represents the setup wavelength as a function of the optimum deformable mirror distance. The red, dark blue, orange, yellow and light blue curves represent respectively pupil diameters of 5, 7.7, 10, 15 and 20 mm.



**Figure 18.** Contrast ratio (asterisks, logarithmic scale) as a function of the total distance between the deformable mirrors for aberrations of 20 nm (black) and 40 nm (red). Solid lines correspond to the dispersion (number of random realizations that reaches a contrast ratio greater than  $5\sigma$  of the contrast values).

can be achieved in realistic conditions. We nevertheless show that an inappropriate optical configuration (not optimum DM distances or large amount of high-frequency errors) can limit the results at the same order of magnitude as real AO systems or coronagraphs. In order to put these results into the context of future large telescope extreme performances, we simulate a pseudo-corrected wavefront corresponding to an AO system on a 40-m telescope diameter (Kolmogorov model) with  $200 \times 200$  actuators (as expected for the E-ELT, Kasper 2012). A more realistic coronagraph is not simulated, as we do not take into account special coronagraphic mask manufacturing defects, because they are specific to each coronagraph. The uncorrected high-frequency aberrations (beyond the DM cutoff frequency) severely degrade the achieved contrast to a level of  $10^{-5}$ , largely dominated by aliased speckles, consistent with Section 5.3. Although it is beyond the scope of this paper, we find that these high frequencies can be removed by placing a spatial filter (a simple hole) at a focal plane after the AO correction level but before the coronagraphic instrument. A spatial filter does not totally remove the high frequencies, because the diffraction effect of the filter itself creates high frequencies, but at a much lower level. This is the same principle as for the spatially filtered wavefront sensor described in Poyneer & Macintosh (2004) to reduce wavefront estimation errors resulting from aliasing. In our case, the simulation shows no performance impact when reducing the high-frequency errors by an amount of 10 or more. The next step could be to perform a full and more realistic simulation in the case of ground-based telescopes with atmospheric turbulence using this spatial filtering method.

## 7 CONCLUSION

In this paper, we have assessed the main limitations to high-contrast imaging at small separations using wavefront control with two DMs. We first analysed, analytically or semi-analytically, some limitations to high-contrast imaging owing to DM location, actuator number and aberration magnitude and power spectrum (*aliased* speckles). This analysis showed that high-contrast imaging around  $1 \lambda/D$  requires large inter-DM distances and small dark hole sizes. An in-depth simulation was developed to validate these theoretical results. The simulated model is based on a generic high-contrast test-bed combining a coronagraph and a wavefront control system with two DMs. The simulation takes into account the Fresnel propagation of static aberrations. We demonstrated that (1) the optimum DM location can be estimated analytically, (2) the dark hole algorithm is sensitive to the amount and the spatial distribution of optic aberrations (owing to aliased speckles and the linear assumption of the algorithm), and (3) decreasing the dark hole size minimizes the performance dependence on actuator number and thus on the setup architecture (DM in convergent or collimated beams). We also demonstrated that high-contrast imaging at small IWA requires a small dark hole size to be consistent with the analytical approach of Section 3.1. The setup optimization (DM location) depends on the required IWA with a strong difference in setup length when targeting high-contrast imaging at small or large separations. Although this work is focused on high-contrast imaging at small separations, the analytical or semi-analytical approach can be used as a basis to define high-contrast imaging setup at any separation. Future laboratory tests in the Lagrange Laboratory will enable the validation of these results.

## 2.5 Le projet SPEED : description et simulation

Les simulations présentées dans la section précédente ont été appliquées à un projet destiné à l'imagerie à haut-contraste, SPEED (*Segmented Pupil Experiment for Exoplanet Detection*), développé au laboratoire Lagrange et initié par Patrice Martinez. Les prochaines sections décrivent le projet et montrent les résultats des simulations de mon travail lié à ce contexte.

### 2.5.1 Description du projet

SPEED est un projet d'instrument qui a débuté au laboratoire Lagrange en 2013 et qui a pour but d'atteindre du haut-contraste à faible séparation avec des pupilles segmentées. Le contexte de ce projet est lié au développement de l'E-ELT mais peut s'appliquer à n'importe quelle pupille segmentée au sol (ELTs, TMT...) ou dans l'espace (JWST ou successeurs). Le cas scientifique associé à ce banc est la détection directe de planètes dans leur zone habitable, en orbite autour de naines M (voir section 2.1). Les prochaines sections décrivent brièvement le projet (une description plus détaillée est présentée dans [Martinez et al. \[2014, 2016\]](#)) et les simulations *end-to-end* rattachées au projet.

#### 2.5.1.1 Objectifs

SPEED a pour objectif principal d'atteindre un contraste de  $10^{-7}$  à  $1 \lambda/D$  en bande H (autour de  $1.65 \mu\text{m}$ ) en contrôlant l'alignement des segments du télescope grâce à une unité de phasage, et en créant un *dark hole* à petite séparation en combinant un coronographe et une optique active. Ce projet est un banc de recherche pour déterminer les limitations fondamentales du haut contraste

- i) en explorant différentes méthodes de phasage,
- ii) en étudiant la propagation des erreurs et leur impact sur les performances,
- iii) en tenant compte des discontinuités d'amplitude (dues aux interfaces inter-segments ou à des segments défectueux) soit dans le concept du coronographe, soit dans l'algorithme de *wavefront shaping*,

iv) en considérant que les ELTs résolvent partiellement les étoiles observées.

Plusieurs méthodes de phasage sont envisagées pour l'objectif i) avec analyse au plan pupille (Janin-Potiron et al. [2017]) ou plan focal (Janin-Potiron et al. [2016]). L'étude de la propagation des erreurs de phase (objectif ii)) constitue une partie du travail réalisé pour cette thèse et est présentée à la section 2.5.2.2.

L'objectif iii) vient du fait que les espaces inter-segments ainsi que l'obstruction centrale et les araignées d'un télescope tel que l'E-ELT dégradent les performances haut-contraste, causé par la figure de diffraction due à la forme de miroir (voir la section 1.3.1). Ces erreurs d'amplitude peuvent être corrigées en amont dans la conception du coronographe (voir description ci-après) et/ou par l'optique active avec, par exemple l'approche non linéaire de correction des discontinuités ACAD (*Active Compensation of Aperture Discontinuities*, Pueyo et Norman [2013]).

L'objectif iv) vient du fait que les futurs grands télescopes ont des résolutions telles qu'ils vont commencer à résoudre angulairement les étoiles observées : par exemple, la naine M *Proxima Centaure* située à 1.3 parsec sera partiellement résolue par l'E-ELT avec un rayon stellaire de  $\sim 0.1 \lambda/D$  à une longueur d'onde de  $1 \mu\text{m}$ . Le terme *partiellement résolu* est à prendre ici au sens de l'imagerie à haute dynamique qui est extrêmement sensible à un désaxement des sources lumineuses, même très faible pour certains concepts. C'est ce qu'on appelle la *fuite* de lumière (*stellar leak* en anglais) due à l'extension plus ou moins importante de l'étoile visée. Cet effet est illustré par la figure 2.32, provenant de Guyon et al. [2006] et qui montre les performances coronographiques (transmission d'un compagnon hors-axe à un contraste de  $10^{-10}$ ) pour différents types de coronographes (vortex (OVC), quatre quadrants (4QPM), apodisés (APLC), PIAA...), en tenant compte d'une source ponctuelle (en haut) ou d'une source résolue de  $0.1 \lambda/D$  (en bas). On remarque une forte dégradation des performances avec une source de taille  $0.1 \lambda/D$ , d'autant plus importante à petite séparation, qui restreint la détection d'exo-planètes dans leur zone habitable. Le but du banc SPEED est d'analyser et de réduire les impacts de la résolution de l'étoile en utilisant un coronographe adapté (voir prochaine section). Dans le cadre du projet SPEED, chaque objectif sera d'abord étudié numériquement (étude analytique ou simulation) puis testé en laboratoire.

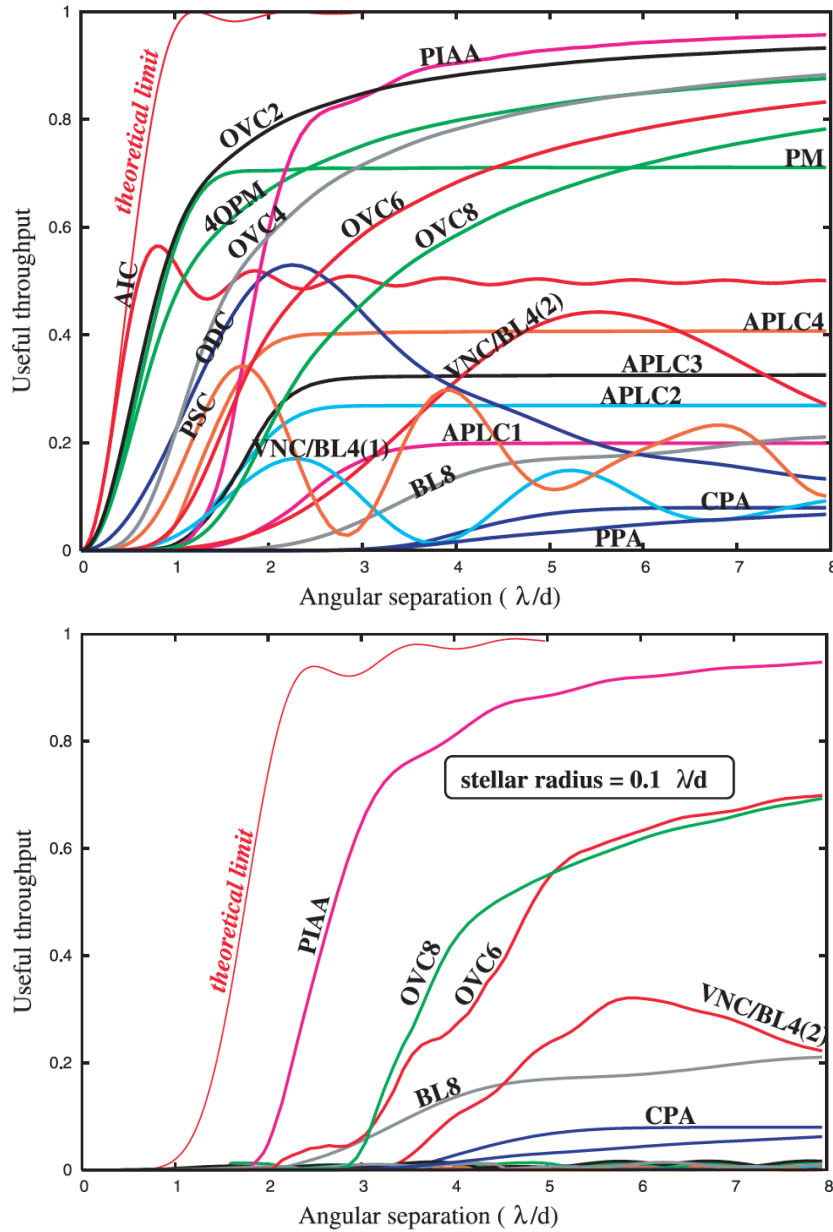


FIGURE 2.32 – Performances (transmission d'un compagnon hors-axe à un contraste de  $10^{-10}$ ) de plusieurs coronagraphes avec une étoile considérée comme un point source (en haut) ou comme partiellement résolue avec une taille de  $0.1 \lambda/D$  (en bas), à partir de [Guyon et al. \[2006\]](#).

### 2.5.1.2 Conception générale

Le banc SPEED est constitué de plusieurs modules : une source, un simulateur de télescope, un module de phasage dans le visible, et le module haut-contraste

infrarouge (IR) constitué d'un coronographe et d'une optique active. Un schéma du concept est présenté sur la figure 2.33 : un module source permet de simuler la lumière provenant d'une étoile ; une pupille segmentée reproduit ensuite la forme de l'E-ELT puis la lumière est acheminée jusqu'à une lame dichroïque qui sépare le faisceau en deux : la voie visible pour le phasage et la voie proche infrarouge pour le haut-contraste.

Le simulateur de télescope est réalisé avec un miroir segmenté de la marque

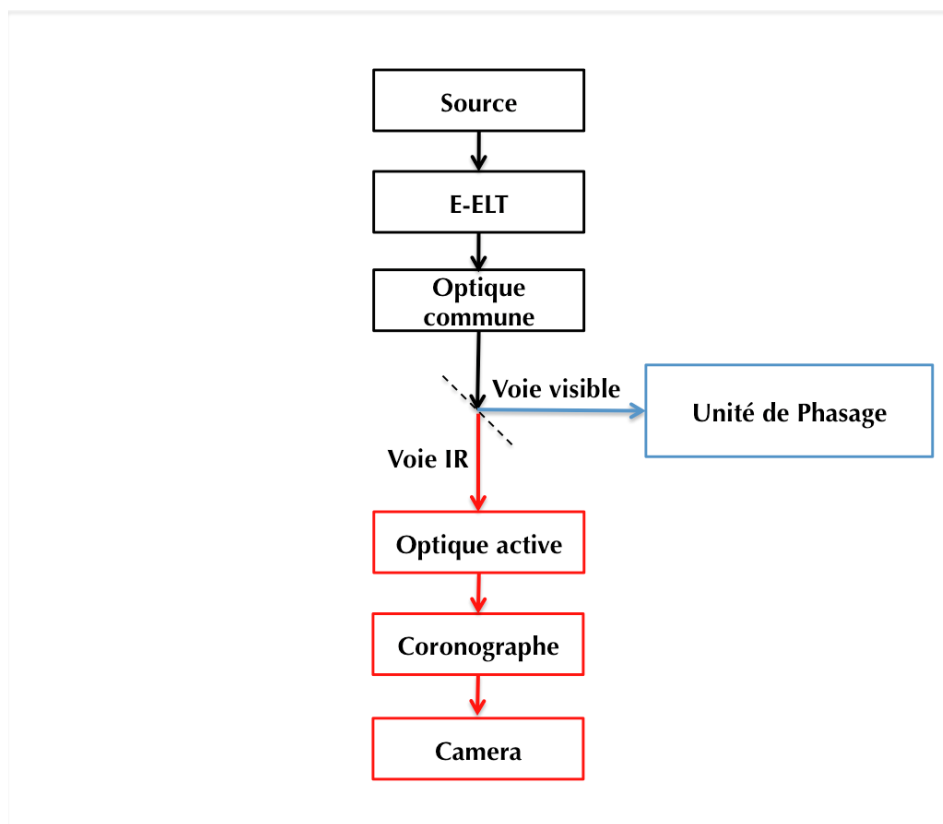


FIGURE 2.33 – Description des modules du banc SPEED.

*IRIS AO*<sup>®</sup> contenant 163 segments hexagonaux et créant une pupille de 7.7 mm de diamètre. Les araignées et l'obstruction du télescope sont simulées grâce à un masque pupillaire placé dans le plan du miroir tip-tilt.

L'unité de phasage se trouve dans la voie visible (de 450 à 750 nm) et sert à minimiser les erreurs de phase du télescope en alignant chaque segment en piston, tip et tilt. Elle utilise le principe de la SCC (*Self Coherent Camera*, Baudoz et al. [2006]) :



un masque de phase dans le plan focal diffracte suffisamment la lumière dans le plan pupillaire suivant pour y introduire une petite ouverture circulaire, décentrée, qui crée des interférences dans le plan image. L'analyse de ces interférences permet d'estimer les déphasages entre les segments (Janin-Potiron et al. [2016]).

Le coronographe est situé dans la voie infrarouge, il s'agit d'un coronographe de type PIAACMC (*Phase-Induced Amplitude Apodization Complex Mask Coronagraph*, Guyon et al. [2014]). Le principe de ce coronographe est de combiner un masque occultant complexe dans le plan focal et une apodisation créée par redistribution de la lumière grâce à un ensemble de deux miroirs. Le PIAACMC préserve à la fois la transmission d'un objet hors-axe (proche de 100%) et la capacité en résolution angulaire du télescope (les performances sont atteintes à partir de  $1 \lambda/D$ ). Ce concept innovant a été originellement proposé en 2003 (Guyon [2003]) et plusieurs tests en laboratoire ont été réalisés depuis, atteignant des contrastes entre  $10^{-7}$  et  $10^{-9}$ , en combinant le PIAA et un miroir déformable pour le contrôle du front d'onde (Belikov et al. [2009]; Guyon et al. [2010c]; Kern et al. [2009]). Le concept général a également été validé sur le télescope Subaru. L'avantage du PIAACMC est qu'il peut s'affranchir des effets de segmentation de pupille ainsi que d'une étoile résolue (Guyon et al. [2014]), au prix d'une légère perte en contraste ainsi qu'en transmission de l'objet hors-axe. Les miroirs du PIAACMC redistribuent le faisceau géométrique pour créer une apodisation d'un objet sur l'axe mais affecte également l'image d'un compagnon hors-axe en la déformant et en l'étalant sur le détecteur. Pour pallier ce problème, un ensemble de miroirs, situés après le masque occultant, appliquent la transformation inverse des premiers miroirs apodisants afin de retrouver la forme initiale de l'objet hors-axe.

Enfin, l'optique active est réalisée avec deux miroirs déformables *Boston Micromachine*<sup>®</sup> contenant chacun 34x34 actionneurs. Elle permet de renforcer les performances du coronographe, dégradées par les aberrations de phase et d'amplitude du montage optique et par les discontinuités d'amplitude de la pupille segmentée.



### 2.5.2 Simulations numériques : optimisation de la distance des miroirs déformables de SPEED

Le but du travail présenté ci-après est d'analyser l'impact de la propagation des erreurs de phase sur les performances et déterminer ainsi les positions optimales des miroirs déformables dans le montage optique de SPEED.

#### 2.5.2.1 Paramètres de simulation

La méthodologie utilisée dans le but d'estimer les distances optimales des miroirs déformables reprend la méthode présentée à la section 2.3. Le design optique utilisé pour les simulations provient de [Martinez et al. \[2014\]](#) et est présenté sur la figure 2.34 : un module source amène le faisceau dans un plan pupille contenant

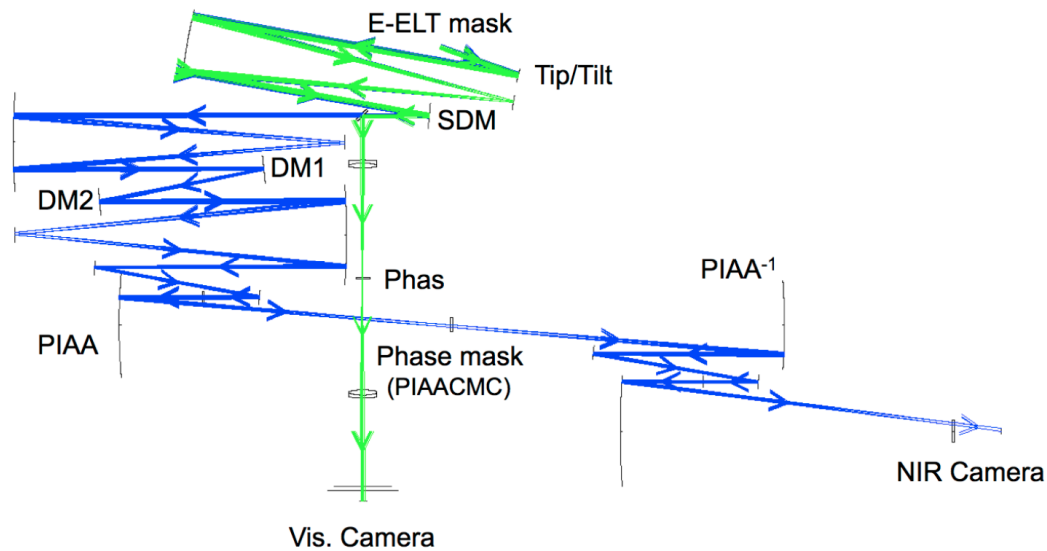


FIGURE 2.34 – Design optique préliminaire de SPEED.

un miroir Tip/Tilt qui corrige l'alignement du faisceau. Ce plan pupille est ensuite ré-imagé, grâce à une parabole hors-axe et un miroir plan, sur le miroir segmenté (dénomé SDM sur la figure 2.34). La dichroïque sépare ensuite le faisceau dans les 2 voies, visible et infrarouge (en vert et bleu sur la figure). La voie infrarouge contient les deux miroirs déformables ( $DM_1$  et  $DM_2$ ) situés à des distances variables (de 0 à 2.5 m du plan pupille), le coronographe PIAACMC (constitué des miroirs apodisants (notés PIAA) et du masque focal complexe), et les miroirs *inverses* qui corrigent la

forme d'un objet hors-axe (noté  $\text{PIAA}^{-1}$ ).

Les simulations optiques ont été réalisées à partir du premier plan pupille (plan du tip tilt). Les paraboles ont été remplacées par des lentilles paraxiales, en accord avec l'implémentation du code de propagation PROPER (voir section 2.3.2). Ainsi, les simulations ne tiennent pas compte du grandissement géométrique du design optique.

### 2.5.2.2 Résultats des simulations numériques

Les simulations ont été réalisées dans un premier temps avec cinq structures de phases aléatoires par optique (voir la description de l'implémentation numérique de la section 2.3) pour des distances du premier miroir déformable ( $z_1$ ) de 0, 0.25, 0.5, 1, 1.2 et 1.5 m et pour des distances du deuxième miroir déformable ( $z_2$ ) variant de 0.5 à 2 m. Les résultats avec le premier miroir déformable en plan pupille sont

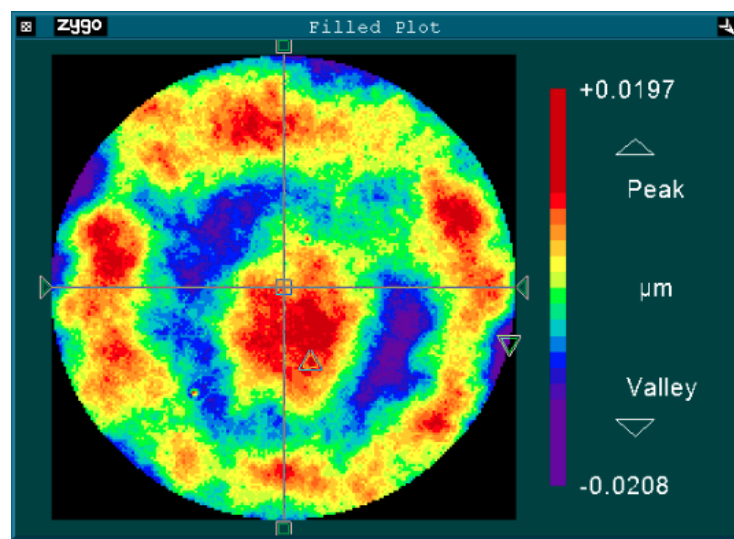


FIGURE 2.35 – Mesure au Zygo de la qualité de surface d'une parabole de SPEED.

présentés dans la section 2.5.2.3 (article de conférence *AO for ELT*) et ceux avec les deux miroirs de part et d'autre du plan pupille sont détaillés à la section 2.5.2.4 (article de conférence *SPIE*).

Les simulations ont été réalisées avec des optiques contenant 5 nm rms d'aberrations. Cette valeur a été consolidée par la mesure d'une des paraboles utilisées pour SPEED

(avant le revêtement anti-reflet). La figure 2.35 montre la mesure de la qualité de surface à l'intérieur d'une région de la parabole, définie par la taille physique du faisceau ( $\sim 10$  mm). La valeur rms mesurée des aberrations est 5.2 nm. La mesure de la loi de puissance de la DSP reste à consolider.

Un exemple de résultats obtenus est présenté par la figure 2.36 : il s'agit de l'image représentant le contraste pour  $z_1=1.5$  m et  $z_2 = \{1, 1.2, 1.5, 1.8$  m} en échelle logarithmique pour une seule réalisation aléatoire (en haut) ainsi que la valeur à  $5\sigma$  du contraste ( $\mathcal{C}$ ) pour les cinq réalisations de phase en fonction de  $z_2$ . Les barres d'erreur représentent la dispersion en contraste des réalisations. On remarque que,

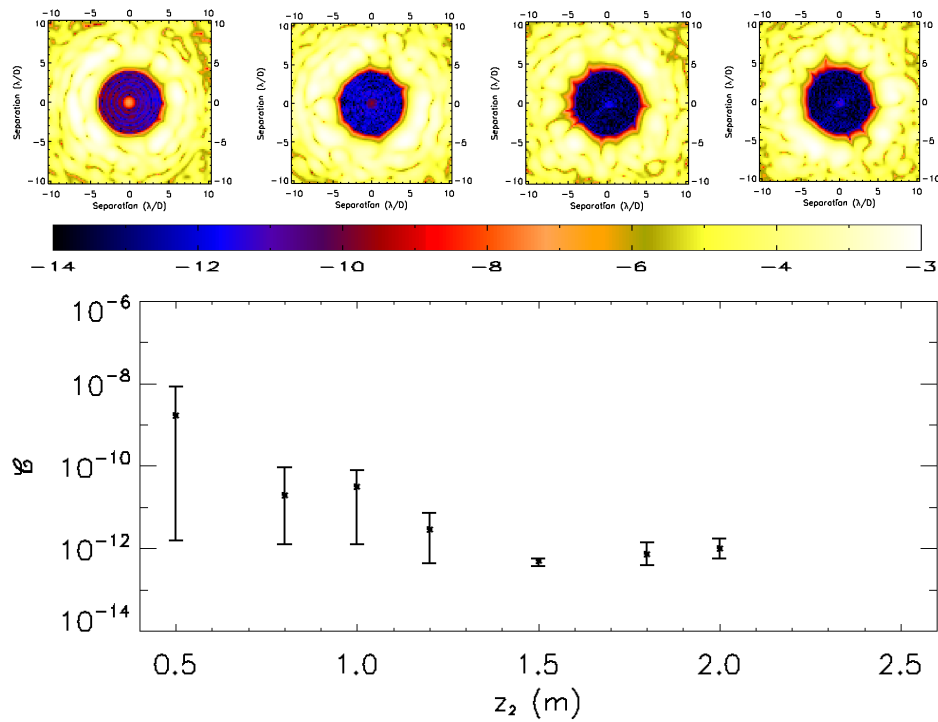


FIGURE 2.36 – Image représentant le contraste, obtenue avec  $z_1=1.5$  m et  $z_2 = \{1, 1.2, 1.5, 1.8$  m} pour une seule réalisation aléatoire (en haut) et graphe (en bas) présentant la valeur à  $5\sigma$  du contraste ( $\mathcal{C}$ ) obtenu pour les cinq réalisations de phase en fonction de  $z_2$ . Les barres d'erreur représentent la dispersion.

au fur et à mesure que  $z_2$  augmente, le contraste, ainsi que la dispersion, diminuent pour atteindre un minimum à  $z_2=1.5$  m. Ce résultat est en accord avec l'approche analytique qui montre un optimum pour  $z_2=1.3$  m lorsque  $z_1=1.5$  m (voir section 2.4.1.1).

Dans le but de réaliser un montage optique le plus compact possible pour SPEED

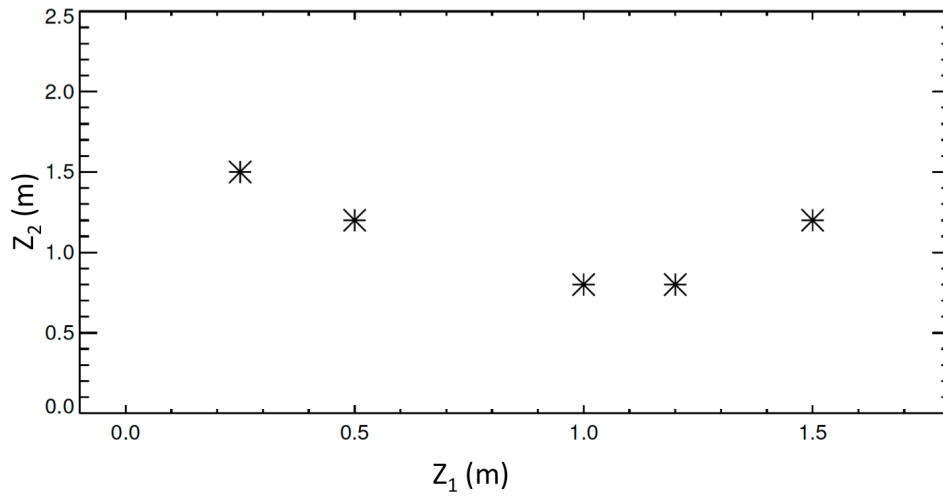


FIGURE 2.37 – Distances des miroirs déformable ( $z_1$  et  $z_2$ ) telles que les performances obtenues atteignent un contraste de  $10^{-11}$ .

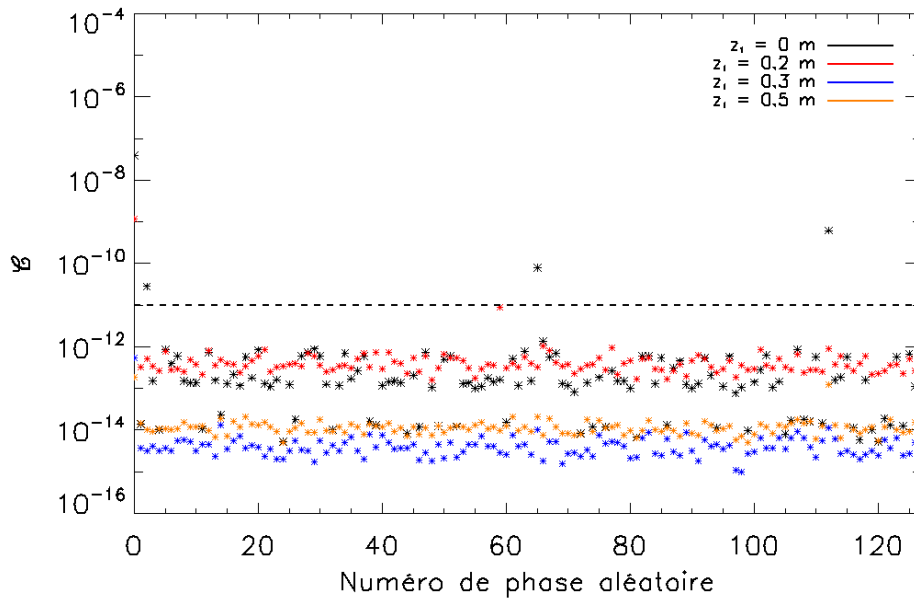


FIGURE 2.38 – Contraste à  $5\sigma$  à l'intérieur du *dark hole* (de  $0.8$  à  $4 \lambda/D$ ) en fonction du numéro de la réalisation de phase aléatoire pour différentes valeurs de  $z_1$  lorsque  $z_2=1.5$  m.

(pour simplifier l'alignement et minimiser les instabilités), nous avons déterminé la distance minimale inter-miroirs déformables qui atteint un certain contraste, défini à  $10^{-11}$  puisque des contrastes autour de  $10^{-9}/10^{-10}$  montrent une dispersion im-

portante.

La figure 2.37 montre les distances  $z_1$  et  $z_2$  qui permettent d'atteindre un contraste de  $10^{-11}$ . On note ici que le cas où le premier miroir est dans le plan pupille est un cas défavorable puisque le contraste de  $10^{-11}$  n'est pas atteint (pas de point pour  $z_1 = 0$  m). La figure montre que la distance minimale optimale entre les deux miroirs déformables est autour de 1.7 m et a ainsi conduit à des distances de miroirs définies par  $z_1 \simeq 0.2$  m et  $z_2 \simeq 1.5$  m pour le banc SPEED.

Ces résultats ont été validés lorsque l'implémentation numérique avec 128 réalisations a été mise en place, en vérifiant que, dans ce cas, le contraste atteint au moins  $10^{-11}$ . Ceci est illustré sur la figure 2.38 qui montre le contraste obtenu pour 128 réalisations aléatoires, lorsque  $z_2=1.5$  m et  $z_1 = \{0, 0.2, 0.3, 0.5\}$  m. On note que le contraste atteint est au deçà de  $10^{-11}$  lorsque le deuxième miroir est situé à au moins 0.2 m du plan pupille, confirmant les premiers résultats.

### 2.5.2.3 Article de la conférence *AO4ELT4, 2015*

# A Fresnel propagation analysis for SPEED (Segmented Pupil Experiment for Exoplanet Detection)

Mathilde Beaulieu<sup>a</sup>, Lyu Abe<sup>a</sup>, Patrice Martinez<sup>a</sup>, Olivier Preis<sup>a</sup>, Carole Gouvret<sup>a</sup>, Julien Dejonghe<sup>a</sup>,  
P. Janin Potiron<sup>a</sup>, Farrokh Vakili<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Université de Nice Sophia-Antipolis, Observatoire de la Côte d'Azur, CNRS UMR 7293, 06108  
Nice Cedex 2, France

## ABSTRACT

Direct detection and characterization of exoplanets is a major scientific driver of the next decade. Direct imaging requires challenging techniques to observe faint companions around bright stars. The development of future large telescopes will increase the capability to directly image and characterize exoplanets thanks to their high resolution and photon collecting power. The E-ELT will be composed of a segmented  $\sim 40$  m-diameter primary mirror. High contrast imaging techniques for E-ELT will thus need to deal with amplitude errors due to segmentation (pupil discontinuities between the segments). A promising technique is the wavefront shaping. It consists in the use of deformable(s) mirror(s) to cancel the intensity inside the focal plane region. Algorithm improvements and laboratory demonstrations have been developed since the last 20 years. The use of 2 deformable mirrors (DM) in non-conjugated planes will allow correcting not only for phase aberrations but also for the amplitude errors. Lagrange laboratory has begun in 2013 the development of an instrumental project called SPEED (Segmented Pupil Experiment for Exo-planet Detection). Its goal is to develop and test high-contrast imaging techniques optimized for segmented pupil. In this paper we present a detailed end-to-end simulation for the optimization of the SPEED experiment optical design. In particular, we pay attention to the optimal separation between the two DMs necessary for phase and amplitude correction. The trade-off between various parameters (field of correction, field of view, size constraints,...) is presented and discussed.

**Keywords:** Instrumentation, High-contrast imaging, Wavefront correction, Fresnel propagation, Deformable mirror

## INTRODUCTION

Future large telescopes will open a unique niche in the detection of faint exoplanet close to their sun. However, such large telescopes require segmented primary mirror that creates gaps between the mirror segments. Those pupil-plane discontinuities, combined with the secondary mirror obstruction and spiders are a major concern for the high-contrast imaging. SPEED (Segmented Pupil Experiment for Exoplanet Detection) is an experiment, started at Lagrange Laboratory in 2013, to probe high contrast capabilities with segmented pupil. The context of this study is the observation of planets around M-stars with the E-ELT. The goal of this project is to achieve high contrast at small separations in H-band ( $10^{-7}$  at  $1 \lambda/D$ , TBC) and will use for that, a phasing unit for the correction of the segment misalignments and active optics that will correct the amplitude errors due to various discontinuities in the pupil and due to the Fresnel propagation of phase errors. The active optics will include a coronagraph and a wavefront control for high-contrast imaging at the focal plane. Recent numerical solutions have been developed to correct for segments gaps and secondary support with adapted coronagraphs ([1], [2], [3], [4]) and wavefront correction [5]. SPEED will study in details the propagation errors (amplitude and phase) and their impact in high contrast capabilities. This project will help to understand the fundamental limitations of high contrast imaging when dealing with the effects of various discontinuities and missing segments in the pupil but also when dealing with the fact that ELT will partially resolve stars. Indeed, most coronagraphs have been designed assuming the star as a perfect point source. Guyon et al [1] had shown that the coronagraphs useful throughputs drop significantly when taking into account a stellar radius of  $0.1 \lambda/D$  (note that a Sun at 10 parsec observed at the E-ELT will be  $\sim 0.05 \lambda/D$  in H band). He showed that coronagraphs with highest throughput and smallest inner working angle are the most sensitive to stellar angular diameter, which prevent detection of faint exoplanet near their host star.

SPEED will need to study and test the impact of a resolved on-axis object. In this paper, we will present an overview of the SPEED project, the simulation tools in development at Lagrange laboratory and first simulation results on the optical layout optimization.

### SPEED CONCEPT OVERVIEW

The SPEED concept overview is detailed in [7] and is illustrated in Figure 1. SPEED will be composed of different instrumental modules that will be briefly described in this section. A common path will include a star/planet system simulator and a E-ELT segmented pupil simulator. A dichroic will then split the beam into two: the visible path (from 450 to 750 nm) for the phasing and a NIR path for the high-contrast imaging (active optics, coronagraph and IR camera).

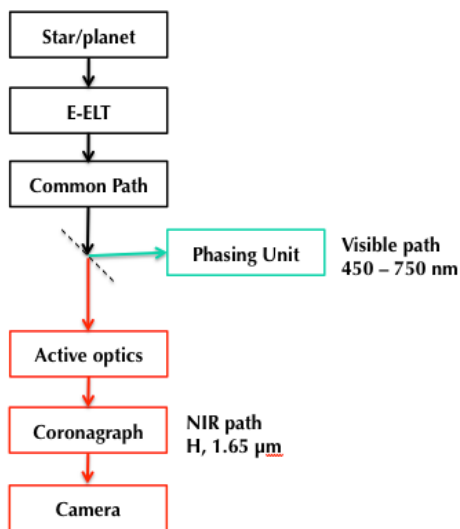


Figure 1. SPEED concept

- **Star/planet simulator.** SPEED will use a simulator inherited from the PERSEE bench [8], the Star and Planet Simulator (SPS). The principle is illustrated in Figure 2: the simulator uses the recombination of 2 optical fibers to create a star/planet system from 0.6 to 3.3 μm. The planet separation and the contrast can be adjust (contrast from 10<sup>-4</sup> to 10<sup>-6</sup> in H-band). The SPS module will deal with stellar resolution up to 0.5 mas.

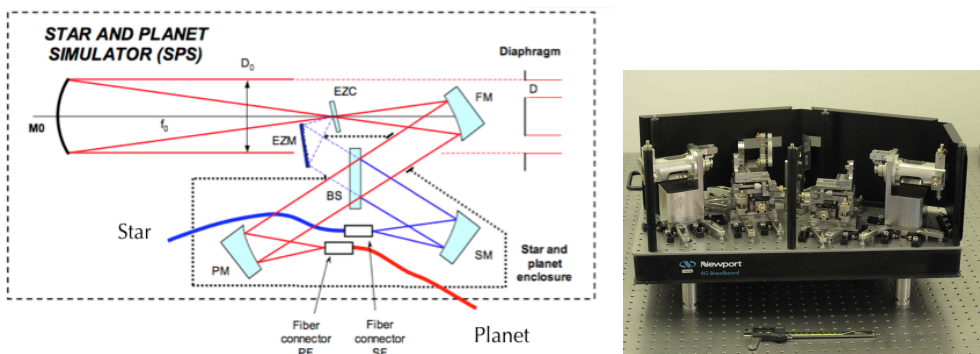
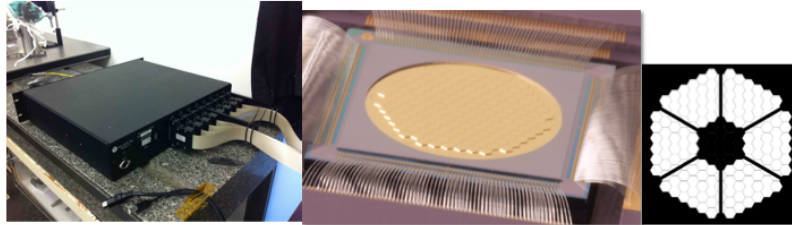


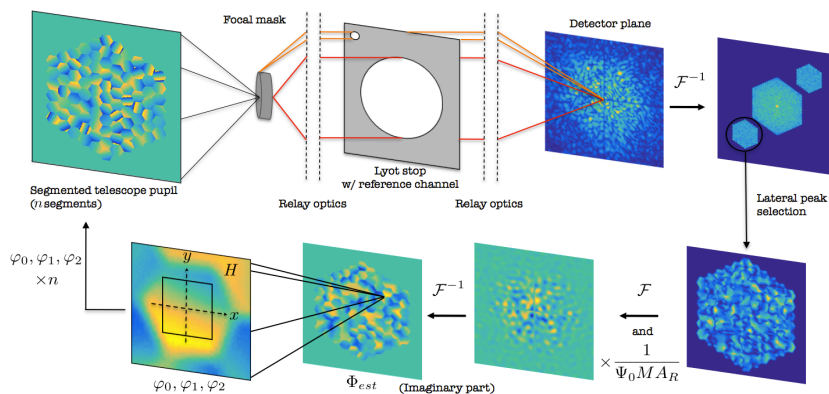
Figure 2. SPS module illustration

- **Telescope simulator.** The segmented pupil will be simulated via a IRIS AO® deformable mirror (DM). It is made with 163 segments that can be adjusted in piston and tip/tilt for a overall pupil diameter of 8 mm (see picture **Figure 3**). The spider and obstruction masks will reproduce the E-ELT obstruction and spiders.



**Figure 3.** Telescope simulator illustration with DM electronics and mirror (left and middle) and spider and obstruction shape (right).

- **Phasing unit.** Different segments phasing concepts are currently under study at Lagrange laboratory.
  - A new focal plane co-phasing sensor that uses the Self Coherent Camera (SCC) concept, developed by Baudoz et al [9]. The SCC estimates phase and amplitude aberrations upstream of a coronagraph thanks to a pinhole located at the Lyot Stop plane which creates interference pattern at the camera plane (see **Figure 4**). The goal of the current study is to adapt this technique to retrieve the segments piston and tip-tilt for co-phasing [10].

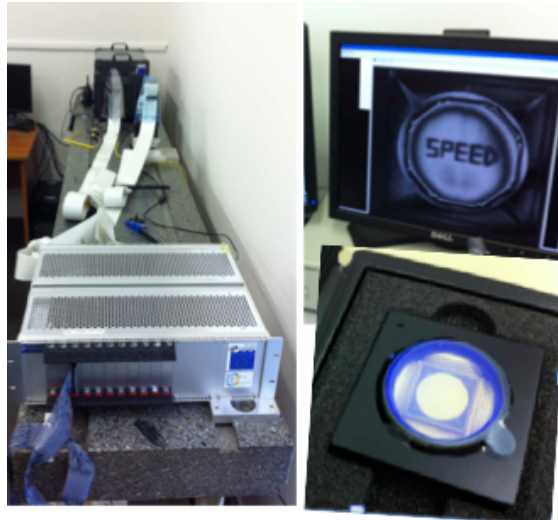


**Figure 4.** General scheme of the phasing unit using the SCC. The Fourier Transform of the interference pattern at the focal plane allows the recovery of aberrations.

- A pupil plane analysis called ZEUS (Zernike Unit for Segment phasing) developed by LAM, IAC and ESO [11]. It is based on the Mach-Zender concept but uses a simple phase mask that replaces the Mach-Zender interferometer optics.
- **Coronagraph.** The chosen coronagraph design is PIAACMC (Phase Induced Amplitude Apodization Complex Mask Coronagraph). It uses the combination of 2 out-of-pupil apodized optics and a complex focal mask [12]. It provides very good contrast at very small separation ( $1 \lambda/D$  or sub- $\lambda/D$ ) with high throughput. It can also deal with segmented pupil by correcting some pupil discontinuities. The coronagraph design is currently under study. We also consider the option to use a less complex coronagraph at the very beginning of the integration and test.



- **Wavefront control and shaping with active optics.** It will be made thanks to 2 deformable mirrors (DM) from Boston Micromachine® with 34x34 actuators (see pictures **Figure 5**). The combination of DMs and coronagraph will be optimized for high contrast imaging with segmented pupils.



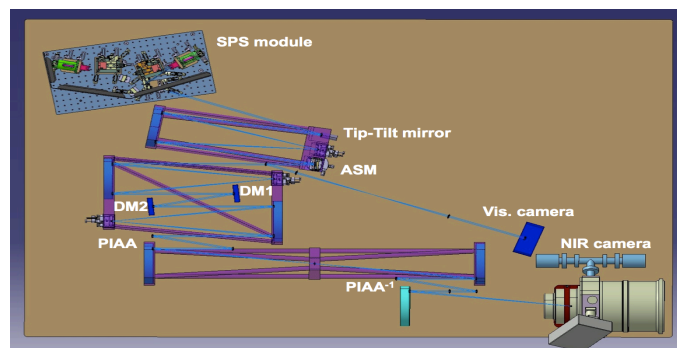
**Figure 5.** Picture of DMs for wavefront control

- **Low order wavefront correction.** The low order correction will be made with a tip-tilt mirror and a Coronagraphic Low Order Wavefront Sensor that uses light rejected by the Lyot Stop of the PIAACMC (currently used in SCExAO at Subaru [13 14]).
- 

### END-TO-END SPEED SIMULATION METHODOLOGY

SPEED combines a coronagraph and active optics to create dark zones at the image plane. An end-to-end simulation has been developed that includes the Fresnel propagation between each  $\sim 25$  optics presents in SPEED (see a preliminary design in **Figure 6**). We have initiated at Lagrange laboratory the development of some simulation tools to help for

- the optimization of the optical layout (DM location, optical sizes...)
- the prediction of the performances and contrast capabilities at small separation with unfriendly pupils
- the optimization of dark hole algorithm that deal with pupil discontinuities



**Figure 6.** SPEED preliminary design

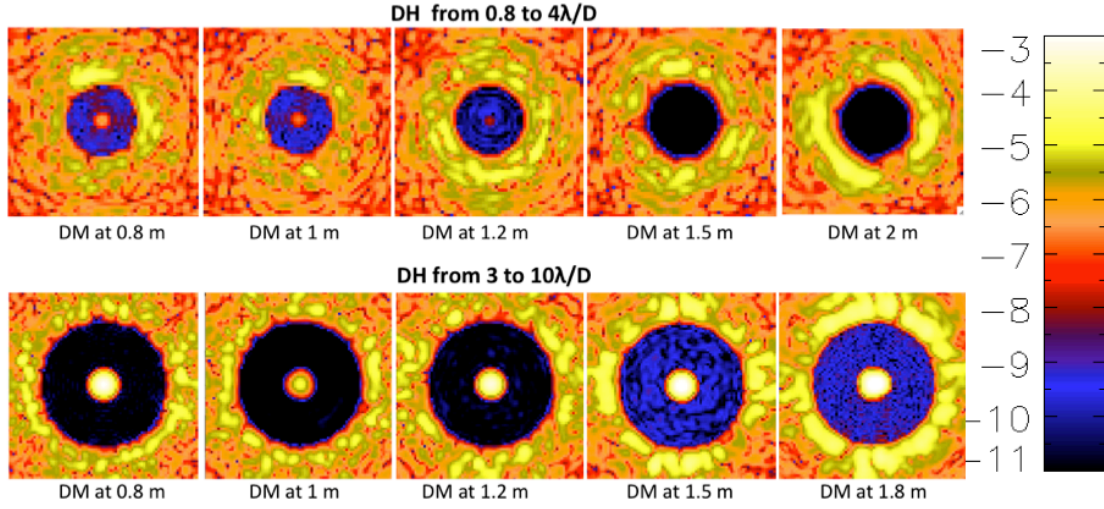
The first step of the optimization is to predict how the optical layout impacts the dark hole (DH) performances within some setup constraints: the overall setup length, the optics sizes, the best DM location... We first focused on the optimum DM location. We indeed need to analyze the focal plane contrast in different configurations: one DM at the pupil plane and one DM out of the pupil plane, 2 DMs out of the pupil plane and DMs in converging beam.

The methodology used for the optimization is described as follow:

- **Fresnel propagation.** The Fresnel code used to simulate the SPEED optical layout is called PROPER [15]. This IDL code uses the angular spectrum and Fresnel approximation as propagation algorithms; the procedures automatically determine which is the best algorithm to implement. At each propagation plane, phase and amplitude errors can be added.
- **Coronagraph.** We used for this simulation a perfect coronagraph, that removes all light present in the setup without aberrations. As we will be actually limited by a real coronagraph, the use of a perfect coronagraph will assess the ultimate effects of Fresnel propagation on DH performances.
- **Optics amplitude and aberrations.** Each optic can be implemented with different amplitude and aberration shapes. Each optic (except the 2 DMs) is assumed to have amplitudes much larger than the beam diameter and contains 5 nm rms phase aberrations following a power-law distribution  $PSD \propto f^{-3}$  where  $f$  is the frequency.
- **Wavefront shape and control: dark hole algorithm.** The interaction matrix, which reflects how each DM actuator impacts the focal plane, is numerically computed. Each DM actuator is poked, then propagated through the optical design without aberration, to the image plane where the complex amplitude is recorded. Note that each poke is small ( $\ll 1$  rad) to keep the setup in the linear regime. The interaction matrix is then made by computing the overall amplitude inside the desired DH for each DM actuator. The 2 DMs coefficients are finally computed to minimize the intensity inside the DH. The algorithm is also implemented to do stroke minimization [16] to force the algorithm to converge within adequate phase values. As the interaction matrix computation requires large computational time, we use a data centre, “MesoCentre”, available at Observatoire de la Côte d’Azur with ~3k cores shared with all users. The Fresnel propagation code has been adapted in C to be compatible with the data centre. The computation of one setup lasts ~10 minutes compared to previous ~15 hours on a laptop.
- **Pupil shape.** We first computed solely the linear algorithm approach: the discontinuities were not taken into account in the coronagraph nor in the DH algorithm (the pupil is circular). We, as a first step, focused on the Fresnel propagation of smoothed errors.
- **Wavelength.** The simulation is monochromatic at 1.65  $\mu\text{m}$ .

## DM LOCATION OPTIMIZATION: FIRST DM AT PUPIL PLANE

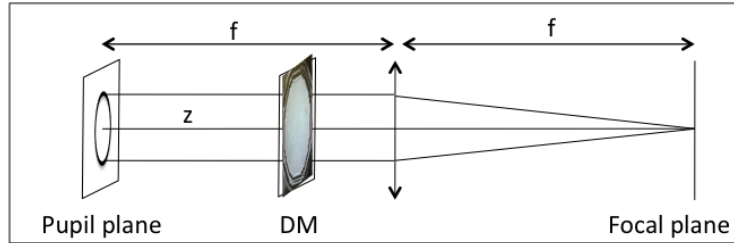
This simulation attempts to determine the optimal location of the 2<sup>nd</sup> DM when the 1<sup>st</sup> DM is at pupil plane. For this simulation, we used a perfect design as described in previous section, in order to emphasize the impact of DM location on the contrast. The 2<sup>nd</sup> DM was tested at various locations after the 1<sup>st</sup> DM plane, from 0.8 to 2 m. Focal plane intensities, in logarithmic scales, are shown in **Figure 7** with a small DH on top (“DH\_A”, defined from 0.8 to 4  $\lambda/D$ ) and a larger DH at bottom (“DH\_B”, from 3 to 10  $\lambda/D$ ). The best DM location depends on the DH frequencies: it is at 2 m for the smallest DH whereas it is 1 m for the largest one.



**Figure 7.** SPEED focal plane intensities (logarithmic scale) for different DM locations for DH\_A (top) and DH\_B (bottom)

This result can be explained by looking at the impact of an out of pupil plane DM at the focal plane (see **Figure 8**). A DM located after the pupil plane at a distance  $z$  will have an impact at the focal plane that can be estimated by first Fresnel propagate the DM to the lens ( $E_{lens}$ ), add the lens and finally propagate to the focal plane ( $E_f$ ).

$$E_{lens}(\alpha, \beta) = \frac{e^{i\frac{2\pi}{\lambda}(f-z)}}{i\lambda(f-z)} \iint E_{DM}(u, v) \cdot e^{i\frac{\pi}{\lambda(f-z)}((\alpha-u)^2 + (\beta-v)^2)} du dv \quad \text{and} \quad E_f(x, y) = \frac{e^{i\frac{2\pi f}{\lambda}}}{i\lambda f} e^{i\frac{\pi}{\lambda f}(x^2 + y^2)} \cdot TF_{x,y} [E_{lens}]$$



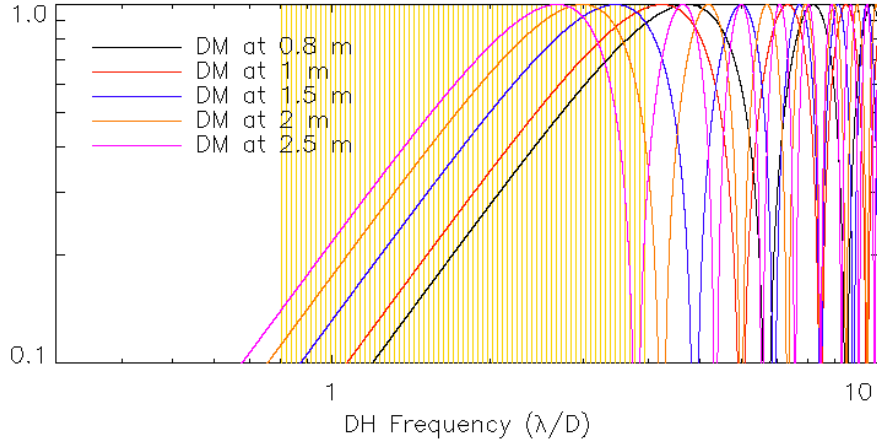
**Figure 8.** 2<sup>nd</sup> DM configuration

The complex amplitude  $E_f(x, y)$  at the focal plane is thus

$$E_f(x, y) = \frac{e^{i\frac{2\pi}{\lambda}(2f-z)}}{i\lambda f} \cdot e^{i\frac{\pi}{\lambda f}(x^2 + y^2)} \cdot TF_{x,y} [E_{DM}(u, v)] = \frac{e^{i\frac{2\pi}{\lambda}(2f-z)}}{i\lambda f} \cdot TF_{x,y} [E_{DM}(u, v)] \cdot \left( \cos \left[ \frac{\pi z}{\lambda f^2} (x^2 + y^2) \right] + i \sin \left[ \frac{\pi z}{\lambda f^2} (x^2 + y^2) \right] \right)$$

where  $TF_{x,y} [E_{DM}(u, v)]$  is the Fourier Transform of the complex amplitude at the DM plane and  $z$  is the distance of the DM to the pupil plane. We see that this amplitude is modulated by a sine and a cosine that depends on the distance  $z$ , the focal length  $f$  and the spatial frequencies  $x$  and  $y$ . **Figure 9** shows the absolute value of the sine contribution as a function of the spatial frequencies for different  $z$  locations (at 0.8, 1, 1.5, 2 and 2.5 m). The DH from 0.8 to 4  $\lambda/D$  (DH\_A) is enlightened in yellow. The coverage inside the DH changes with the DM location; a very low sine value will need a very large stroke to compensate for the poor coverage, which will be out of the linear approximation of the DH algorithm. The contrast inside the DH will be better if there is a good coverage inside the defined DH. The optimum DM

location depends thus on the desired DH: it requires very large distances for contrast at small separation ( $\sim 2$  m) and smaller distances for high contrast at larger separations.



**Figure 9.** Sine component as a function of the dark hole frequencies for different DM locations (0.8, 1, 1.5, 2 and 2 m from the pupil plane).

Table 1 lists the computed efficiency (mean of the sine) inside each DH (DH\_A and DH\_B) for different DM locations. The best coverage occurs at 2 m and 1 m respectively for DH\_A and DH\_B (in bold in the table), which is consistent with our propagation simulation results.

DM location	Mean efficiency (%) in DH from 3 to $10 \lambda/D$	Mean efficiency (%) in DH from 0.8 to $4 \lambda/D$
0.8 m	67	42
1 m	<b>70</b>	50
1.2 m	67	56
1.5 m	65	63
2 m	64	<b>64</b>
2.5 m	62	59

**Table 1.** Efficiency inside the small DH (right) and large DH (left) for several

## CONCLUSION AND FUTURE WORK

SPEED aims to assess the performances at small separation for segmented pupils. In this context, simulation tools are under development in order to optimize the optical layout, predict the performances and improve the DH contrast when dealing with segmented pupil. We have presented in this paper an optical layout optimization: the optimum DM location for the configuration where the 1<sup>st</sup> DM is at the pupil plane and the 2<sup>nd</sup> DM is out of the pupil plane. We have shown that the best layout depends on the desired contrast separations and requires large setup to provide good contrast at small separations. Future work will include the analysis of other configurations (DMs out of the pupil plane, DMs in converging beam...) and the impact of the optical layout (optics sizes, aberrations amounts...) on the performances. We will also include real coronagraph and segmented pupil to find out the best way to tackle the pupil discontinuities impact

on contrast. The stellar angular size will also be taken into account in the simulation. We will finally predict the future SPEED performances by using polychromatic simulations and measured aberrations, noise...

## ACKNOWLEDGMENTS

M. Beaulieu is supported by a joint grant from Observatoire de la Côte d'Azur and the Région PACA for her PhD fellowship.

## REFERENCES

1. Soummer et al, *Apodized pupil Lyot coronagraph for arbitrary apertures. II. Theoretical properties and application to extremely large telescopes*, ApJ 2009, Volume 695
2. Soummer et al, *Apodized pupil Lyot coronagraph for arbitrary apertures. III. Quasi achromatic solutions*, ApJ, 2011, Volume 729
3. Mawet et al, *Improved high contrast imaging with on-axis telescopes using a multistage vortex coronagraph*, Optics Letter 2011, Volume 36
4. Guyon et al, *High performance Lyot and PIAA coronagraphy for arbitrarily shaped telescope apertures*, ApJ 2014, Volume 780
5. Pueyo, L et al, *High contrast imaging with an arbitrary aperture: active compensation of aperture discontinuities*, ApJ 2013, Volume 769
6. Guyon, O et al, *Theoretical Limits on Extrasolar Terrestrial Planet Detection with Coronagraphs*, ApJS, Volume 167, Issue 1, pp. 81-99, 2006
7. Martinez et al, *SPEED: the segmented pupil experiment for exoplanet detection*, SPIE, vol. 9145, id. 91454E 10, 2014
8. Hénault et al., "Design of a star, planet and exo-zodiacal cloud simulator for the nulling testbench PERSEE", Proc. of the SPIE 2011, Volume 8151
9. Baudoz et al, *The Self-Coherent Camera: a new tool for planet*, Proceedings of the IAU Colloquium #200: Direct Imaging of Exoplanets: Science and Techniques, ed. C. Aime & F. Valili, 553-558, 2006
10. Janin Potiron et al, *Self-Coherent Camera as a focal plane phasing sensor*, in prep.
11. Dohlen et al, *ZEUS: a cophasing sensor based on the Zernike phase contrast method*, Proc. of the SPIE 2006,
12. Guyon et al, *High Performance PIAA Coronagraphy with Complex Amplitude Focal Plane Masks*, The Astrophysical Journal Supplement, Volume 190, Issue 2, pp. 220-232, 2010
13. Singh, G. et al, *Lyot-based low order wavefront sensor for phase mask coronagraph: principle, simulations, and laboratory experiment*, PASP, Volume 126, issue 940, pp.586-594
14. Vogt, F. et al, *Coronagraphic low order wavefront sensor: postprocessing sensitivity enhancer for highperformanc coronagraphs*, PASP 2011, Volume 123
15. Krist, J. E. et al, *PROPER: an optical propagation library for IDL*, Proc. SPIE, 6675, 2007.
16. Pueyo et al, *Optimal Dark Hole Generation via Two Deformable Mirrors with Stroke Minimization*, Applied Optics, Vol. 48, Issue 32, pp. 6296-6312, 2009

2.5.2.4 Article de la conférence *SPIE*, 2016

# SPEED design optimization via Fresnel propagation analysis

Mathilde Beaulieu<sup>a</sup>, Lyu Abe<sup>a</sup>, Patrice Martinez<sup>a</sup>, Carole Gouvret<sup>a</sup>, Julien Dejonghe<sup>a</sup>, Oliver Preis<sup>a</sup>, Farrokh Vakili<sup>a</sup>

<sup>a</sup>Laboratoire J.L. Lagrange, Université Côte d'Azur/OCA, Parc Valrose, F-06108, Nice, France

## ABSTRACT

Future extremely large telescopes will open a niche for exoplanet direct imaging at the expense of using a primary segmented mirror which is known to hamper high-contrast imaging capabilities. The focal plane diffraction pattern is dominated by bright structures and the way to reduce them is not straightforward since one has to deal with strong amplitude discontinuities in this kind of unfriendly pupil (segment gaps and secondary support). The SPEED experiment developed at Lagrange laboratory is designed to address this specific topic along with high-contrast at very small separation. The baseline design of SPEED will combine a coronagraph and two deformable mirrors to create dark zones at the focal plane. A first step in this project was to identify under which circumstances the deep contrast at small separation is achievable. In particular, the DMs location is among the critical aspect to consider and is the topic covered by this paper.

**Keywords:** High contrast, small separation, wavefront control, deformable mirror, Fresnel propagation

## 1. INTRODUCTION

Future extremely large telescopes will open a unique niche in the detection and characterization of faint exoplanet close to their sun. However this kind of large telescopes require segmented primary mirror ( $\sim 800$  segments to achieve diameters of  $\sim 40$  m) that create gaps between each mirror segments. Those discontinuities, combined with the secondary mirror obstruction and spiders are a major concern for high-contrast imaging that future instrument will have to deal with. Any kind of pupil discontinuity and a fortiori segments gaps create local bright structures in the focal plane which diffraction halo widely spreads all across the region of interest. A promising technique is the wavefront shaping which consists in the combination of a coronagraph and one or more deformable mirror (DM) to create high-contrast zone also called dark holes. More than one DM can correct for both phase and amplitude aberrations over the full correction field (a single DM can achieve the same performance but over a smaller dark hole). The application of dark hole to highly segmented mirrors is a key to high sensitivity next generation high-contrast instruments.

Since 1995 and the first proposed dark hole algorithm [1], several others have been developed (Electric Field Conjugation (EFC) [2], stroke minimization [3], iterative speckle nulling [4]) but only in the case of continuous optical surfaces. In order to cope with strong amplitude errors (spiders, segments gaps...), practical solutions have been proposed to reduce their effect either by synthesizing a continuous pupil [5] or by "filling" the gaps with a passive optical component (Spider Removal Plate [6]) or finally by using deformable mirrors [7]. SPEED (Segmented Pupil Experiment for Exoplanet Detection) is an experiment, started at Lagrange laboratory, Observatoire de la Côte D'Azur, in early 2013 that will try to combine those techniques in the specific context of high-contrast at small separation. It will use an entrance segmented pupil with the goal of achieving a contrast ratio of  $10^{-7}$  between 1 and a few  $\lambda/D$  in the H-band. The science driver for this project is the observation of planets around M-stars. SPEED will combine a coronagraph and adaptive optics (two deformable mirrors) to

---

Further author information:

M. Beaulieu: E-mail: mathilde.beaulieu@oca.eu, Telephone: 33 492076347

create high contrast regions (dark holes) at small separation. The SPEED coronagraph will be a Phase Induced Amplitude Apodization Complex Mask Coronagraph (PIAACMC) combining two out-of-pupil apodized optics and a complex focal mask that provide very high contrast at very small separation ( $\lambda/D$  or less). We have developed simulation tools to study the achievable contrast with "unfriendly" pupils, but also to optimize the optical layout (optics locations, architecture...). An end-to-end simulation has been developed that includes the Fresnel propagation between each SPEED optic. This paper presents updated results of these simulations for the setup optimization part, in particular the DM optimum location which is a key point for the layout optimization.

## 2. SPEED END TO END SIMULATION DESCRIPTION

### 2.1 SPEED overview

The SPEED concept overview is detailed in [8] and [9] and is illustrated in Figure 1 (left). SPEED will consist in different instrumental modules. A common path will include a tip-tilt mirror and a E-ELT segmented pupil simulator. A dichroic will then split the beam into two wavelength bandwidths: the visible path (from 450 to 750 nm) for the phasing unit and a NIR (H-band) path for the high-contrast imaging (active optics, coronagraph and IR camera). A star and planet simulator (inherited from a previous testbed at Lagrange laboratory) with optical fibers will create star/planet system at different separation and fluxes.

A segmented deformable mirror from IRIS AO\* made of 163 segments (pupil diameter  $\sim 8$  mm) will mimic the E-ELT pupil shape. The phasing unit will use the Self Coherent Camera concept [10] to reconstruct the piston and tip/tilt of each segment.

The coronagraph in the NIR path will be a PIAACMC [11], able to achieve high contrast at very small separation ( $\sim 1 \lambda/D$ ) by combining 2 out-of-pupil apodized optics and a complex focal mask. This coronagraph can deal with segmented pupil and provides high throughput. The design is currently under study.

The wavefront control will be realized with 2 DMs to correct for both phase and amplitude (see next section).

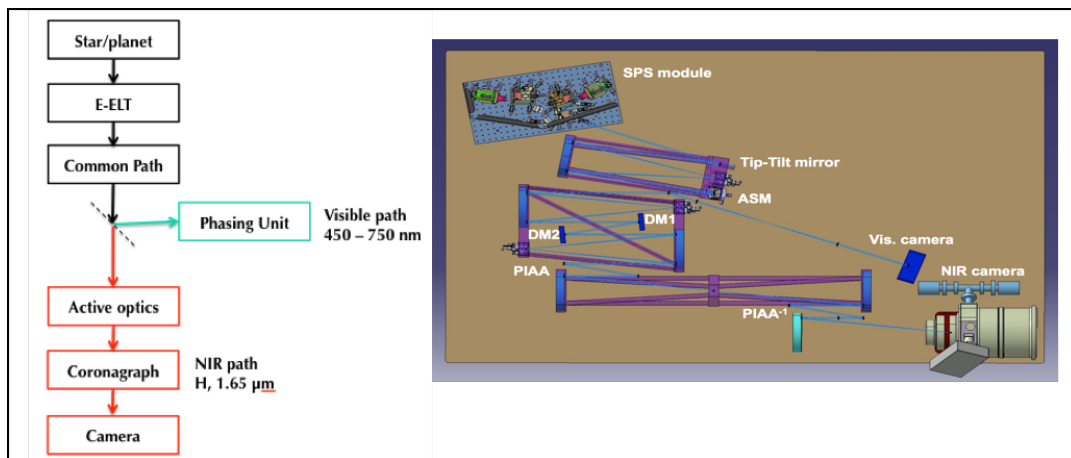


Figure 1. SPEED overview concept (left) and preliminary design (right).

### 2.2 Wavefront control

Wavefront control method aims to correct for static aberrations using deformable(s) mirror(s). The wavefront control with one DM is limited by the Talbot effect [12, 13]: an out-of-pupil plane optic with phase aberrations creates a mix of phase and amplitude errors as the light propagates along the optical axis. A single DM will thus not be able to correct for this amplitude part on the full field. Assuming an infinite cosine amplitude at a given plane, the phase aberration mixes to phase and amplitude errors. At a distance of  $\frac{z_t}{4}$  all the phase is

\*<http://www.irisao.com>



converted into amplitude errors and the phase pattern is totally recovered at  $z_t$  where  $z_t$  is the Talbot distance and depends on the cosine period  $p$  as  $z_t = \frac{2p^2}{\lambda}$ . The optimum DM distance to correct the amplitude errors due to Fresnel propagation at a given period is thus  $\frac{z_t}{4}$ .

The case with different optics and aberration profiles is more complex and needs to be simulated in order to estimate the optimum DMs location that best correct for both phase and amplitude errors.

### 2.3 End-to-end simulation

An end to end simulation has been developed at Lagrange laboratory in order to optimize the design by assessing the optimum optical layout (DM location, architecture...), predict the performances and capabilities at small separation and optimize the dark hole algorithm to deal with unfriendly pupils. We will focus on this paper on the first item: the optical layout optimization by determining the DM optimum location. The numerical methodology used for this study is as follows:

- **Fresnel propagation.** The Fresnel code used is PROPER [14] that uses the angular spectrum and Fresnel approximation as propagation algorithms. At each propagation plane, phase and amplitude errors can be added
- **Dark hole algorithm.** The algorithm is based on a linear approach and uses setup matrix representation to compute the DM coefficients [15]. It consists in finding the DMs coefficients that minimize the energy inside a dark region (dark hole). The interaction matrix, which represents the system response of each DM actuator, is computed by (1) adding a poke to each actuator then (2) propagating all along the setup and (3) recording the complex electric field at the focal plane. As this simulation requires large computational time, the code has been transferred to a data centre for a gain of time of  $\sim 15$  hours
- **Coronagraph.** In order to assess the optimum optical layout and not be limited by the coronagraphic performances, we use a perfect coronagraph that removes all the light without aberration
- **Optics phase and amplitude.** Each optic has amplitude circular shape set to 4 times the pupil diameter. The phase aberration pattern (on each optic) is a random realization defined by a amount of 10 nm rms and a Power Spectrum Density (PSD) power law in  $f^{-3}$ . The total SPEED amount of aberrations is around 40 nm. We realized five setup phase realizations (each of them consisting of  $\sim 20$  phase aberrations on each SPEED optic) to assess the results repeatability.
- **Pupil shape.** We here focus on the SPEED design optimization thus only used a monolithic circular pupil. The segmented case will be implemented in the future
- **Wavefront sensing.** We assume a perfect wavefront sensor that recovers all the complex electric field
- **Wavelength.** The simulation is monochromatic at  $1.65 \mu\text{m}$
- **Deformable mirror.** The DMs for wavefront control have a pitch of  $300 \mu\text{m}$  ( $34 \times 34$  actuators). We use in this simulation  $22 \times 22$  actuators when a DM is at the pupil plane (active actuator number at the pupil) while it is  $32 \times 32$  actuators for out-of-pupil plane DM as the Fresnel pattern at this plane is larger than the pupil size and we wanted to restrict the full DM range to  $32 \times 32$  instead of  $34 \times 34$  actuators.

## 3. OPTIMUM DM LOCATION

The simulation attempts to determine the impact of DM location (distance from pupil plane) in the ability to achieve high-contrast imaging at small separation (around  $1 \lambda/D$ ).

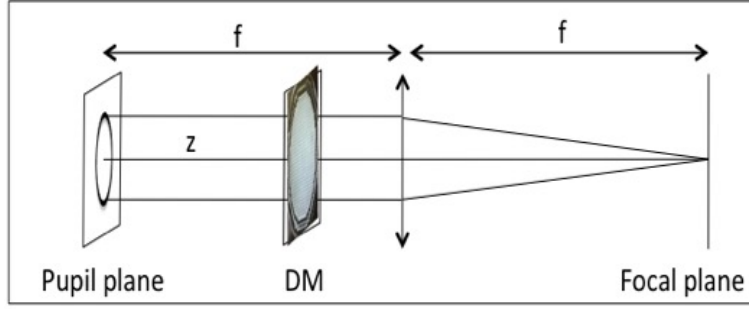


Figure 2. Out-of-pupil DM impact at focal plane: illustration

### 3.1 Analytical equation

An out-of pupil plane deformable mirror has an impact at the image plane that we can estimate by assuming the simple setup of Figure 2.

A DM located after the pupil plane at a distance  $z$  will have an impact at the focal plane that can be estimated by first Fresnel propagate the DM to the lens ( $E_{lens}$ ), add the lens and finally propagate to the focal plane ( $E_f$ ) such that

$$E_f(x, y) = \frac{e^{i\frac{2\pi}{\lambda}(2f-z)}}{i\lambda f} TF_{x,y}[E_{DM}(u, v)] [\cos(\frac{\pi z}{\lambda f}(x^2 + y^2)) + i \sin(\frac{\pi z}{\lambda f}(x^2 + y^2))] \quad (1)$$

where  $E_{DM}$  is the electric field applied at the DM plane and TF represents the Fourier Transform. The complex amplitude is modulated by a cosine and a sine for the real part and imaginary that depend on the image plane spatial frequencies  $x$  and  $y$ . Figure 3 shows the absolute value of the sine as a function of the spatial frequencies (in  $\lambda/D$ ) for different values of DM location  $z$ . The coverage inside a dark hole defined from 0.8 to 4  $\lambda/D$  (light blue) significantly depends on the DM location. A low sine value at the image plane will need to be compensated by a large stroke which will be out of the linear approximation for the dark hole algorithm and out of the DM stroke range. The coverage at separation smaller than 1  $\lambda/D$  is poor and requires large setup (the optimum DM location for a dark hole from 0.8 to 4  $\lambda/D$  is  $\sim 1.8$  m).

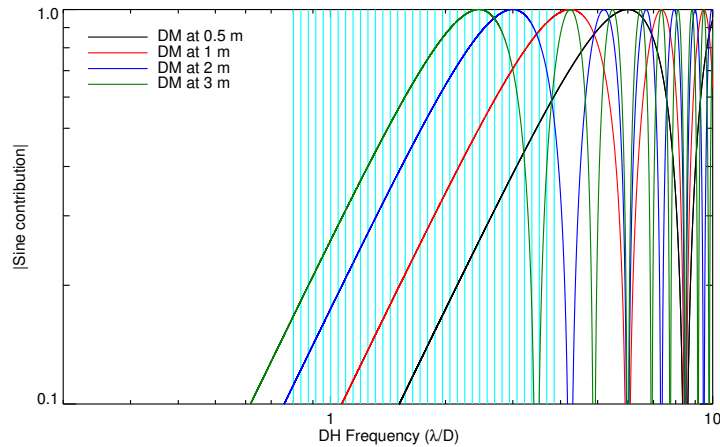


Figure 3. Focal plane electric field sine contribution as a function of spatial frequency in  $\lambda/D$  for DM located at 0.5 m (black), 1 m (red) and 2 m (green) from the pupil plane. A dark hole from 0.8 to 4  $\lambda/D$  is enlightened in light blue.

We can extend this approach to the case with two DMs by assuming that the contribution of each DM is

sufficiently small to be added such that

$$E_f(x, y) \propto [\cos(\frac{\pi z_1}{\lambda f}(x^2 + y^2)) + \cos(\frac{\pi z_2}{\lambda f}(x^2 + y^2))] + i [\sin(\frac{\pi z_1}{\lambda f}(x^2 + y^2)) + \sin(\frac{\pi z_2}{\lambda f}(x^2 + y^2))] \quad (2)$$

We can compute the DM location efficiency (mean of the sine contribution inside the defined dark hole) as the function of the  $DM_2$  location for few  $DM_1$  location as shown in figure 4. The optimum location is thus 1.8 m for each DM (following the case with one DM) but the performances are very similar for distances from 1.5 to 2 m.

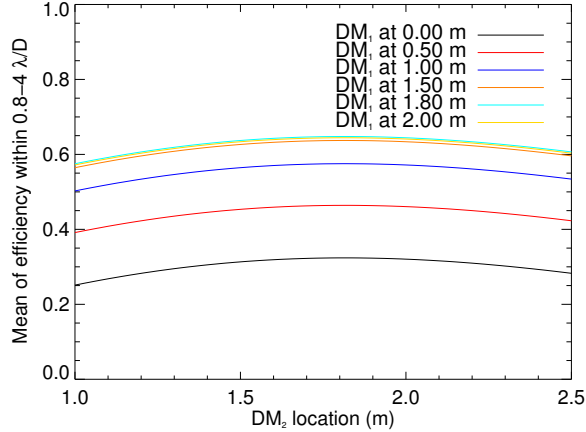


Figure 4. Focal plane electric field sine efficiency as a function of a first DM location for different location of a second DM (at pupil plane (black) and at 0.5 (red), 1 (blue), 1.5 (orange), 1.8 (light blue) and 2 m (yellow) from the pupil plane).

### 3.2 SPEED end-to-end simulation results

A preliminary SPEED optical layout has been used for the end-to-end simulation (see figure 1). It consists in  $\sim 20$  optics and allows test of DMs location up to 2 m from the pupil plane.

Simulation has been done by :

- computing the interaction matrix by poking each DM actuator and recording the complex electric field inside the dark hole. The simulation has been realized without aberration (same than poking each actuator by positive/negative values to enlighten the actuator contribution)
- computing the contrast ratio for the aberrated setup: a random phase realization of 10 nm rms (PSD in  $f^{-3}$ ) is added on each optic. This simulation is done for several (5) random setup realization. The mean contrast ratio is computed for each realization case and for each DMs location.

A simulation result example is shown in Figure 5 for  $DM_1$  at 1.5 m from the pupil. It represents on the top the contrast ratio images for different  $DM_2$  position (1, 1.2, 1.5 and 1.8 m from the pupil) simulated with one phase realization and at bottom, the contrast ratio mean of all setup realizations computed inside the dark hole from 0.8 to 4  $\lambda/D$ . Errors bars represent the dispersion of the five setup realizations (see section 2.3). We see that, for the DM location near their optimum value (1.8 m, see section 3.1), the contrast ratio and the dispersion decrease whereas the case outside the predicted optimum distances shows large dispersion and low performances. The simulation has been realized for several  $DM_1$  and  $DM_2$  distances and the optimum value for  $DM_1$  and  $DM_2$  location is around 1.2 -1.8 m, showing that approximation in Eq. 1 is valid to roughly estimate the optimum DM distances.

In order to minimize the total setup length, we determined the minimum DM distance to achieve a given mean contrast, set at  $10^{-11}$  as mean contrasts of  $10^{-9}/10^{-10}$  show large dispersion in phase realizations. Figure

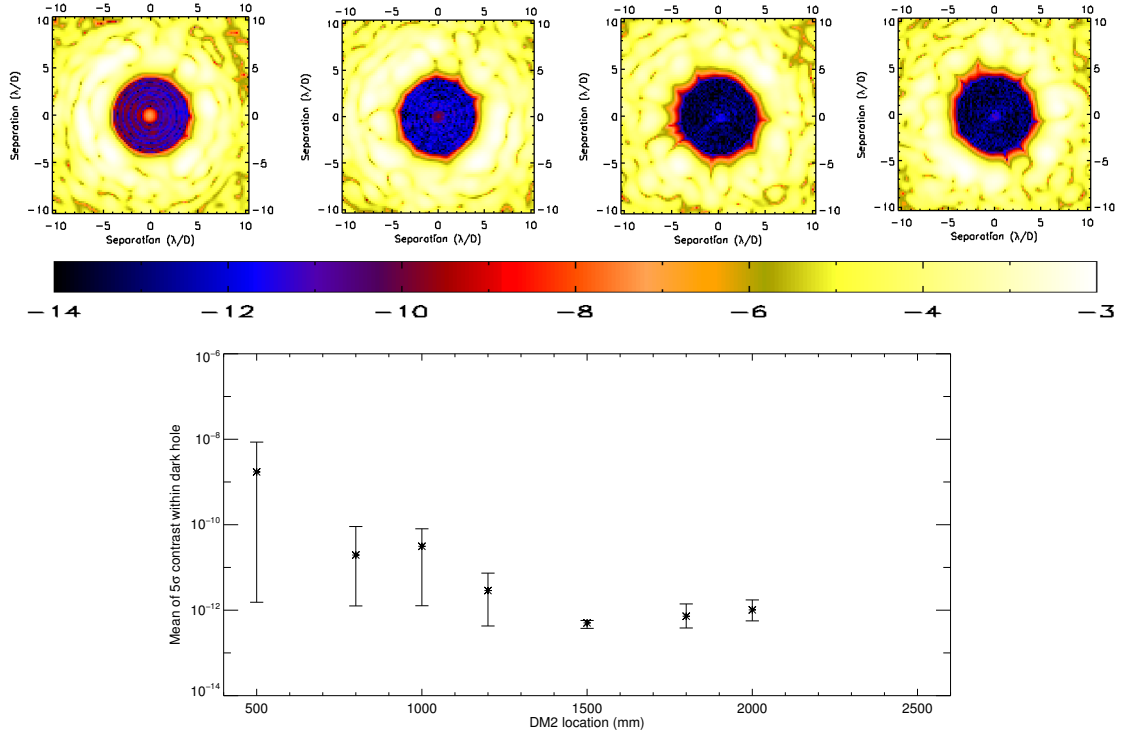


Figure 5. Contrast ratio image for a first DM at 1.5 m from the pupil plane and a second DM at 1, 1.2, 1.5 and 1.8 m from the pupil plane (top) for one phase realization setup and mean contrast ratio of all phase realizations (bottom). Error bars represent the phase dispersion.

6 shows the DMs location that reach a  $5\sigma$  contrast ratio of  $10^{-11}$ . Note that the case with  $DM_1$  at the pupil plane is the worst case as it does not reach the threshold contrast ratio (no point for  $DM_1$  location at 0 m from the pupil) which is consistent with the minimum efficiency in figure 4. The minimum optimal total distance between the DMs is  $\sim 1.7$  m. We have thus fixed the location for  $DM_1$  and  $DM_2$  at respectively 0.25 m and 1.5 m from the pupil plane.

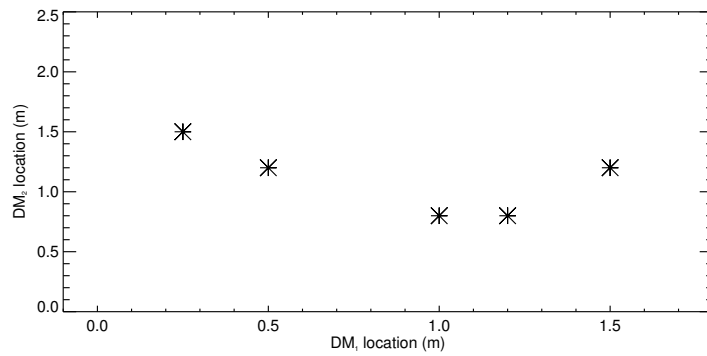


Figure 6.  $DM_1$  and  $DM_2$  location that achieve  $10^{-11}$   $5\sigma$  contrast ratio.

### 3.3 Impact of dark hole size on contrast ratio

The contrast ratio has been computed for different dark hole sizes: from 0.8 to 4, 8 and 12  $\lambda/D$ , see Figure 7 which represents contrast images for the different dark hole sizes (top) and the mean contrast ratio within the

dark hole (bottom); the error bars are the dispersion in phase realization. As the dark hole size increases, the contrast ratio degrades and the dispersion increases which is consistent with section 3.1.

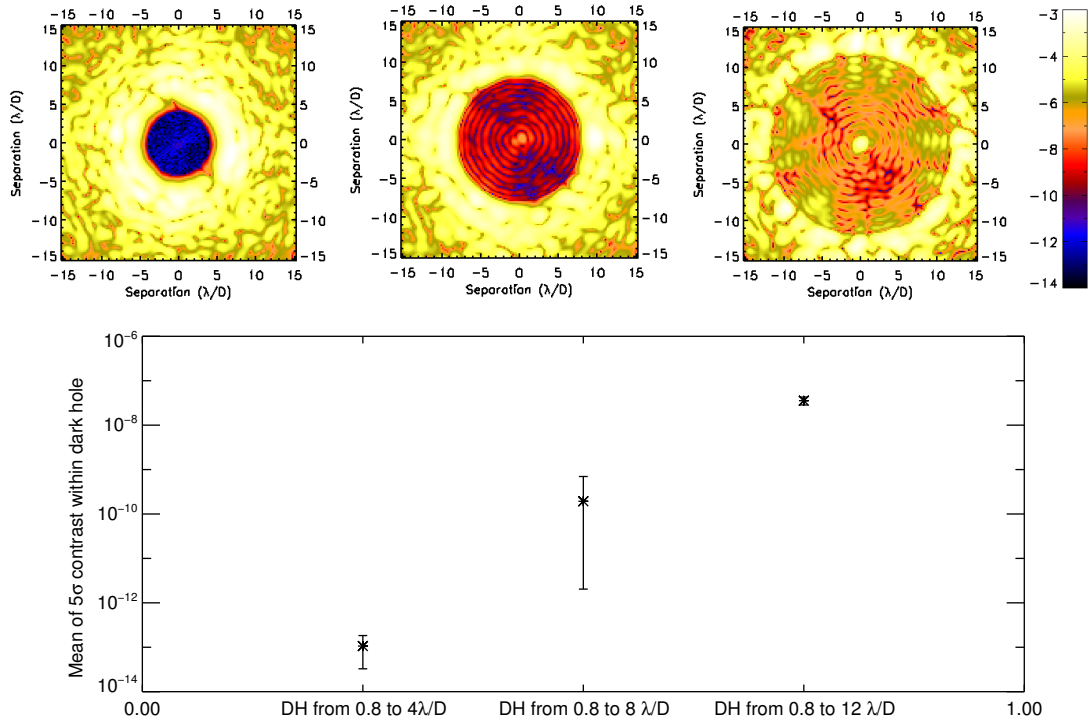


Figure 7. Dark hole size influence on dark hole

## 4. CONCLUSION

SPEED is a laboratory experiment to test high contrast capabilities at small separation ( $\sim 1 \lambda/D$ ) with segmented pupil. An end-to-end simulation with Fresnel propagation has been realized to optimize the DM location. The optimum distance can be roughly estimated with Equation 2. The SPEED defined DM distances reach a contrast ratio of  $10^{-11}$  in the case of a perfect coronagraph and circular pupil. Future work will include real coronagraph and segmented pupil to find out the best way to tackle the pupil discontinuities impact on contrast. The stellar angular size will also be taken into account in the simulation. We will finally predict the future SPEED performances by using polychromatic simulations and measured aberrations and noise.

## 5. ACKNOWLEDGEMENT

M. Beaulieu is supported by a joint grant from Observatoire de la Côte d’Azur and the Région PACA for her PhD fellowship.

## REFERENCES

- [1] Malbet, F., Yu, J. W., and Shao, M., “High-Dynamic-Range Imaging Using a Deformable Mirror for Space Coronagraphy,” *PASP* **107**, 386 (Apr. 1995).
- [2] Give’on, A., Kern, B., Shaklan, S., Moody, D. C., and Pueyo, L., “Broadband wavefront correction algorithm for high-contrast imaging systems,” in [*Astronomical Adaptive Optics Systems and Applications III*], *Proc. SPIE* **6691**, 66910A (Sept. 2007).

- [3] Pueyo, L., Kay, J., Kasdin, N. J., Groff, T., Mc Elwain, M., Give'on, A., and Belikov, R., "Optimal Dark Hole Generation via Two Deformable Mirrors with Stroke Minimization," *ArXiv e-prints* (Nov. 2011).
- [4] Trauger, J. T., Burrows, C., Gordon, B., Green, J. J., Lowman, A. E., Moody, D., Niessner, A. F., Shi, F., and Wilson, D., "Coronagraph contrast demonstrations with the high-contrast imaging testbed," in [*Optical, Infrared, and Millimeter Space Telescopes*], Mather, J. C., ed., *Proc. SPIE* **5487**, 1330–1336 (Oct. 2004).
- [5] Abe, L., Murakami, N., Nishikawa, J., and Tamura, M., "Removal of central obscuration and spider arm effects with beam-shaping coronagraphy," *A&A* **451**, 363–373 (May 2006).
- [6] Lozi, J., Martinache, F., and Guyon, O., "Phase-Induced Amplitude Apodization on Centrally Obscured Pupils: Design and First Laboratory Demonstration for the Subaru Telescope Pupil," *PASP* **121**, 1232–1244 (Nov. 2009).
- [7] Pueyo, L. and Norman, C., "High-contrast Imaging with an Arbitrary Aperture: Active Compensation of Aperture Discontinuities," *ApJ* **769**, 102 (June 2013).
- [8] Martinez, P., Preis, O., Gouvret, C., Dejonghe, J., Daban, J.-B., Spang, A., Martinache, F., Beaulieu, M., Janin-Potiron, P., Abe, L., Fantei-Caujolle, Y., Mattei, D., and Ottogalli, S., "SPEED: the segmented pupil experiment for exoplanet detection," in [*Ground-based and Airborne Telescopes V*], *Proc. SPIE* **9145**, 91454E (July 2014).
- [9] Martinez, P., Beaulieu, M., Janin-Potiron, P., Gouvret, C., Dejonghe, J., Abe, L., Spang, A., Fantei-Caujolle, Y., Martinache, F., Belzanne, P., Marcotto, A., and Carbillet, M., "The Segmented Pupil Experiment for Exoplanet Detection: 2. Design advances and progress review," *SPIE, this conference* (2016).
- [10] Janin Potiron, P., Martinez, P., Baudoz, P., and Carbillet, M., "Self-Coherent Camera as a focal plane phasing sensor," *A&A* **accepted** (2016).
- [11] Guyon, O., Martinache, F., Belikov, R., and Soummer, R., "High Performance PIAA Coronagraphy with Complex Amplitude Focal Plane Masks," *ApJS* **190**, 220–232 (Oct. 2010).
- [12] Talbot, H. F., "Lxxvi. facts relating to optical science. no. iv," *The London and Edinburgh Philosophical Magazine and Journal of Science* **9**(56), 401–407 (1836).
- [13] Zhou, P. and Burge, J. H., "Analysis of wavefront propagation using the Talbot effect," *Appl. Opt.* **49**, 5351 (Sept. 2010).
- [14] Krist, J. E., "PROPER: an optical propagation library for IDL," in [*Optical Modeling and Performance Predictions III*], *Proc. SPIE* **6675**, 66750P (Sept. 2007).
- [15] Groff, T. D., *Optimal electric field estimation and control for coronagraphy*, PhD thesis, Princeton University (2012).

### 2.5.3 Perspective : test de validation en laboratoire

La mise en place d'un test de laboratoire est en cours pour valider les distances optimales des miroirs obtenues par simulation numérique. Dans ce but, un montage optique simple dans le visible est utilisé : il est constitué d'une pupille circulaire, de deux miroirs déformables et d'un coronographe binaire. Ce coronographe est constitué d'un masque pupillaire binaire dit en *échiquier* (intensité bloquée ou transmise intégralement) qui ne nécessite pas de masque occultant au plan focal (Jacquinot et Roizen-Dossier [1964]; Vanderbei et al. [2003]; Kasdin et al. [2003]). Ce type de masque à transmission binaire est constitué d'une succession irrégulière d'ouvertures et se comporte donc comme un réseau de diffraction. La figure 2.39 montre l'amplitude du masque qui sera utilisé (à gauche) ainsi que la FÉP correspondante (à droite) qui fait apparaître quatre zones noires de forme carrée autour du pic central mais aussi des pics d'intensité très forts dans les parties externes du halo de diffraction. Ce masque a déjà été testé et validé en laboratoire (Enya et al. [2007]; Haze et al. [2009]) et les quatre zones de haut contraste sont situées à des rayons (diagonales) entre 6 et 16  $\lambda/D$ . Le but est de créer, grâce aux miroirs déformables, une zone de *dark hole* à l'intérieur de ces zones de haut contraste. Des simulations

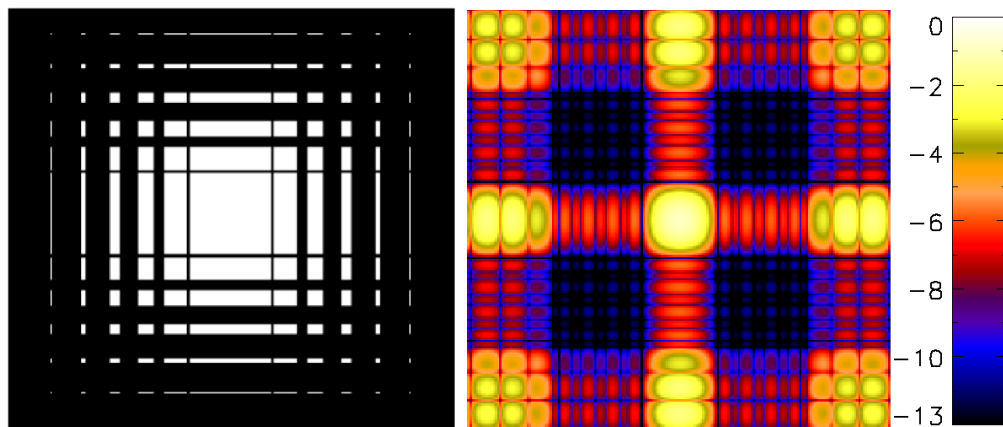


FIGURE 2.39 – Masque binaire du coronographe du test de validation : amplitude (à gauche) et contraste par rapport à une pupille circulaire dans un cas sans aberration (échelle logarithmique, à droite).

ont été réalisées pour déterminer les distances optimales des miroirs et les performances atteignables. Le montage optique utilisé pour les simulations est présenté

sur la figure 2.40, où les optiques sont supposées paraxiales (le montage réel utilisera

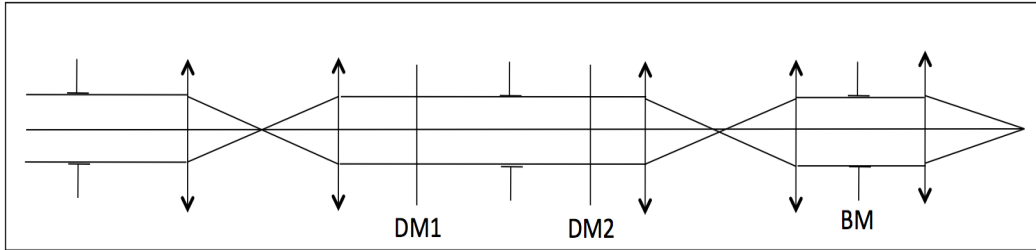


FIGURE 2.40 – Montage optique utilisé pour les simulations.

des paraboles). Les deux miroirs déformables (notés  $DM1$  et  $DM2$ ) sont situés en faisceaux collimatés et le coronographe (noté  $BM$ ) est dans le plan pupille suivant. La distance optimale des miroirs ( $z_1=0.25$  m et  $z_2=0.20$  m) a d'abord été calculée analytiquement (voir la section 2.4.1.1) et les performances ont ensuite été simulées en tenant compte de la propagation de Fresnel (voir la section 2.3) avec une réalisation aléatoire supposant 5 nm rms d'aberrations par optique avec une loi de la DSP en  $f^{-3}$ . La figure 2.41 illustre les résultats obtenus avec l'image représentant le contraste avant (à gauche) et après (au milieu) le coronographe et après la génération du *dark hole* (à droite). Le contraste obtenu à l'intérieur du *dark hole* ( $\mathcal{C}$ ) est de  $3 \cdot 10^{-9}$  dans le cas monochromatique (680 nm) mais les résultats sont équivalents sur une bande de 10 nm.

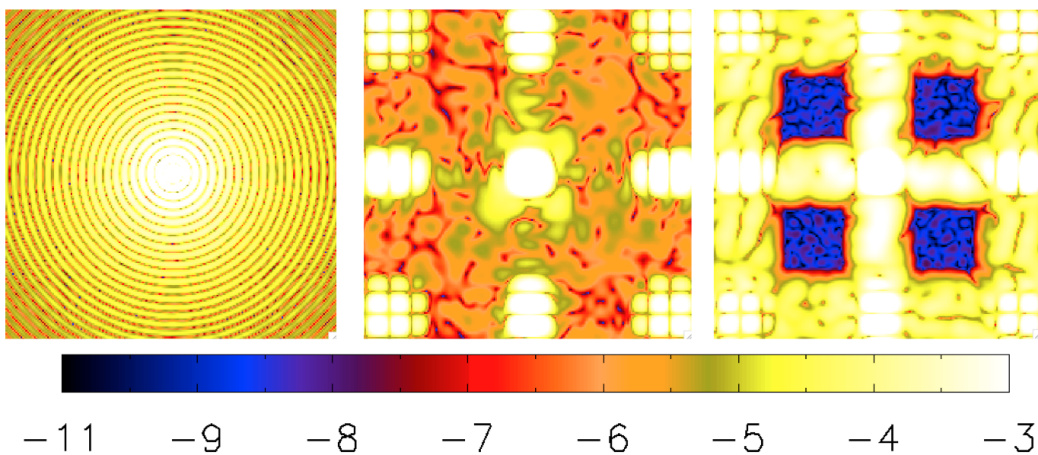


FIGURE 2.41 – Image contraste avant (à gauche) et après (au milieu) le coronographe et après l'algorithme de minimisation d'énergie (à droite).



Ainsi, la combinaison du coronographe binaire et du *wavefront shaping* atteint des contrastes théoriques de quelques  $10^{-9}$ . Le banc de test en laboratoire permettra de valider les performances et d'estimer les limitations du *wavefront shaping*, appliqué ici à une séparation angulaire entre 6 et  $16 \lambda/D$ .

Afin d'illustrer l'expérience, quelques images préliminaires sont présentées ici. La source est une diode laser super lumineuse fibrée (*SLD*) de largeur spectrale 10 nm et centrée à 680 nm. La figure 2.42 montre l'image focale du coronographe avec différents réglages d'intensité de la source, images à gauche et à droite. Comme expliqué plus haut, les pics secondaires sont très intenses et saturent le détecteur. Pour cette raison, un masque à géométrie carrée a été rajouté dans un plan focal intermédiaire, produisant le zoom en encart sur la figure 2.42. On distingue sur cette dernière image, les effets de diffraction des bords du masque bloquant, qui créent des structures de taille inférieure à celle de la réponse impulsionnelle du système et on s'attend donc à ce qu'elles ne puissent pas être totalement corrigées par la technique du *wavefront shaping* (voir la section 2.4.3). Il est donc envisagé d'appliquer le *wavefront shaping* à une zone de correction plus petite dans un premier temps et valider dans un deuxième temps les limitations dues à ces effets.

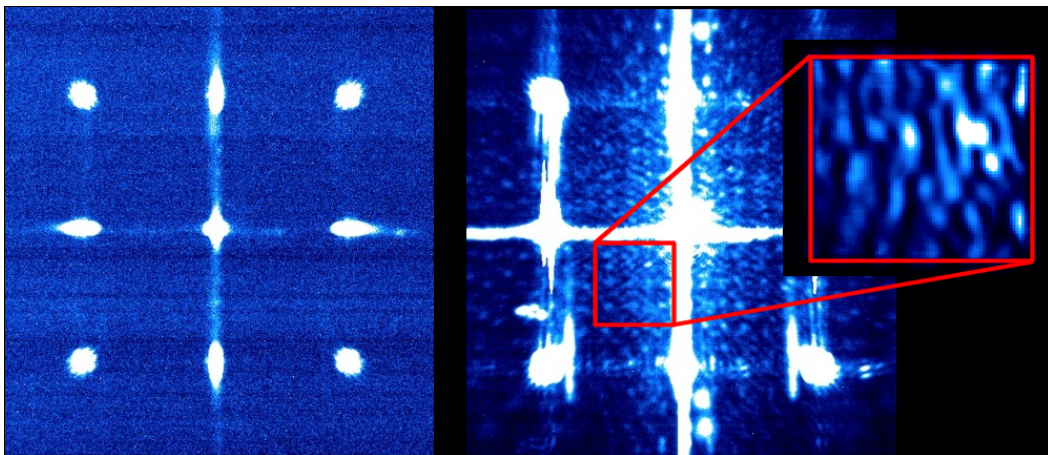


FIGURE 2.42 – Image coronographique obtenue en laboratoire avec différentes intensités de la source (à gauche et à droite) et après avoir inséré un masque bloquant (encart).

## 2.6 Conclusion

Le *wavefront shaping* est une méthode de haut-contraste limitée par les effets de Fresnel. Une approche semi-analytique a conduit à la définition de paramètres optiques limitant le haut contraste à faible séparation (c-a-d à la limite de diffraction théorique d'un télescope), comme par exemple la distance inter-miroirs déformables. Une analyse numérique *end-to-end* appuyée par une approche statistique a permis de déterminer les paramètres qui dégradent significativement les performances comme la distance inter-miroirs, les tavelures de repliement ou la quantité des aberrations. L'impact de certains paramètres, comme le nombre d'actionneurs ou l'architecture optique, peut être minimisé en diminuant la taille du *dark hole*. Ces résultats ont été appliqués à un projet de banc optique, SPEED qui combine un coronographe PIAACMC et deux miroirs déformables pour créer un *dark hole* autour de  $1 \lambda/D$ . Des simulations numériques ont permis de déterminer les paramètres optimaux de configuration optique pour le banc SPEED. De plus, un test de validation est en cours au laboratoire, qui utilise un coronographe binaire, simple à implémenter (masque binaire dans le plan pupille), et qui permettra de valider les résultats numériques obtenus.



# Étude de stabilité et caractérisation d'un outil de métrologie

---

## Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>L'étude de stabilité SIA</b>	<b>129</b>
<b>3.2</b>	<b>Caractérisation d'un outil de métrologie</b>	<b>135</b>
3.2.1	L'interféromètre 3-faisceaux	135
3.2.2	Montage expérimental	136
3.2.3	Résultats	137
3.2.4	Analyse et modélisation	139
<b>3.3</b>	<b>Application au projet SPEED</b>	<b>142</b>
<b>3.4</b>	<b>Conclusion</b>	<b>143</b>
<b>3.5</b>	<b>Article SPIE, 2014</b>	<b>143</b>

---

## 3.1 L'étude de stabilité SIA

L'imagerie haut-contraste a vu se développer au cours des 15 dernières années des techniques de plus en plus performantes en terme d'optique active et de coronographie. Le contraste de quelques  $10^{-10}$  obtenu en laboratoire par Trauger et Traub [2007] a ouvert la voie à la détection potentielle directe d'exo-Terre. Cette performance a été obtenue en utilisant la combinaison d'un coronographe (dans ce cas, un coronographe de Lyot avec un masque focal dont l'amplitude est le complémentaire à

l d'un sinus cardinal) et d'un miroir déformable, mais également dans des conditions sévères de stabilité (isolation thermique et de vibration) qui limitent son application pour des observations réelles au sol ou dans l'espace. Cette expérience illustre la nécessité de considérer la stabilité comme un paramètre essentiel dans le développement d'instruments de haut-contraste. La répétabilité de mesure des instruments actuels dédiés au haut contraste est limitée à une durée de quelques dizaines de minutes, voire moins, due aux instabilités mécaniques ou thermiques qui génèrent des aberrations quasi-statiques (Marois et al. [2003]). Des méthodes existent pour diminuer les effets de ces aberrations, instrumentales (ADI, SSDI, PDI) ou numériques (LOCI, TLOCI, KLIP) et ont permis d'imager le premier système planétaire composé de quatre exoplanètes (Marois et al. [2008]) mais aucune solution instrumentale n'a encore été proposée ; la stabilité temporelle n'étant souvent pas prise en compte de manière globale dans la conception d'instruments à haut-contraste. Quelques concepts allant dans cette *philosophie* d'instruments (intrinsèquement) stables ont été proposés (Tavrov et al. [2006]; Tavrov [2008]; Murakami et al. [2007]) et testés en laboratoire (Murakami et al. [2009]; Yokochi et al. [2009]) sans cependant être appliqués de manière effective sur des instruments haut-contraste. L'étude de stabilité, SIA (*Stable Imaging for Astronomy*) initiée en 2013 par Lyu Abe a pour but de se focaliser sur la question de la stabilité temporelle, particulièrement dans le contexte de l'imagerie à très haut-contraste. La stabilité d'un instrument est avant tout liée au contrôle de son environnement (responsable de dérives opto-mécaniques) mais le concept de l'instrument lui-même peut être optimisé en amont pour garantir un certain niveau de stabilité, et non a posteriori, une fois que le concept et la mise en oeuvre ont déjà été décidés. Cette étude abordera la faisabilité d'instruments intrinsèquement stables ou, à défaut, leur caractérisation suffisante en terme de stabilité pour calibrer et corriger en post-traitement les effets des instabilités. Les sujets à étudier sont donc :

- le contrôle et la mesure précise de l'environnement (turbulence atmosphérique locale, température...), et son effet sur les composantes mécaniques et optiques ou sur les dérives de relaxation,

- l'étude et le test d'assemblages opto-mécaniques conçus pour être intrinsèquement stables,
- l'étude globale des interactions des sous-parties de l'instrument (en particulier, l'électronique qui peut être une source importante de dissipation et de perturbation thermique).

Un autre aspect intéressant est l'émergence de techniques d'imagerie interférométrique. On sépare ici l'interférométrie de l'imagerie classique dans le sens où l'image interférométrique résulte de faisceaux physiquement séparés (télescopes différents, séparation par guides ou fibres optiques..), même si formellement, toutes les images (interférométriques ou en imagerie) résultent de l'interférence des photons et que le défi reste le même dans les deux cas : phaser correctement les éléments du front d'onde. Certaines techniques combinent l'imagerie et l'interférométrie pour atteindre du haut-contraste à des séparations à la limite ou en dessous de la limite de diffraction. Par exemple, les masques NRM (*Non Redundant Mask*) séparent physiquement la pupille en sous-ouvertures pour créer des interférences au plan focal et reconstruire ensuite l'objet cible (Tuthill et al. [2000]), permettant ainsi de réaliser du haut-contraste à très petite séparation malgré une faible transmission. Le coronographe NRM a été testé et validé sur le ciel (Greenbaum et al. [2014]) et sera implémenté dans l'instrument canadien NIRISS (*Near-InfraRed Imager and Slitless Spectrograph*) de JWST (Sivaramakrishnan et al. [2010]). Dans le même contexte, l'instrument FIRST (*Fibered Imager for Single Telescope*) permet d'obtenir de la haute dynamique à la limite de diffraction (Huby et al. [2013]) en séparant la pupille en plusieurs sous pupilles dont la lumière est injectée dans des fibres optiques puis réorganisées dans une configuration non redondante. D'autre part, l'optique intégrée est une technologie prometteuse en interférométrie (Benisty et al. [2009]) et pourrait apporter un gain significatif à l'imagerie haut-contraste puisque les composants intégrés sont a priori stables et compacts et offrent ainsi une voie d'amélioration de la stabilité. L'étude initiée au laboratoire Lagrange (SIA) a pour but d'explorer les possibilités offertes par cette technologie, en collaboration avec des laboratoires spécialisés dans ce domaine.

Le projet est structuré en plusieurs objectifs présentés par la figure 3.1. Le premier

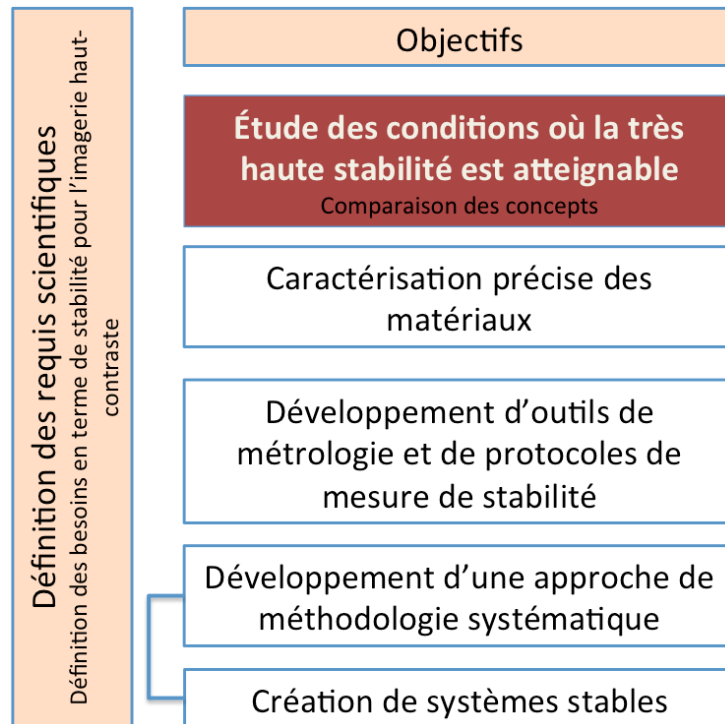


FIGURE 3.1 – Objectifs de l'étude de stabilité.

objectif est l'étude en amont des requis de stabilité pour des expériences ou instruments d'imagerie haut-contraste, avec, en particulier, l'étude des conditions où la très haute stabilité est atteignable, ce qui est très fortement dépendant du type de concept de l'instrument. Le but ici est de réaliser une étude approfondie (théorique et expérimentale) des avantages et inconvénients en terme de stabilité de différents concepts de haut-contraste. Cet objectif regroupe

- l'étude des instruments actuels en imagerie classique (par ex. GPI (*Gemini Planet Imager*), ou SPHERE, (*Spectro-Polarimetric High-contrast Exoplanet REsearch*)) et en interférométrie (par ex. MATISSE (*Multi AperTure mid-Infrared SpectroScopic Experiment*)) pour déterminer l'impact de la stabilité dans ces concepts (par exemple par analyse d'éléments finis),
- l'étude de l'état de l'art en terme de stabilité en imagerie et interférométrie avec, par exemple, l'étude d'instruments conçus pour être stables comme

SPIRou, un spectrographe compact, dans le vide et stable en température (Reshetov et al. [2012]),

- l'étude de l'optique intégrée aujourd'hui développée pour l'interférométrie (Malbet et al. [1999]; Berger et al. [1999]; Haguenaer et al. [2000]; Berger et al. [2001]; Laurent et al. [2002]; Lebouquin et al. [2006]) et de ses bénéfices potentiels en imagerie classique.

Ce projet permettra d'étudier la possibilité de combiner des approches d'instruments différents et de quantifier les besoins en terme de stabilité.

Le deuxième objectif est la caractérisation précise des matériaux, tant dans le domaine de la mécanique que dans celui de l'optique. Les instruments de haut contraste sont sensibles à de très faibles perturbations (surtout en température) et requièrent donc une précision importante dans la mesure des caractéristiques des matériaux. A terme, cette ligne de recherche doit aboutir à des concepts alliant ces matériaux dans des combinaisons répondant aux critères de stabilités désirées. Typiquement on parle ici par exemple d'assemblages mécaniques dont les déformations s'auto-compensent dans un environnement donné (par exemple, le spectrographe de GPI Thibault [2011]). Le but est de réaliser une liste de matériaux potentiels pour le haut-contraste et de déterminer pour chacun leurs bénéfices et inconvénients sur la stabilité en terme de transmission (ou réflexion) en fonction de la longueur d'onde, de chromatisme, d'expansion thermique, d'inhomogénéité d'indice de réfraction ou de coefficient d'expansion thermique (CTE). Les mesures seront faites soit en collaboration avec des compagnies privées soit au laboratoire si les précisions de mesure requises nécessitent un équipement particulier. Certaines mesures existent dans la littérature (c.-à-d. Leviton et al. [2005]; Halverson et al. [2007]; Enya et al. [2012]; Bougoin et al. [2012]), dont les caractéristiques de mesure (matériau, précision de mesure, gamme de température) sont associés à un ou plusieurs projet(s) en astronomie (c.-à-d. JWST, Herschel, TPF, SIM...).

Le troisième objectif est le développement d'un outil (au sens général du terme) de métrologie adéquat, précis et réutilisable ainsi que la détermination de protocoles de mesures. Cet objectif couvre un aspect fondamental pour la très haute stabilité



puisqu'il correspond au moyen de mesure des instabilités et peut permettre éventuellement un rétro-contrôle du système et une stabilisation finale du signal. Le laboratoire Lagrange est équipé de systèmes de métrologie ultra-précis (interféromètre 3-faisceaux, interféromètre Zygo, accéléromètres...) qui sont en général utilisés sur des échelles de temps courtes (inférieures à 1h) et sans précaution très stricte sur l'environnement (température, pression ou humidité...). L'interféromètre 3-faisceaux a par exemple une précision théorique inférieure à 0.1 nm mais l'analyse du chapitre 3.2 montre qu'un tel instrument ne peut être utilisé aux limites de ses performances pendant quelques minutes au plus. La qualification précise des outils de métrologie déterminera leur capacité à mesurer la stabilité avec une précision suffisante pour le haut-contraste.

Le quatrième objectif consiste en une approche systématique de mise en oeuvre de la stabilité dans différents concepts d'instruments. Les niveaux de requis de stabilité définis au premier objectif seront utilisés pour qualifier des composantes (ou systèmes) intrinsèquement stables en les testant avec l'outil de métrologie adéquat et à partir des protocoles définis lors du troisième objectif. Des assemblages athermiques existent dans la littérature pour des optiques réfractives au sol ou dans l'espace (c.-à-d. pour GPI, [Thibault \[2011\]](#) ou pour JWST, [Kvamme et al. \[2005\]](#)) ou pour des optiques réfléchives, testées avec différentes méthodes d'adhésion (adhésion moléculaire, [Daly et Daly \[2001\]](#) ou colle). Ces résultats pourront servir de base de référence pour le travail décrit ici. La complexité du système sera ensuite augmentée pas à pas et testée afin de répondre aux requis de stabilité.

Le cinquième objectif propose de lister des systèmes qui répondent à différents requis de stabilité et qui auront été testés et validés lors du quatrième objectif avec, comme finalité, la définition de systèmes adaptés au niveau de stabilité requis pour des instruments à haut-contraste.

## 3.2 Caractérisation d'un outil de métrologie

### 3.2.1 L'interféromètre 3-faisceaux

Le développement d'un outil de métrologie adéquat, précis et ré-utilisable est crucial pour étudier les origines des instabilités et les quantifier. L'étude SIA nécessite un instrument suffisamment stable lorsque l'environnement varie pour mesurer les instabilités. De plus, cet outil de métrologie doit être caractérisé précisément afin d'être utilisé de manière adéquate. Nous avons utilisé dans cette étude un interféromètre 3-faisceaux de la compagnie *SIOS*<sup>®</sup>, qui mesure de manière simultanée des déplacements inférieurs au nanomètre et dont le principe est illustré sur la figure 3.2 : trois faisceaux laser HeNe permettent de mesurer les mouvements d'une surface cible (*plane mirror* sur la figure). La gamme nominale d'opération est entre

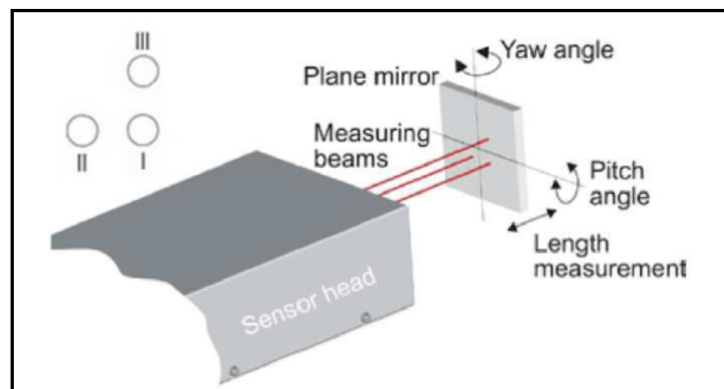


FIGURE 3.2 – Principe de l'interféromètre 3-faisceaux.

15°C et 30°C mais la réponse thermique de l'interféromètre n'a jamais été étudiée, l'interféromètre étant souvent utilisé à température constante. Le projet MATISSE l'a utilisé pour tester les optiques à différentes températures et a noté des variations intrinsèques avec la température environnementale. Des tentatives de mesure de déformation de table optique ont également été réalisées dans le cadre du projet SPEED sur des périodes de plusieurs dizaines d'heures et ont aussi montré une variation de l'interféromètre avec la température.

### 3.2.2 Montage expérimental

Avec la question de la stabilité de l'instrument de mesure lui-même dans le temps, on voudrait idéalement mesurer les variations thermiques de l'interféromètre à partir d'une surface de référence. La réponse thermique pourra ensuite être soustraite des données réelles, dans le cas où l'interféromètre est suffisamment stable pour être utilisé comme outil de métrologie. Dans le but de mesurer uniquement la réponse thermique de l'interféromètre, le montage de la figure 3.3 a été réalisé. L'in-

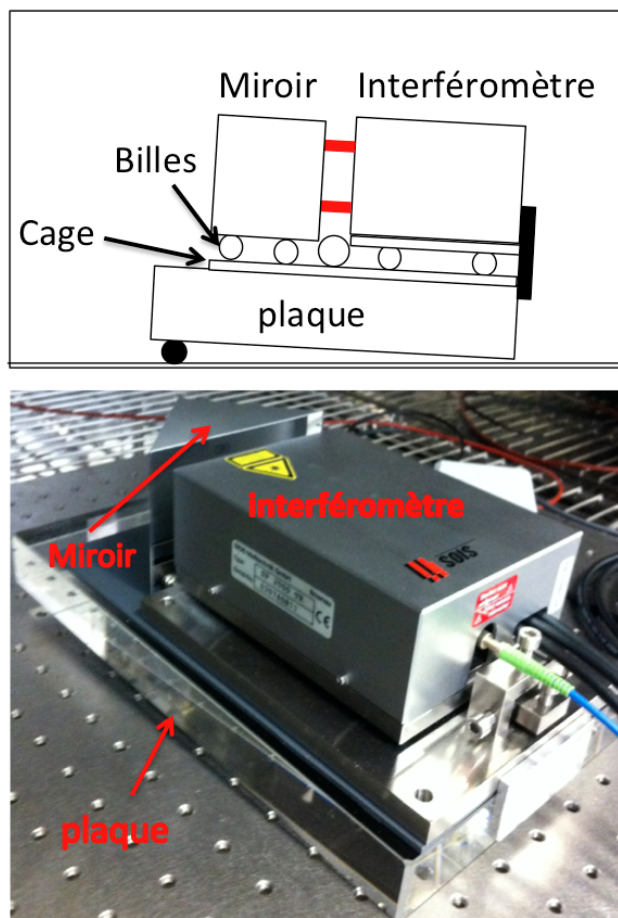


FIGURE 3.3 – Description (en haut) et photographie (en bas) du montage optique du test de l'interféromètre qui permet de mesurer ses variations thermiques.

terféromètre est couplé à un miroir plan (en N-BK7, revêtement en Aluminium); ces deux éléments étant placés sur une plaque en verre de silice grâce à six billes (de 4 mm de diamètre, également en verre de silice) afin de minimiser les points

de contact (transfert thermique, frottements). Trois des six billes sont situées sous l'interféromètre tandis que les trois autres sont sous le miroir plan. Deux billes supplémentaires sont insérées entre le miroir et l'interféromètre. Une plaque *cage* pré-percée aux emplacements des billes permet de maintenir les billes sur la plaque. La plaque est inclinée d'environ 20 degrés de telle sorte que la gravité assure le contact entre tous les éléments du montage sans introduire de stress mécanique : la distance mesurée par l'interféromètre dépend donc a priori uniquement soit de la contraction (ou de l'expansion) de l'interféromètre et des deux billes en verre de silice (à la jonction entre le miroir et l'interféromètre), soit de vibrations externes. Le verre de silice possède un coefficient d'expansion thermique suffisamment faible ( $\sim 0.55 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$ ) pour que le montage permette la mesure de la réponse de l'interféromètre lors de variations thermiques. De plus, la stabilité du laser est telle que ses effets sont en deçà de la précision de mesure de l'interféromètre et n'entâchent donc pas la mesure. Une sonde externe de température est placée à quelques centimètres du montage afin de mesurer la température du montage. Les premières mesures ont été réalisées dans une enceinte thermique (de *VÖTSCH*<sup>®</sup>) mais les vibrations internes de l'enceinte en fonctionnement ont entraîné des déplacements incontrôlés de l'interféromètre (sauts puis relaxations mécaniques), causés par les câbles de l'interféromètre agissant comme des ressorts. Ceci met l'accent sur l'importance de la mesure et/ou du contrôle de l'environnement lors de mesures de stabilité. L'expérience a donc été réalisée sans aucun contrôle actif de température, en utilisant les variations jour/nuit de la salle de mesure.

### 3.2.3 Résultats

Les résultats sur trois jours de mesure sont présentés à la figure 3.4 qui montre les déplacements des trois canaux de l'interféromètre (courbes noire, rouge et bleue) ainsi que les variations de la température (courbe jaune) en fonction du temps. Les réponses des trois canaux montrent une forte corrélation avec la température. Les variations des trois canaux sont respectivement de  $\sim 0.15$ ,  $0.2$  et  $0.35 \text{ }\mu\text{m}/^\circ\text{C}$ , très largement supérieures à l'expansion thermique des billes de verre en silice ( $\sim 0.0022 \text{ }\mu\text{m}/^\circ\text{C}$ ), confirmant ainsi que le montage mesure directement la stabi-

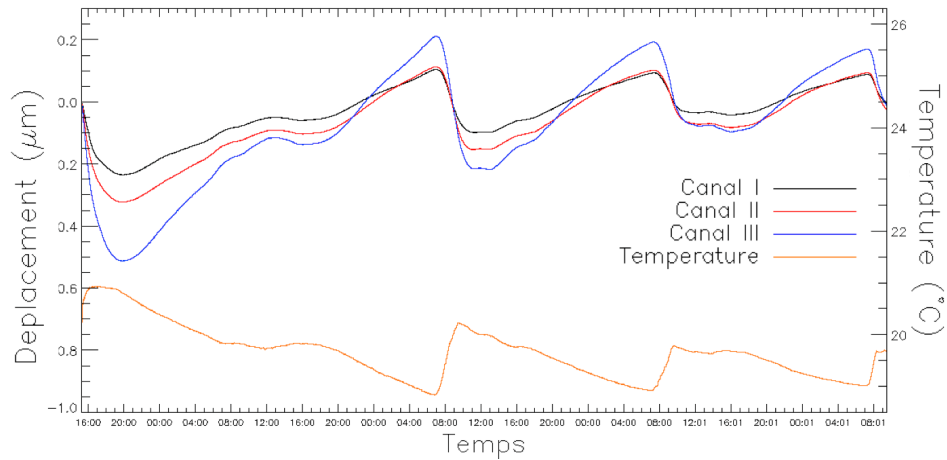


FIGURE 3.4 – Position des différents canaux de l'interféromètre en  $\mu\text{m}$  (courbes noire, rouge et bleue) et variations de la température (en  $^{\circ}\text{C}$ , courbe jaune) en fonction du temps lors des 3 jours de mesure.

lité thermique de l'interféromètre. Les déplacements et la température sont corrélés mais avec une réponse différée tel qu'illustré sur la figure 3.5, qui montre les variations normalisées d'un seul canal (canal I) et de la température.

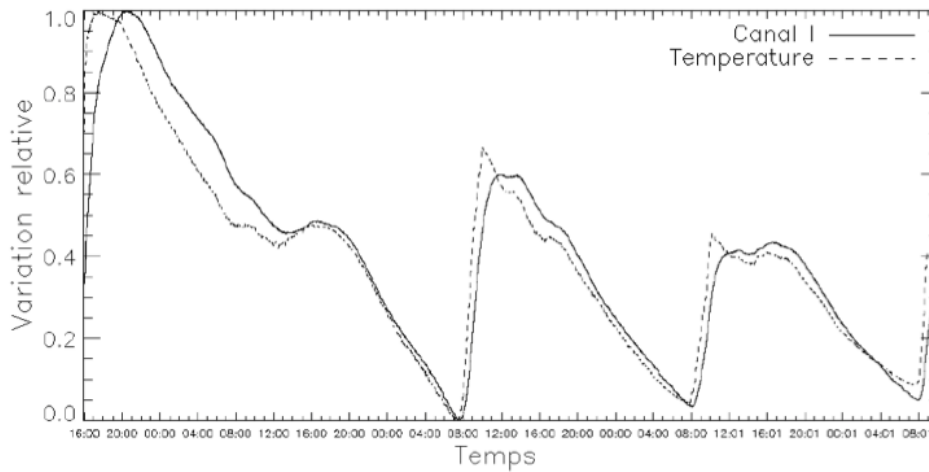


FIGURE 3.5 – Variation relative de la position du canal I (trait plein) et de la température (trait pointillé) en fonction du temps.

suggère que l'interféromètre pourrait être modélisé par un système qui suit une loi de diffusion thermique.

### 3.2.4 Analyse et modélisation

La réponse de l'interféromètre a été simulée en combinant les solutions de l'équation de chaleur et d'expansion thermique et en supposant, comme première approche, le système semi-infini à une dimension. Cette modélisation n'est pas représentative du système physique lui-même mais de la réponse générique d'un système à une variation de température. Elle a, en outre, l'avantage d'avoir une solution analytique connue (ce qui a motivé ce choix pour cette *tentative* de modélisation). L'équation de chaleur s'écrit

$$\frac{\partial^2 T(x, t)}{\partial x^2} = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T(x, t)}{\partial t} \quad \text{avec } T(0, t) = f(t) \quad \text{et } T(x, 0) = T_0 \quad (3.1)$$

où  $T(x, t)$  est la température à l'intérieur de l'interféromètre (en °C),  $x$  est la distance à l'intérieur du système,  $\alpha$  est la diffusivité thermique (en  $m^2/s$ ),  $T_0$  est la température externe initiale et  $f(t)$  est la variation de la température externe en fonction du temps  $t$ . La solution analytique à l'équation de chaleur est

$$T(x, t) = T_0 + \frac{x}{\sqrt{4\pi\alpha}} \int_{\tau=0}^t \frac{f(\tau) - T_0}{(t - \tau)^{3/2}} e^{-\frac{x^2}{4\alpha(t-\tau)}} d\tau \quad \forall x > 0 \quad (3.2)$$

avec  $\lim_{x \rightarrow 0} T(x, t) = f(t)$ .

L'équation de chaleur est résolue et combinée au modèle d'expansion thermique :

$$\alpha_L = \frac{1}{L} \frac{\partial L}{\partial T} \quad \text{avec } L_{T=T_0} = L_0 \quad (3.3)$$

où  $\alpha_L$  est le CTE et  $L_0$  est la distance initiale. Les figures 3.6, 3.7 et 3.8 montrent les déplacements respectifs des trois canaux mesurés (trait plein) et simulés (traits pointillés) tel que précédemment décrit, avec les paramètres suivants :

- $\alpha = 1.2 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/s$  (équivalent à la diffusivité thermique de l'acier),
- $x = 18 \text{ cm}$ ,
- une température antérieure à  $t = 0s$  a été rajoutée, égale à  $T_0 - 1^\circ C$ , afin de mieux simuler le comportement à  $t = 0s$ ,
- pour le canal I :  $\alpha_{L_I} = 0.75 \text{ ppm}/^\circ C$  et  $L_{0_I} = 31 \text{ cm}$ ,

- pour le canal II :  $\alpha_{L_{II}} = 0.97 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$  et  $L_{0_{II}} = 30 \text{ cm}$ ,
- pour le canal III :  $\alpha_{L_{III}} = 1.44 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$  et  $L_{0_{III}} = 35 \text{ cm}$ .

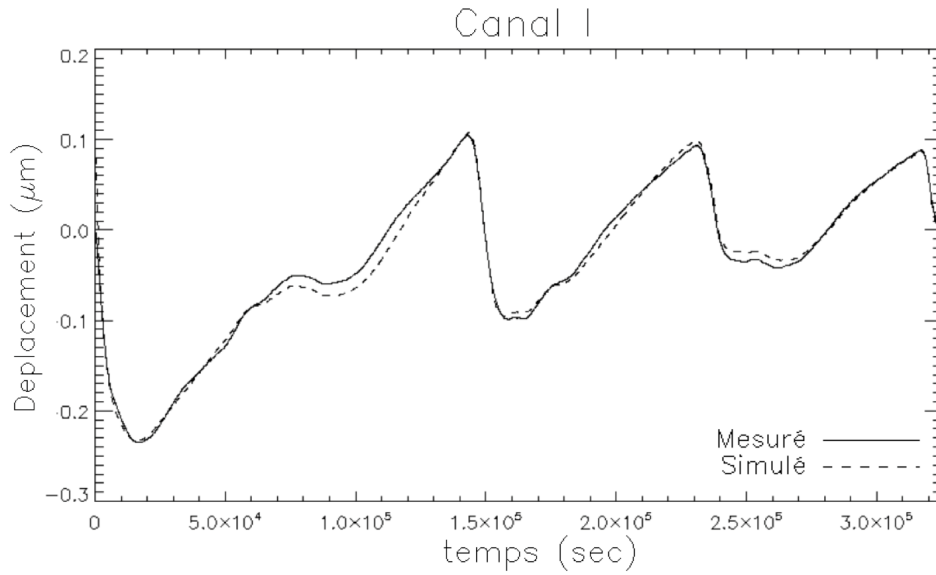


FIGURE 3.6 – Position du canal I mesurée (trait plein) et simulée (traits pointillés) en fonction du temps en secondes.

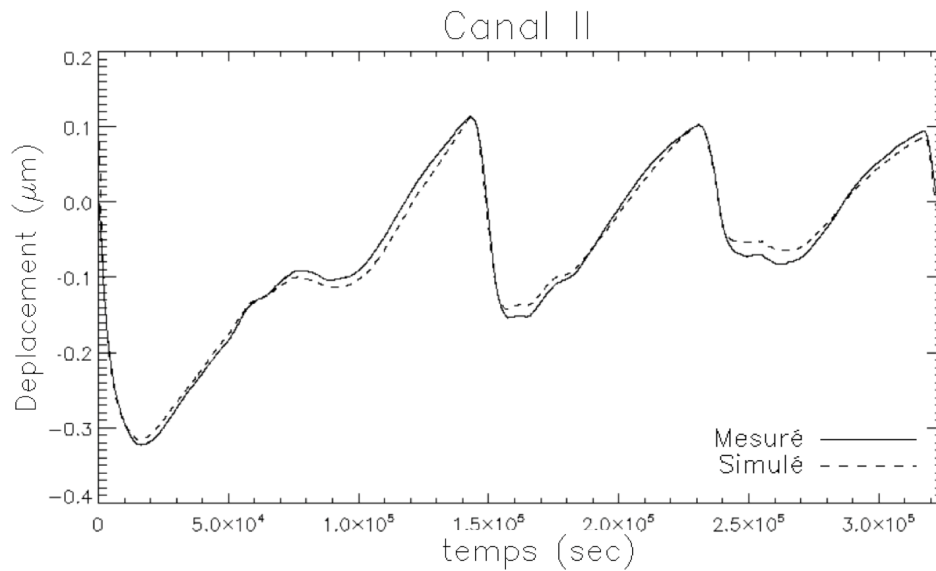


FIGURE 3.7 – Position du canal II mesurée (trait plein) et simulée (traits pointillés) en fonction du temps en secondes.

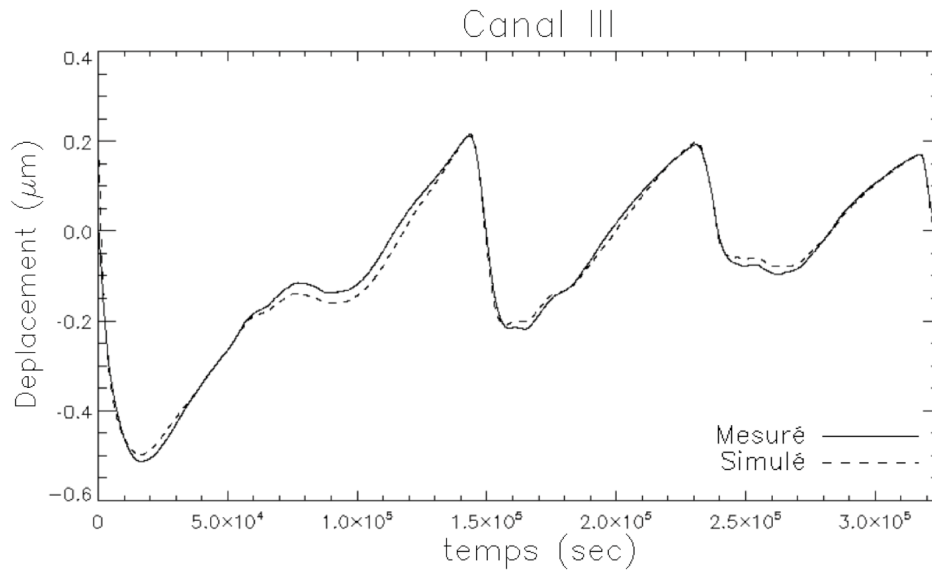


FIGURE 3.8 – Position du canal III mesurée (trait plein) et simulée (traits pointillés) en fonction du temps en secondes.

Ces mesures et simulations montrent que l'interféromètre à 3 faisceaux est largement dominé par les gradients thermiques et les variations de température. Les conditions environnementales doivent être mesurées de manière rigoureuse afin d'éviter des biais de mesure, même sur de courtes échelles de temps. Par exemple, deux mesures séparées de 1h entraînent un biais d'environ 5 nm si le taux de changement de température est de  $1\text{ m}^\circ\text{C}/\text{min}$ , ce qui correspond au pire cas de cette expérience. Le travail futur consistera à :

- déterminer la reproductibilité du modèle actuel (les modèles ci-dessus n'ont pour l'instant pas été reproduits sur des mesures différentes),
- contraindre la température initiale grâce à l'enceinte thermique plusieurs heures avant la mesure (qui n'est pas si simple au vu des problèmes de vibrations mentionnés plus haut),
- améliorer le modèle physique (au delà du modèle à une dimension)
- étendre ce type d'expérience à d'autres outils de métrologie (accéléromètres, seismomètres...), qui nous paraissent essentiels dans le cadre de la stabilité d'instrument à très haut contraste.



### 3.3 Application au projet SPEED

Des mesures environnementales ont été réalisées dans le cadre de l'expérience SPEED (introduit à la section 2.5.1), qui constitue un banc de test haut-contraste adapté à cette problématique. L'interféromètre 3-faisceaux a été utilisé afin de mesurer les déformations thermiques de la table optique sur des périodes de temps supérieures à 24h (antérieurement aux mesures présentées dans la section 3.2), aboutissant à une flexion horizontale de  $\sim 2.4 \text{ arcsec}/^\circ\text{C}$  et à une flexion verticale de  $\sim 0.4 \text{ arcsec}/^\circ\text{C}$ . Ces résultats sont consistants avec les résultats obtenus à la section 3.2 avec des angles mesurés d'environ  $\sim 2.4 \text{ arcsec}/^\circ\text{C}$  et  $\sim 0.8 \text{ arcsec}/^\circ\text{C}$  comme le montrent les variations d'angle de la figure 3.9 qui correspondent à l'expérience de la section 3.2. Ceci indique que les déformations de la table optique de SPEED sont probablement plus faibles que celles mesurées. Dans le contexte de SPEED, le but est d'utiliser un tel résultat pour mettre en oeuvre une métrologie fiable de stabilité sur le banc. Les différences de calendriers des projets SPEED et SIA ne permettent pas d'intégrer la stabilité en amont du projet mais SPEED intégrera la stabilité comme point critique et cruciale pour le haut-contraste.

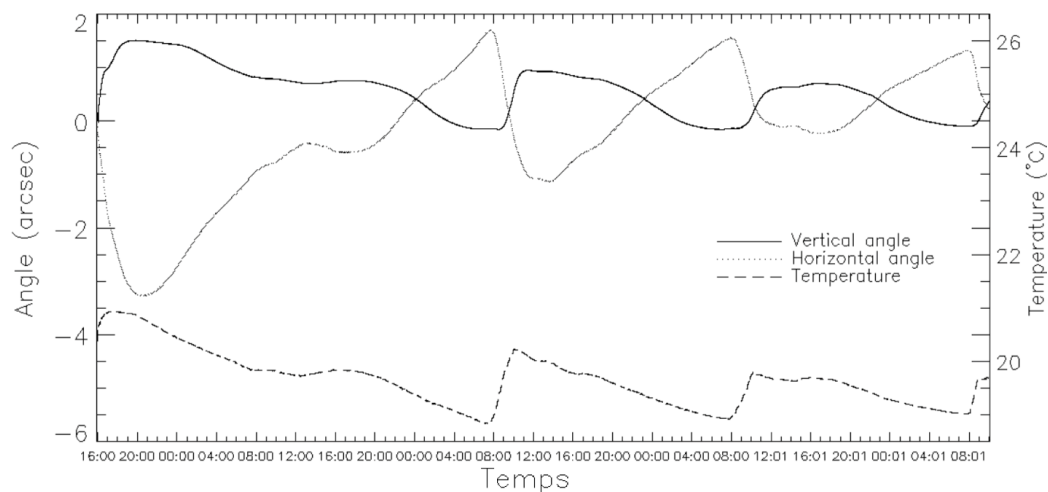


FIGURE 3.9 – Variation des angles et de la température en fonction du temps sur près de 4 jours.

### 3.4 Conclusion

La stabilité est un paramètre essentiel pour le haut-contraste. Le projet SIA s'inscrit dans une approche systématique d'implémentation de la stabilité dans les instruments. Son objectif est d'adapter la conception en amont des instruments (comme par exemple dans le choix des matériaux) selon les requis de stabilité. Pour cela, une caractérisation précise des matériaux, de combinaison de matériaux, ainsi que le développement d'outils de métrologie (ou du moins leur qualification extrêmement précise) sont nécessaires. Dans ce contexte, la stabilité d'un outil de métrologie potentiel, un interféromètre à trois voies, a été étudiée. La réponse thermique de l'interféromètre a été mesurée et modélisée numériquement mais montre cependant une forte dépendance aux variations de la température extérieure. Un outil de métrologie plus adapté est en cours de recherche au laboratoire Lagrange.

### 3.5 Article SPIE, 2014

# Stable Imaging for Astronomy (SIA)

Mathilde Beaulieu<sup>a</sup>, Sebastien Ottogalli<sup>a</sup>, Olivier Preis<sup>a</sup>, Yves Bresson<sup>a</sup>, Jean-Pierre Rivet<sup>a</sup>, Lyu Abe<sup>a</sup>, Farrokh Vakili<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Université de Nice Sophia-Antipolis, Observatoire de la Côte d'Azur, CNRS UMR 7293, 06108 Nice Cedex 2, France

## ABSTRACT

One of the most challenging fields of astronomical instrumentation is probably high-contrast imaging since it ultimately combines ultra-high sensitivity at low flux and the ability to cope with photon flux contrasts of several hundreds of millions or even more. These two aspects implicitly require that high-contrast instruments should be highly stable in the sense of the reproducibility of their measurements at different times, but also, continuously stable over time. In most high contrast instruments or experiments, their sensitivity is broken after at most tens of minutes of operation due to uncontrolled and unknown behaviour of the whole experiment regarding the environmental conditions. In this paper, we introduce a general approach of an exhaustive stability study for high-contrast imaging that has been initiated at Lagrange Laboratory, Observatoire de la Côte d'Azur (OCA). On a practical ground, one of the fundamental issues of this study is the metrology, which is the basis of all reproducible measurements. We describe a small experiment designed to understand the behaviour of one of our ultra-precise metrology tools (a commercial sub-nanometric 3-way interferometer) and derive the conditions under which its operation delivers reliable results. The approach will apply to the high-contrast imaging test-bench SPEED, under development at OCA.

**Keywords:** Stability, exoplanet detection, high contrast imaging, performances improvement

## INTRODUCTION

The purpose of high-contrast imaging is to disentangle the faint companion signal from the bright signal of its parent star. In existing high-contrast instruments or experiments, the sensitivity is broken after few tens of minutes [1] due to instrument instabilities that limit the final performances. The problem can be overcome in laboratory where the environmental conditions can be thoroughly controlled (e.g. JPL/H CIT), from the emitting photon source to the final detector. However, the situation is totally different when considering on-sky instrumentation. Stable long exposure observations are a key issue in high-contrast imaging as they allow observations of very faint companions. In the classical picture of building a high-contrast instrument, an extreme care is taken to specify the mechanical, optical and electronics sub-systems, but the global temporal stability is not fully dealt with during the design. Several observing strategies and tricks have been developed to limit the instabilities impact (e.g. ADI [2] combined with LOCI [3]) but no instrumental solutions have ever been considered to master instabilities. Few instrumental concepts (Common Path AIC [4,5,6] and Spectropolarimetric differential imager using channelled spectrum [7]) were realized and successfully tested in laboratory [8,9] in the perspective of high stability. The scope of this paper is to describe the stability study that will be done at Lagrange Laboratory and present preliminary results on a possible stability metrology tool.

## OVERALL STABILITY PROJECT PRESENTATION

The SIA project will study the feasibility of building intrinsically stable instruments or at least sufficiently understand instrumental stability to process the recorded data. This project encompasses various aspects:

- Environmental experiment effects and control study such as the local atmospheric turbulence, the temperature effects on mechanical and optical assemblies and the dynamical mechanical drifts due to mechanical relaxation.
- Study and tests of mechanical and optical assemblies that are designed to be intrinsically stable in a given environment (typically self-compensating mechanical/optical assemblies).
- Study of the global interaction between instrument components following the same stability criteria as for individual components. The electronics part integration must not be neglected since it is a major source of heat dissipation and possibly varying in time.

These aspects need expertise from a variety of skills: mechanical and optical studies including thermal analysis, atmospheric turbulence models, ultra-accurate metrology, electronics design and thermal models. The methodology that will be used for the project will be based on the following objectives:

- **Metrology tool development for reference.** The development of adequate and re-usable ultra-precise methodology tool and measurements protocols is a fundamental aspect of ultra-high stability because it provides the way to monitor instabilities, feedback to the system and stabilize the final signal. The goal is to setup small experiments to qualify the behaviour of precise metrological tools in order to understand what is really measured such as the one which will be described in this paper.
- **Study of top-level requirements for high-contrast imaging experiments and instruments.** The main point is to study the conditions where ultra-high stability is achievable, which highly depends on the instrument concept. This includes an in-depth theoretical and practical study of differences, advantages and drawbacks of various high-contrast imaging concepts.
- **Accurate material characterization and instrument behaviour simulation.** One technical outcome is to be able to fully characterize the materials used in the manufacturing of a given instrument for realistic simulations. Various optical materials will be listed with their advantages and drawbacks in terms of transmission/reflection vs. wavelengths, chromatism, coefficient of thermal expansion, refractive index inhomogeneities. Refractive indexes and CTEs of few materials have already been measured for space-borne missions [10,11,12,13,14] and could be used as a first step for thermal modeling. The need to develop custom metrology systems could also be studied. Finite Element Analysis will then be used to test and predict materials behaviour.
- **Test of various assemblies with increased complexity.** Once the metrology and modeling tools will be fully understood, stability measurements will be done on very simple mechanical components. Athermal assemblies for refractive optics have already been designed and tested for space-borne missions (NIRCAM/JWST [16]) or ground based instruments (GPI [15]). The GPI spectrograph mechanical mounts use pads with lengths designed to optimally compensate the difference between the mechanical and the optical behaviour during thermal variations and could be studied as a reference for this objective. Reflective optics will also be tested with various bonding methods (molecular bonding or gluing, see [17] for some adhesives stability study) and results will be compared with a built-in reflective reference surface (area polished directly on the part) and specifically dedicated to precise metrological measurements. The complexity of the test setup will thus be increased step by step toward a more complex setup that is closer to fulfilling the defined scientific requirement.

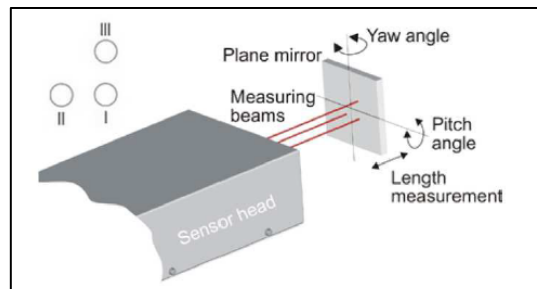
The above-mentioned aspects of the project can potentially lead not only to stability monitoring and compensation for current or future instruments but also to the emergence of new intrinsically stable concepts. For instance, integrated optics is a good example of compact and thus stable optical components in the context of interferometry ([18, 19, 20, 21, 22, 23]).

The scope of next sections is the starting point of the stability project: the study of a possible metrology tool for stability reference. This paper focuses on a precise interferometer, and on its behaviour when subject to environmental thermal perturbations.

## QUALIFICATION OF A ULTRA-PRECISE 3-WAY INTERFEROMETER

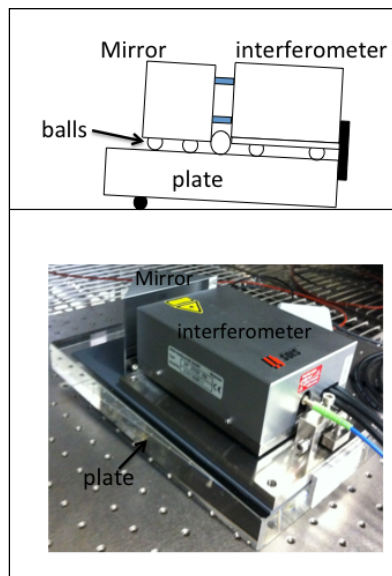
The development of an adequate and re-usable precise metrology tool is crucial to further investigate instability origins. For this test experiment, we used a triple-beam interferometer from SIOS®, which simultaneously measure nanometer-

precision displacements. The operating principle is illustrated in Figure 1. Three HeNe laser beams allow to measure the motions of a target surface (basically stroke measurements, possibly converted to angles). The interferometer nominal operating range is between 15°C and 30°C but the thermal interferometer response has not yet been studied and the interferometer is often used at stabilized temperatures. MATISSE project used it for testing its optics at different temperature [24] and has noticed interferometer intrinsic variations. The interferometer variations with temperature had to be measured with a reference surface and then subtracted from the recorded data. The goal of this stability project is to use a sufficiently stable instrument under variable environment to measure stability.



**Figure 1.** Interferometer operating principle

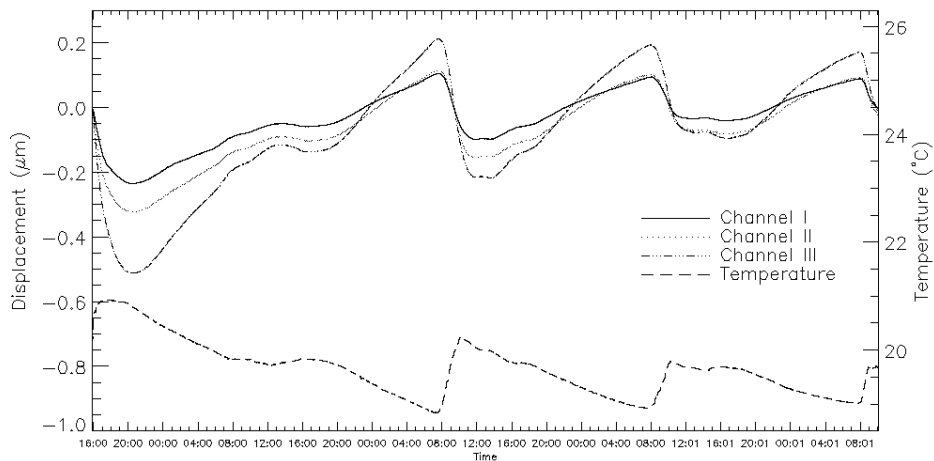
Experiments have been carried out to qualify the interferometer behaviour as a function of temperature. Figure 2 describes the setting. The interferometer is coupled with an N-BK7 Aluminum coated flat mirror. These two elements are placed on a Fused Silica plate thanks to six 4-mm-diameter Fused Silica balls (three under the interferometer and three under the mirror). Two more balls are inserted between the mirror surface and the interferometer. The plate is tilted by ~20 degrees, so that gravity ensures the contact between all parts of the setup without introducing any additional mechanical stress: the measured distance only depends on the expansion/contraction of the interferometer and of the two fused silica balls at the junction. As Fused Silica has a low thermal expansion coefficient (~0.55 ppm/°C), the setup will measure the interferometer response due to external thermal variations. An external temperature probe is located at a few centimeters aside the full setup to monitor this ambient temperature. It should preferably be located as close as possible to the measurement channels themselves (inside the interferometer), and ideally each channel should have his own temperature probe. We have also checked that the laser stability effect is well below the precision measurement given by the manufacturer.



**Figure 2.** Setup description (top) and picture (bottom). This setup allows measurement of interferometer response with temperature variations.

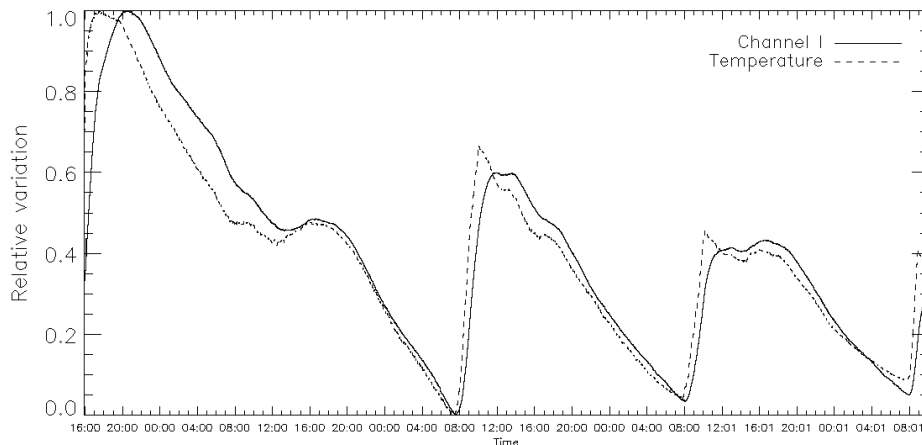
The first measurements have been performed in a thermal enclosure (VÖTSCH VT3 7150). Unfortunately, vibrations in the enclosure while in operation caused the interferometer cables to act as springs causing uncontrolled interferometer displacements (jumps followed by mechanical relaxation). This prevented reliable measurements. This emphasizes the fact that an extreme care should be taken in the environmental monitoring and control for stability measurements.

The experiment was then repeated over a few days without any active temperature control (temperature changes came from day/night variations in the room). Results are shown in Figure 3. Channel variations are obviously correlated with the temperature (see above for the temperature probe location): they are  $\sim 0.15$ ,  $0.2$  and  $0.35 \mu\text{m}/^\circ\text{C}$  for respectively channel I, II and III. As the fused Silica balls thermal expansion ( $\sim 2.2 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ ) is negligible compared to the measured displacements, the interferometer thermal stability is directly measured with this setup.



**Figure 3.** Channel position in  $\mu\text{m}$  (top three curves) and temperature variation in  $^\circ\text{C}$  (bottom) as a function of time over three days.

Displacements and temperature are correlated but with a delayed response time as emphasized in Figure 4, where the temperature and the channel I measurements have been normalized.



**Figure 4.** Relative channel I position and temperature variation as a function of time.

This delayed response time suggested that the interferometer could be modeled as a system following heat diffusion law. The interferometer response has been simulated with a combination of heat equation and thermal expansion solutions. As a first approach, which seems a priori not very well adapted to the problem, we chose to model the whole system as a simple semi-infinite 1D system which analytical solution is well known. We recall in [Eq. 1] the heat equation with boundary conditions.

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t} \text{ with } T(0, t) = f(t) \text{ and } T(x, 0) = T_0 \quad [\text{Eq. 1}]$$

where  $T$  is the temperature inside the interferometer in  $^{\circ}\text{C}$ ,  $x$  is the distance inside the “system”,  $\alpha$  is the thermal diffusivity in  $\text{m}^2/\text{s}$ ,  $T_0$  is the initial external temperature and  $f(t)$  is the external temperature variation with time.

The analytical heat equation solution is

$$T(x, t) = T_0 + \frac{x}{\sqrt{4\pi\alpha}} \int_{\tau=0}^t \frac{f(\tau)-T_0}{(t-\tau)^{3/2}} \exp\left[-\frac{x^2}{4\alpha(t-\tau)}\right] d\tau \quad \forall x > 0 \text{ and } \lim_{x \rightarrow 0} T(x, t) = f(t)$$

The heat equation is solved and combined with thermal expansion model:

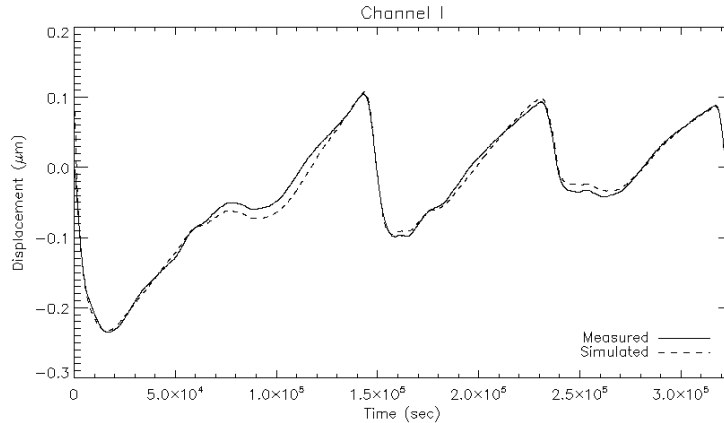
$$\alpha_L = \frac{1}{L} \frac{\partial L}{\partial T} \text{ with } L_{T=T_0} = L_0 \quad [\text{Eq. 2}]$$

where  $\alpha_L$  is the CTE and  $L_0$  is the initial length.

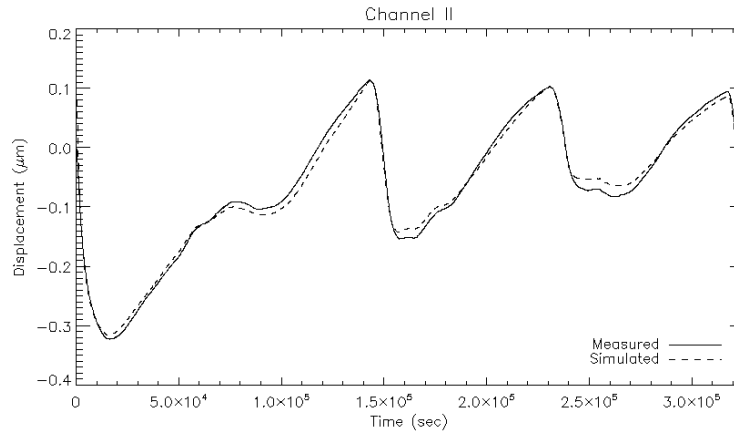
Figure 5, 6 and 7 show the simulation results with the following ad-hoc parameters:

- $\alpha = 1.2 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$  (equivalent to steel thermal diffusivity)
- $x = 18 \text{ cm}$
- A temperature before  $t = 0\text{s}$  (equal to  $T_0 - 1^{\circ}\text{C}$ ) was added to better match the behaviour near  $t = 0\text{s}$
- Channel I:  $\alpha_{L,1} = 0.75 \text{ ppm}/^{\circ}\text{C}$  and  $L_{01} = 31 \text{ cm}$
- Channel II:  $\alpha_{L,2} = 0.97 \text{ ppm}/^{\circ}\text{C}$  and  $L_{02} = 30 \text{ cm}$
- Channel III:  $\alpha_{L,3} = 1.44 \text{ ppm}/^{\circ}\text{C}$  and  $L_{03} = 35 \text{ cm}$

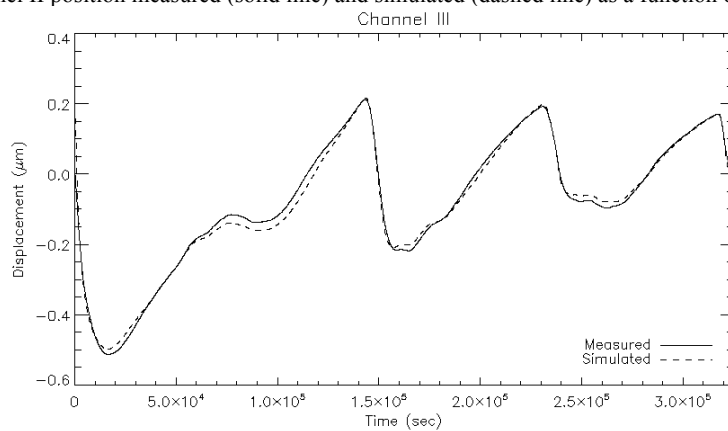
These parameters represent one possible solution of the interferometer modeling. Despite a simplistic model, which does not faithfully represents the interferometer physical reality (only its general behaviour to temperature changes), the modeling error is less than 50 nm, which is about 10 times better than the initial error.



**Figure 5.** Channel I position measured (solid line) and simulated (dashed line) as a function of time in seconds.



**Figure 6.** Channel II position measured (solid line) and simulated (dashed line) as a function of time in seconds.



**Figure 7.** Channel III position measured (solid line) and simulated (dashed line) as a function of time in seconds.

We can conclude from these measurements and associated modeling that the 3-beams interferometer is largely dominated by thermal gradients and of course temperature variation rate. Even for measurement performed over short period of time, the environment conditions should be very carefully monitored to prevent any measurement bias. For example, two measurements separated by 1 hour would lead to a bias of about 5 nm if the temperature-changing rate is 1m°C/min which corresponds to the worst situation in our experiment. Future work will consist in fine-tuning the interferometer model by:

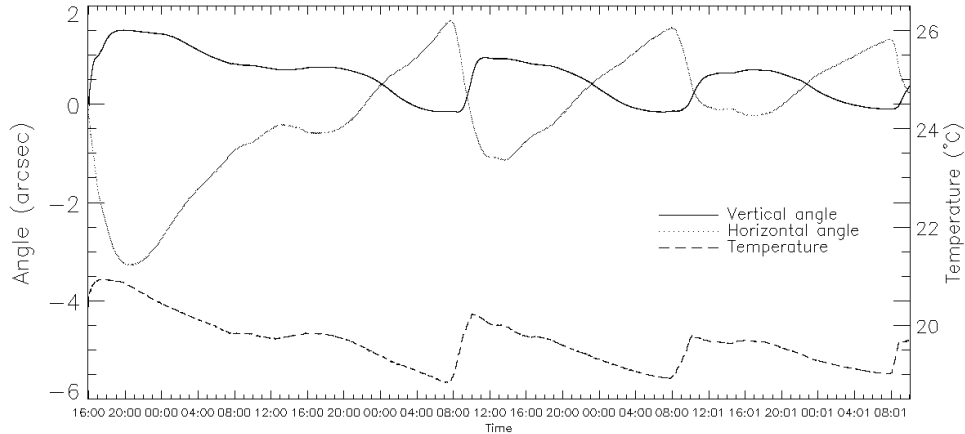
- Assessing the reproducibility of the current modeling.
- Constraining initial temperature using the thermal enclosure several hours prior the measurement.
- Improving the physical model (beyond the current 1D model).
- Adding other metrology monitoring tools such as accelerometers or seismometers (available at Lagrange laboratory and OCA/GeoAzur geophysics laboratory).

## APPLICATION TO SPEED PROJECT

Lagrange laboratory has initiated in 2013 the development of SPEED (Segmented Pupil Experiment for Exo-planet Detection), a testbench dedicated to the study of high-contrast imaging with segmented pupil. SPEED combines a telescope simulator, a phasing unit, an active optic for wavefront control and shaping using two deformable mirrors for both phase and amplitude control and a coronagraph for high-contrast imaging at short angular separation [24]. As stability is crucial for high-contrast imaging, some environment measurements have been made in order to include stability in SPEED. Measurements using the same 3-way interferometer were made before the experiment described in this paper in order to assess the deformation of the optical bench. It lead to a horizontal flexion of  $\sim 2.4$  arcsec/m°C and



a vertical flexion of  $\sim 0.4$  arcsec/m/°C. These results are consistent with our experiment results ( $\sim 2.4$  and  $\sim 0.8$  arcsec/°C see figure 8) indicating that the optical table stability measurement is dominated by the interferometer variations. It also means that the SPEED optical table deformations are probably lower than what have been measured.



**Figure 8.** Angle and temperature variations as a function of time.

In the context of SPEED, we want to use such result to define and put the basis for a reliable metrology implementation on the SPEED bench. The future developments of the SIA project such as optimized smart opto-mechanical assemblies will probably not be achieved for SPEED because the two projects timelines may not match. However, unlike most high-contrast imaging testbeds, SPEED will integrate these stability issues as a critical point from the very beginning of the project.

## CONCLUSION AND DISCUSSION

Stability is crucial for future high-contrast imaging instruments as instabilities prevents long-term observations. We have initiated a long-term in-depth study that focuses on these aspects at Lagrange Laboratory. One of the pre-requisites for such kind of work is to master metrology tools. This paper described a simple experimental setup dedicated to characterize an ultra-precise 3-way SIOS® interferometer over a long period of time. We showed that large amplitude variations in the measurements (100 times larger than the device precision) were due to the interferometer itself under free air environmental conditions. In order to understand the meaning of these intrinsic variations, we tried to reproduce its behaviour using a simple 1D heat diffusion equation combined with a classical thermal expansion model. Although the modeling seems simplistic, we can find parameter solutions that match very well the observed data. Future work will include for example, the use of a more realistic physical model, the reproducibility of the thermo-mechanical model, but also metrological protocol for stability measurements. This work will benefit to the SPEED experiment in the first place but is expected to be very useful for any future high-dynamic range experiments or instruments.

## ACKNOWLEDGMENTS

This work has been granted by CNRS-INSU funds for the metrological instrumentation used for the experiments. M. Beaulieu is supported by a joint grant from Observatoire de la Côte d'Azur and the Région PACA for her PhD fellowship.

## REFERENCES

1. Marois, C et al, *TRIDENT: An Infrared Differential Imaging Camera Optimized for the Detection of Methanated Substellar Companions*, PASP, vol. 117, pp. 745-756, 2005

2. Marois, C et al, *Angular Differential Imaging: A Powerful High-Contrast Imaging Technique*, ApJ, vol. 641, pp. 5556-564, 2006
3. Lafrenière et al, *A New Algorithm for Point-Spread Function Subtraction in High-Contrast Imaging: A Demonstration with Angular Differential Imaging*, ApJ, vol. 660, pp. 770-780, 2007
4. Tavorov, A., V. et al, *Three-dimensional common-path for AIC: nulling of polychromatic light*, Direct Imaging of Exoplanets: Science & Techniques. Proceedings of the IAU Colloquium #200, Edited by C. Aime and F. Vakili. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2006., pp.451-456
5. Tavorov, A, V., *Physical foundations of achromatic nulling interferometry for stellar coronagraphy*, Journal of Experimental and Theoretical Physics, Volume 107, pp.942-951
6. Tavorov, A, V., *Development of spatial coherence from an extended source in successive rotational shearing interferometers for achromatic stellar coronagraphy*, Journal of experimental and Theoretical Physics, vol. 108, pp. 963-976, 2009
7. Murakami, N et al, *Common-Path Spectropolarimetric Differential Imager Using Variable Channeled Spectrum*, ApJ, vol. 661, pp.634-640, 2007
8. Yokochi, K et al, *Achromatic deep nulling with a three-dimensional Sagnac interferometer*, Optics Letters, vol. 34, p. 1985, 2009
9. Murakami, N et al, *Development of fourth-order Nulling Coronagraphs for Partially Resolved Stars*, EXOPLANETS AND DISKS: THEIR FORMATION AND DIVERSITY: Proceedings of the International Conference. AIP Conference Proceedings, Volume 1158, pp. 397-398, 2009
10. Leviton, Douglas B. et al, *High accuracy, absolute, cryogenic refractive index measurements of infrared lens materials for JWST NIRCcam using CHARMS*, SPIE, vol. 5904, pp. 222-233, 2005
11. Halverson et al, *The JPL cryogenic dilatometer: measuring the thermal expansion coefficient of aerospace materials*, Jet Propulsion Laboratory California Institute of Technology, Pasadena California, International Thermal Expansion Symposium (ITCC 29/ITES17), Birmingham, AL, United States, 24-27 Jun. 2007
12. Bougoin, M, Caster, D, Levallois, F, *CTE homogeneity, isotropy and reproducibility in large parts made of Sintered SiC*, Proceedings of the International Conference on Space Optics (ICSO 2012)
13. K. Enya et al, *High-precision CTE measurement of hybrid C/SiC composite for cryogenic space telescopes*, Cryogenics Elsevier UK, vol. 52, no1, pp. 86-89, (2012)
14. K. Enya, N. et al, *High-Precision CTE Measurement of SiC-100 for Cryogenic Space Telescopes*, Publication of the Astronomical Society of Pacific, Volume 119, Issue 855, pp. 583-589 (2007)
15. Thibault, S, *Cryogenic Lens Design Case Study: Gemini Planet Imager Spectrograph*, SPIE, vol. 8128m 2911
16. Kvamme, T et al, *Mounting of large lithium fluoride space-based optics*
17. Daly, J.G et al, *Structural adhesives for bonding optics to metals: a study of opto-mechanical stability*, SPIE, vol. 4444, 2001
18. Malbet, F et al, *Integrated optics for astronomical interferometry. I. Concept and astronomical applications*, A&AS, v. 138, p.135-145, 1999
19. Berger, J.P et al, *Integrated optics for astronomical interferometry. II. First laboratory white-light interferograms*, A&AS, v. 139, p.139-173, 1999
20. Haguenaue, P. et al, *Integrated optics for astronomical interferometry. III. Optical validation of a planar optics two-telescope beam combiner*, Applied Optics, Vol. 39, Issue 13, 2000
21. Berger, J.P et al, *Integrated optics for astronomical interferometry. IV. First measurements of stars*, A&A, v. 376, p. L31-L34, 2001
22. Laurent, E et al, *Integrated optics for astronomical interferometry. V. Extension to the K band*, A&A, v.390, p. 1171-1176, 2002
23. Lebouquin, J-B et al, *Integrated optics for astronomical interferometry. VI. Coupling the light of the VLTI in K band*, A&A, vol. 450, p1259-1264. 2006
24. Robbe-Dubois, S et al, *MATISSE: Warm Optics integration and performance in laboratory*, SPIE, vol. 9146-87, 2014
25. Martinez, M et al, *SPEED: the Segmented Pupil Experiment for Exoplanet Detection*, SPIE, vol. 9145-162, 2014



# Une technique d'imagerie différentielle : DIFFRACT

---

## Sommaire

---

<b>4.1 Principe</b> . . . . .	<b>153</b>
<b>4.2 Simulations numériques</b> . . . . .	<b>154</b>

---

## 4.1 Principe

La technique DIFFRACT (DIFFerential Remapped Aperture Coronagraphic Telescope), proposée par Farrokh Vakili, s'inscrit dans le contexte de la soustraction de FÉP de référence décrit à la section 1.3.3.2 dans le but de diminuer les aberrations statiques et quasi-statiques présents sur un instrument haut-contraste. De la même manière que SSDI, cette méthode s'appuie sur des FÉP de tailles différentes mais obtenues avec différents diaphragmes plutôt qu'à différentes longueurs d'onde. Le principe est illustré sur la figure 4.1 : la lumière du télescope est divisée en deux faisceaux (par exemple grâce à un prisme Wollaston) puis passe à travers des diaphragmes de tailles différentes (dans la suite, on notera  $\alpha$  le rapport entre les rayons de ces diaphragmes). L'image obtenue avec le diaphragme le plus petit (trait plein de la figure du milieu) est élargie par rapport à l'image initiale avec le diaphragme le plus grand (en haut de la figure), proportionnellement à  $\lambda/D$ . Une remise à l'échelle (du facteur  $\alpha$ ) permet de ramener la FÉP à la taille initiale (trait pointillé de la figure du milieu) mais a aussi comme effet de déplacer la position d'un objet hors-axe de la quantité  $\alpha$  (illustré en bleu sur la figure). Soustraire les

images ainsi obtenues permet de supprimer le signal d'un objet sur l'axe mais de garder intact le signal de la planète (signal positif/négatif en bas de la figure). Une

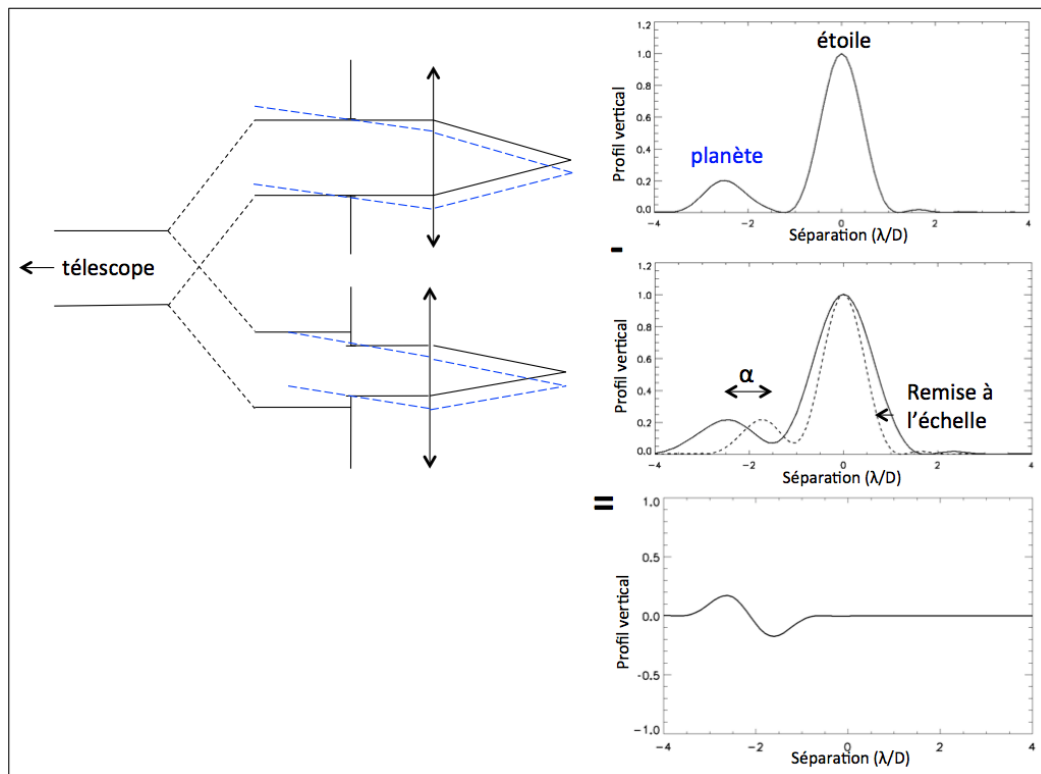


FIGURE 4.1 – Principe de DIFFRACT.

étude analytique de cette technique est présentée dans [Allouche et al. \[2012\]](#). Le but du travail présenté ici est de simuler numériquement cette technique afin d'identifier ses performances et ses limitations.

## 4.2 Simulations numériques

Afin d'estimer les performances de DIFFRACT, il est nécessaire de recentrer les images et de les remettre à l'échelle avant de les soustraire. Dans le but de diminuer du bruit numérique d'interpolation introduit lors de ces manipulations d'images, il a été choisi d'utiliser les algorithmes présentés dans [Marois \[2004\]](#), basés sur la transformée de Fourier et qui ne modifient pas le contenu en fréquence de l'image et conservent ainsi une certaine précision. Par exemple, l'algorithme de

remise à l'échelle modifie la dimension du tableau de calcul dans l'espace de Fourier (*zero-padding*).

Les simulations ont d'abord été réalisées en simulant des FÉP *idéales*, dont la forme est définie par leur expression analytique en fonctions de Bessel. Un premier jeu de simulations a été réalisé afin de tester les algorithmes de remise à l'échelle et en déduire les performances théoriques. La dimension de calcul est 2048 pixels avec une FÉP de largeur à mi-hauteur de 2.5 pixels. Le critère de performance est le seuil de détection défini par la valeur à  $5\sigma$  du contraste (rapport de l'image résultant de la soustraction des FÉP sur le maximum de l'image avant soustraction). Les simulations ont été réalisées pour différentes valeurs de  $\alpha$  en précisant qu'il s'agit de tester ici uniquement l'atténuation d'une étoile sur l'axe sans présence d'objet hors-axe : les résultats sont présentés sur la figure 4.2 et ne montrent pas de différence selon la valeur du facteur de remise à l'échelle. Le gain en contraste analytique est donc de l'ordre de quelques  $10^6$ .

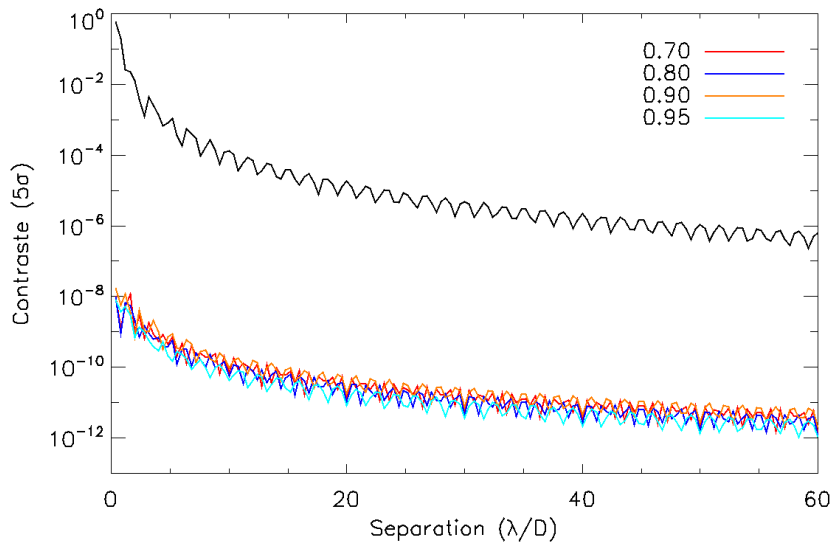


FIGURE 4.2 – Contraste obtenu avec des FÉP simulées avec des fonctions de Bessel avant DIFFRACT (courbe noire) et avec DIFFRACT pour différents facteurs de remise à l'échelle (0.7, 0.8, 0.9 et 0.95) en rouge, bleu foncé, orange et bleu ciel.

Les simulations ont ensuite été réalisées non plus à partir de forme analytique pour la FÉP mais en simulant la FÉP comme la transformée de Fourier d'un

tableau représentant la pupille optique : la pupille ici est simulée avec des bords apodisés (les pixels en bordure de la pupille ont comme valeur l'aire interceptée par la forme analytique circulaire de la pupille et le pixel) afin de se rapprocher d'un cas *analogique*. Les résultats sont présentés sur la figure 4.3 et montrent une dégradation importante par rapport au cas *analytique*, qui s'explique par la présence de bruit numérique dû à la taille du tableau dans le calcul de la transformée de Fourier et à la pixelisation de la pupille.

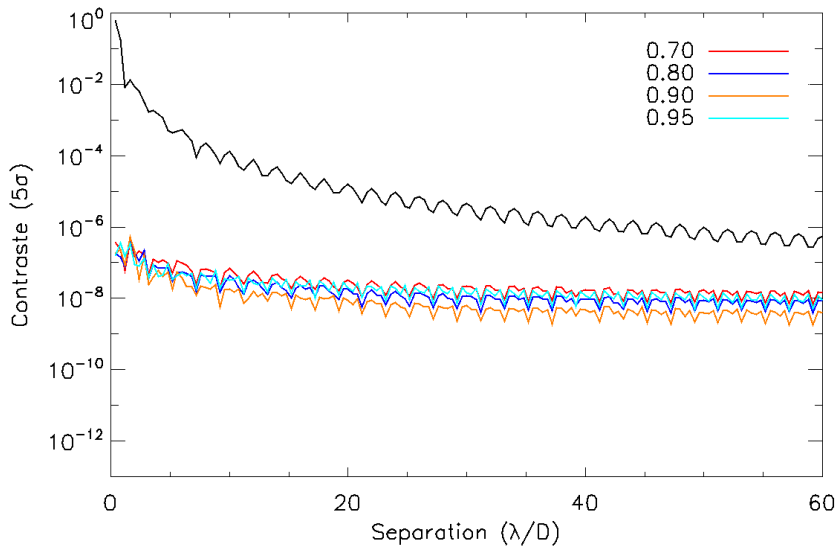


FIGURE 4.3 – Contraste obtenu avec des FÉP simulées avec des transformées de Fourier avant DIFFRACT (courbe noire) et avec DIFFRACT pour différents facteurs de remise à l'échelle (0.7, 0.8, 0.9 et 0.95) en rouge, bleu foncé, orange et bleu ciel.

Un compagnon hors-axe est également affecté par la remise à l'échelle, particulièrement s'il est situé proche de l'axe. En effet sa position après la remise à l'échelle est décalée du facteur  $\alpha$  et la distance relative des compagnons lors de la soustraction est  $(1 - \alpha) r_p$  où  $r_p$  est la position initiale du compagnon. La figure 4.4 montre le contraste obtenu en tenant compte de la perte de signal du compagnon pour différentes valeurs de  $\alpha$  (courbes pleines rouge, bleu foncé, orange et bleu ciel) ainsi que le signal soustrait (*perdu*) d'un compagnon (courbes pointillées rouge, bleu foncé, orange et bleu ciel). La perte en contraste est d'autant plus importante que  $\alpha$  est faible et que le compagnon est situé à petite séparation ( $r_p$  petit). Le gain en

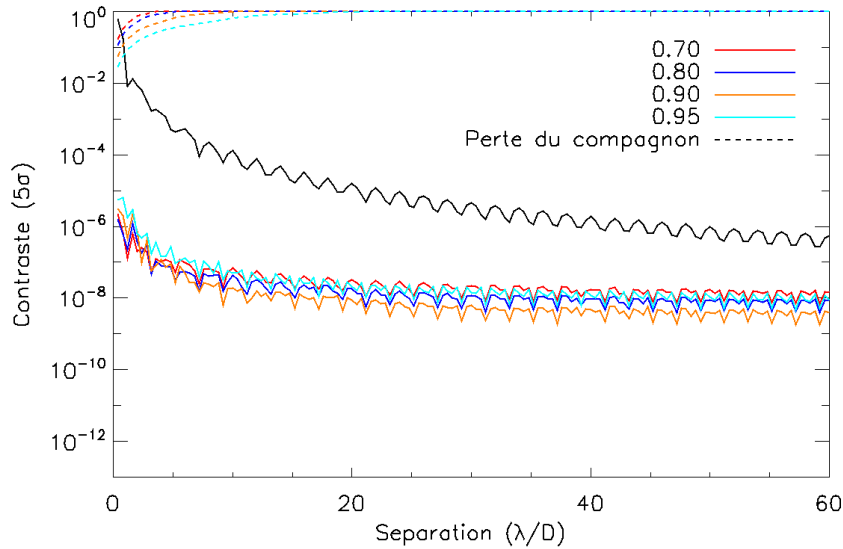


FIGURE 4.4 – Contraste obtenu en tenant compte de la perte du signal d’un compagnon avant DIFFRACT (courbe noire) et avec DIFFRACT pour différentes valeurs de remise à l’échelle (0.7, 0.8, 0.9 et 0.95) en rouge, bleu foncé, orange et bleu ciel. Les courbes en pointillés correspondent au signal perdu par le compagnon lors de la mise à l’échelle pour les différentes valeurs de  $\alpha$  (transmission).

contraste avec DIFFRACT est de l’ordre de  $10^4$  à petite séparation.

Afin de simuler un instrument réel, des aberrations ont été ajoutées au montage optique, en supposant des aberrations statiques situées au plan pupille (5 nm rms qui suivent une loi de puissance en  $f^{-3}$  où  $f$  est la fréquence). Les résultats sont présentés sur la figure 4.5 : les performances sont dégradées de manière significative par rapport au cas non aberré. Cette dégradation s’explique par l’impact de diaphragmes de tailles différentes sur la répartition spatiale des fréquences des défauts de phase, car ce qui importe ici c’est la fréquence rapportée à la taille de la pupille. Afin d’illustrer ce point, la figure 4.6 montre la médiane<sup>1</sup> de la densité spectrale de puissance d’une même structure d’aberrations mais définie sur deux tailles de pupilles différentes, en noir, pour la pupille de référence et en rouge pour une pupille de rayon multiplié par  $\alpha$  ( $\alpha$  est ici de 0.6 afin de mettre l’emphase sur les différences dans la DSP). Le fait de diminuer la taille de la pupille entraîne un décalage des fréquences (flèche bleue sur la figure 4.6). Ce décalage

1. On parle ici de tableau en deux dimensions dont la médiane est une médiane azimutale.



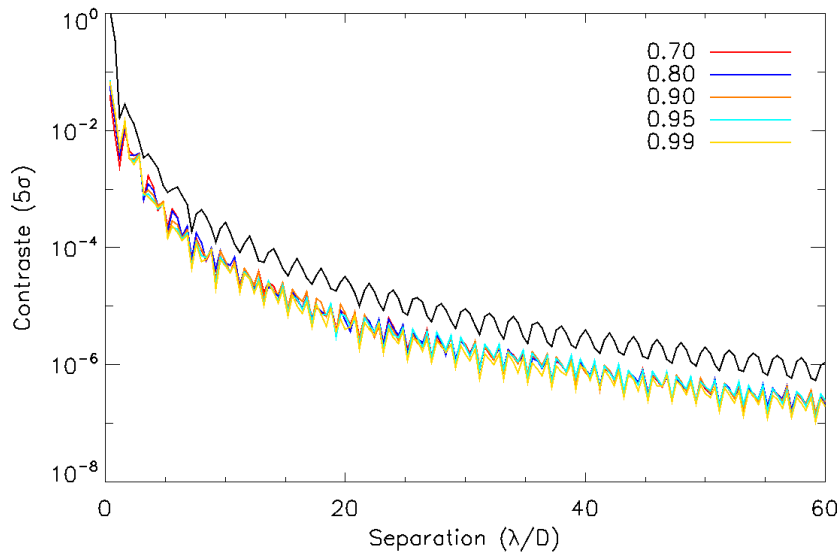


FIGURE 4.5 – Contraste obtenu en tenant compte d'une pupille aberrée (5 nm d'aberrations) et de la perte du signal d'un compagnon avant DIFFRACT (courbe noire) et avec DIFFRACT pour différents facteurs de remise à l'échelle (0.7, 0.8, 0.9, 0.95 et 0.99) en rouge, bleu foncé, orange, bleu ciel et jaune.

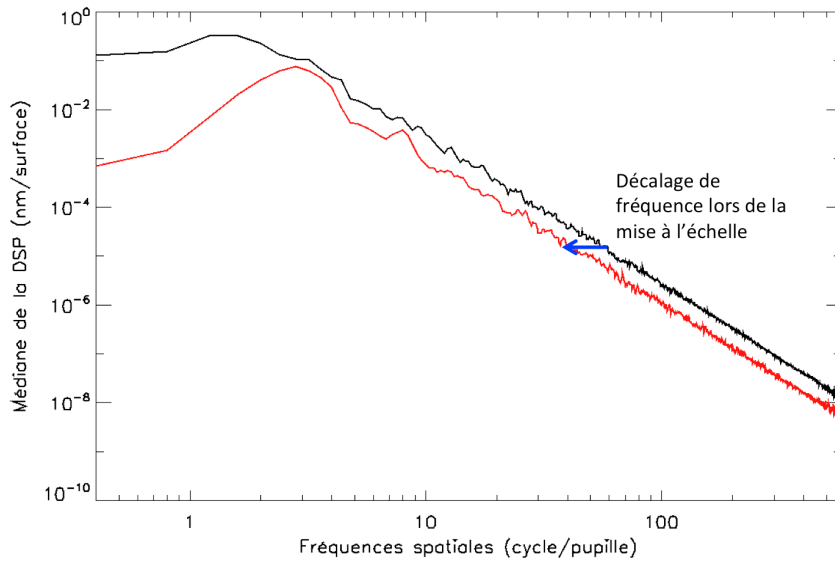


FIGURE 4.6 – Médiane de la PSD pour des tailles de pupilles différentes du facteur  $\alpha = 0.6$  (courbes noire et rouge) illustrant le décalage en fréquence dû aux différentes tailles de diaphragmes.

en fréquence se traduit sur l'image au plan focal par des structures de tavelures différentes, tel qu'illustré sur la figure 4.7 qui montre les FÉPs correspondant à

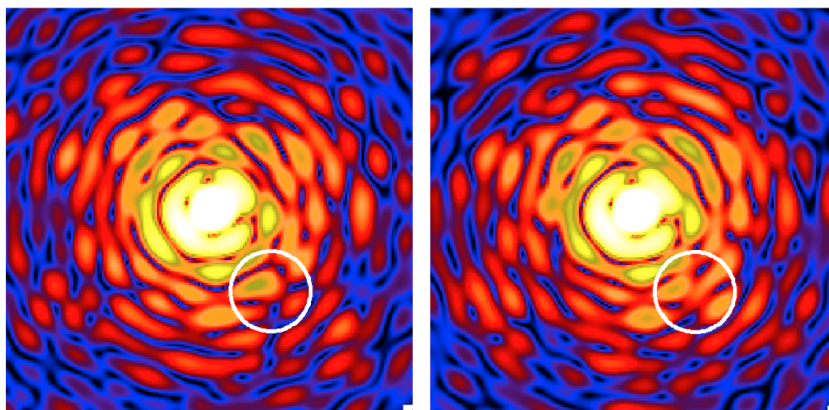


FIGURE 4.7 – FÉP correspondant à une même structure d'aberration (80 nm rms) pour deux pupilles de tailles différentes ( $\alpha = 0.9$ ). Le cercle blanc correspond à une région où la structure de tavelures est différente.

une même structure d'aberrations (de 80 nm rms afin d'accentuer les tavelures présentes sur la FÉP) pour deux tailles de pupille (nominale à gauche et de rayon multiplié par  $\alpha = 0.9$  à droite). Le cercle blanc correspond à une région où la structure de tavelures est différente, illustrant l'impact du décalage en fréquence. Ces structures de tavelures différentes entraînent donc une mauvaise soustraction du bruit de tavelure, expliquant ainsi la dégradation en performance de la figure 4.5.

En conclusion, la méthode DIFFRACT est une technique qui est fortement limitée d'une part par le décalage en fréquence introduit par des diaphragmes de tailles différentes et d'autre part, par la perte de signal d'un compagnon lors de la soustraction. Ce travail initié en début de thèse, malgré le fait que les performances ne sont pas à la hauteur des attentes théoriques, a permis de mettre l'accent sur l'impact crucial des erreurs de phase et de leurs répartitions en fréquence, dont l'importance est soulignée dans le chapitre 2. On peut se poser la question de savoir s'il est possible, au moins dans une zone restreinte du spectre, de compenser ce décalage en fréquence (cause principale de la dégradation des performances), par des techniques de contrôle front d'onde. L'utilisation de techniques utilisant des

miroirs déformables, telles que décrites dans le chapitre 2, pourraient être une piste d'investigation intéressante.

# Conclusion

L'objectif de cette thèse est l'amélioration du haut contraste, dans le but scientifique d'étudier des exoplanètes, que les méthodes indirectes (vitesse radiale ou transit) ont permis de détecter en grand nombre et que l'imagerie directe permettrait de caractériser. Le développement de très grands télescopes et de coronographes dont le contraste et la transmission sont performants à faible séparation ouvre également la voie à la détection d'exo-Terres mais reste limitée par les aberrations statiques instrumentales. Dans ce contexte, le *wavefront shaping*, qui consiste à créer une zone de haut contraste grâce à de(s) miroir(s) déformable(s), est une méthode prometteuse pour diminuer les effets des aberrations statiques mais est sensible, entre autres, à la propagation de Fresnel des erreurs instrumentales. Ainsi, un premier volet de cette thèse a été de déterminer les limitations à faible séparation du *wavefront shaping*, et plus particulièrement des limitations de configuration optique comme la distance des miroirs déformables, le nombre d'actuateurs, les tavelures de repliement ou l'architecture optique. Pour chacune de ces limitations, des approches analytiques ou semi-analytiques dans des cas simplifiés ont d'abord été étudiées puis vérifiées par la simulation *end-to-end* d'un montage générique qui tient compte de la propagation de Fresnel, et enfin renforcées par une analyse statistique (réalisations Monte-Carlo d'écrans de phase). Les résultats obtenus montrent que le haut contraste à faible séparation angulaire (proche de  $1 \lambda/D$ ) dépend fortement de la position des miroirs déformables, de la taille du *dark hole*, de la quantité des aberrations et des tavelures de repliement. Les résultats ont également montré que la distance inter-miroirs peut être estimée à partir de l'approche analytique et qu'elle dépend à la fois de la position et de la taille du *dark hole*. Une validation en laboratoire des résultats obtenus est en cours au laboratoire Lagrange.

Ces résultats ont ensuite été appliqués à un banc de test, SPEED, initié par Patrice Martinez, dont le but est d'obtenir du haut contraste à  $1 \lambda/D$  en utilisant le *wavefront shaping*. Les simulations *end-to-end* du montage optique de SPEED ont

permis de déterminer les paramètres optimaux de configuration optique (distance des miroirs, taille du *dark hole*...).

Un deuxième volet de cette thèse a été une contribution à un projet de stabilité, initié par Lyu Abe, dont le but est d'améliorer les performances de haut contraste en traitant la stabilité en amont dans la conception d'instruments. Dans le cadre de ce projet et dans le but de mesurer de manière précise les comportements des matériaux face aux instabilités, un système de métrologie potentiel a été étudié. Il s'agit d'un interféromètre trois voies dont le comportement thermique a été analysé sur plusieurs jours de mesure. Les déplacements des trois voies de l'interféromètre montrent une forte corrélation avec la température, qui peuvent être modélisés par des équations de chaleur et d'expansion thermique mais semblent peu reproductibles et en font donc un outil de métrologie peu efficace. Le projet de stabilité requiert donc un autre système de métrologie ou une modélisation thermique plus poussée de l'interféromètre.

Enfin, cette thèse a permis de simuler les performances d'une nouvelle technique d'imagerie différentielle, proposée par Farrokh Vakili, qui consiste à acquérir des images à des échelles différentes, obtenues avec des diaphragmes de tailles différentes. Une remise à l'échelle et une soustraction des images permet de supprimer le signal d'un objet sur l'axe mais pas celui d'un compagnon hors axe. Des simulations ont montré que cette technique est performante dans un cas non aberré mais est limitée dans le cas d'aberrations statiques. Ceci est dû, d'une part au décalage en fréquence des aberrations, introduit par des diaphragmes de tailles différentes et d'autre part à la perte de signal d'un compagnon lorsque celui-ci est proche de l'axe.

# Bibliographie

- C. Aime, R. Soummer, et A. Ferrari. Total coronagraphic extinction of rectangular apertures using linear prolate apodizations. *A&A*, 389 :334–344, July 2002. doi : 10.1051/0004-6361:20020419. (Cité en page 15.)
- F. Allouche, M. Hadjara, Y. Kok, F. Vakili, L. Abe, et P. M. Gori. DiffRACT : differential remapped aperture coronagraphic telescope. In *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy IV*, volume 8446 of *Proc. SPIE*, page 84467E, September 2012. doi : 10.1117/12.926022. (Cité en page 154.)
- G. Anglada-Escudé, P. J. Amado, J. Barnes, Z. M. Berdiñas, R. P. Butler, G. A. L. Coleman, I. de La Cueva, S. Dreizler, M. Endl, B. Giesers, S. V. Jeffers, J. S. Jenkins, H. R. A. Jones, M. Kiraga, M. Kürster, M. J. López-González, C. J. Marvin, N. Morales, J. Morin, R. P. Nelson, J. L. Ortiz, A. Ofir, S.-J. Paardekooper, A. Reiners, E. Rodríguez, C. Rodríguez-López, L. F. Sarmiento, J. P. Strachan, Y. Tsapras, M. Tuomi, et M. Zechmeister. A terrestrial planet candidate in a temperate orbit around Proxima Centauri. *Nature*, 536 :437–440, August 2016. doi : 10.1038/nature19106. (Cité en page 32.)
- P. Baudoz, Y. Rabbia, J. Gay, R. Burg, L. Petro, P. Bely, B. Fleury, P.-Y. Madec, et F. Charbonnier. Achromatic interfero coronagraphy. II. Effective performance on the sky. *A&AS*, 145 :341–350, August 2000. doi : 10.1051/aas:2000352. (Cité en page 16.)
- P. Baudoz, A. Boccaletti, J. Baudrand, et D. Rouan. The Self-Coherent Camera : a new tool for planet detection. In C. Aime et F. Vakili, editors, *IAU Colloq. 200 : Direct Imaging of Exoplanets : Science Techniques*, pages 553–558, 2006. doi : 10.1017/S174392130600994X. (Cité en page 100.)
- J. L. Bean, E. Miller-Ricci Kempton, et D. Homeier. A ground-based transmission spectrum of the super-Earth exoplanet GJ 1214b. *Nature*, 468 :669–672, December 2010. doi : 10.1038/nature09596. (Cité en pages vii, 7 et 8.)

- J.-P. Beaulieu, D. P. Bennett, P. Fouqué, A. Williams, M. Dominik, U. G. Jørgensen, D. Kubas, A. Cassan, C. Coutures, J. Greenhill, K. Hill, J. Menzies, P. D. Sackett, M. Albrow, S. Brilliant, J. A. R. Caldwell, J. J. Calitz, K. H. 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. M. Bramich, M. Burgdorf, C. Snodgrass, M. Bode, A. Udalski, M. K. Szymański, M. Kubiak, T. Więckowski, G. Pietrzyński, I. Soszyński, O. Szewczyk, Ł. Wyrzykowski, B. Paczyński, F. Abe, I. A. Bond, T. R. Britton, A. C. Gilmore, J. B. Hearnshaw, Y. Itow, K. Kamiya, P. M. Kilmartin, A. V. Korpela, K. Masuda, Y. Matsubara, M. Motomura, Y. Muraki, S. Nakamura, C. Okada, K. Ohnishi, N. J. Rattenbury, T. Sako, S. Sato, M. Sasaki, T. Sekiguchi, D. J. Sullivan, P. J. Tristram, P. C. M. Yock, et T. Yoshioka. Discovery of a cool planet of 5.5 Earth masses through gravitational microlensing. *Nature*, 439 :437–440, January 2006. doi : 10.1038/nature04441. (Cité en pages vii, 9 et 10.)
- J. C. Becker, A. Vanderburg, F. C. Adams, S. A. Rappaport, et H. M. Schwengeler. WASP-47 : A Hot Jupiter System with Two Additional Planets Discovered by K2. *ApJ*, 812 :L18, October 2015. doi : 10.1088/2041-8205/812/2/L18. (Cité en page 8.)
- R. Belikov, E. Pluzhnik, M. S. Connelley, F. C. Witteborn, D. H. Lynch, K. L. Cahoy, O. Guyon, T. P. Greene, et M. E. McKelvey. First results on a new PIAA coronagraph testbed at NASA Ames. In *Techniques and Instrumentation for Detection of Exoplanets IV*, volume 7440 of *Proc. SPIE*, page 74400J, August 2009. doi : 10.1117/12.826772. (Cité en page 101.)
- R. Belikov, E. Pluzhnik, M. S. Connelley, T. P. Greene, D. H. Lynch, M. E. McKelvey, F. C. Witteborn, P. T. Zell, K. L. Cahoy, et O. Guyon. Laboratory Demonstration Of High Contrast Imaging At  $2 \lambda/D$  With The PIAA Coronagraph. In *American Astronomical Society Meeting Abstracts #215*, volume 36 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 1127, January 2010. (Cité en page 40.)

- M. Benisty, J.-P. Berger, L. Jocou, P. Labeye, F. Malbet, K. Perraut, et P. Kern. An integrated optics beam combiner for the second generation VLTI instruments. *A&A*, 498 :601–613, May 2009. doi : 10.1051/0004-6361/200811083. (Cité en page 131.)
- J. P. Berger, K. Rousset-Perraut, P. Kern, F. Malbet, I. Schanen-Duport, F. Reynaud, P. Haguenaer, et P. Benech. Integrated optics for astronomical interferometry. II. First laboratory white-light interferograms. *A&AS*, 139 :173–177, October 1999. doi : 10.1051/aas:1999504. (Cité en page 133.)
- J. P. Berger, P. Haguenaer, P. Kern, K. Perraut, F. Malbet, I. Schanen, M. Severi, R. Millan-Gabet, et W. Traub. Integrated optics for astronomical interferometry. IV. First measurements of stars. *A&A*, 376 :L31–L34, September 2001. doi : 10.1051/0004-6361:20011035. (Cité en page 133.)
- J.-L. Beuzit, M. Feldt, K. Dohlen, D. Mouillet, P. Puget, F. Wildi, L. Abe, J. Antichi, A. Baruffolo, P. Baudoz, A. Boccaletti, M. Carbillet, J. Charton, R. Claudi, M. Downing, C. Fabron, P. Feautrier, E. Fedrigo, T. Fusco, J.-L. Gach, R. Gratton, T. Henning, N. Hubin, F. Joos, M. Kasper, M. Langlois, R. Lenzen, C. Moutou, A. Pavlov, C. Petit, J. Pragt, P. Rabou, F. Rigal, R. Roelfsema, G. Rousset, M. Saisse, H.-M. Schmid, E. Stadler, C. Thalmann, M. Turatto, S. Udry, F. Vakili, et R. Waters. SPHERE : a 'Planet Finder' instrument for the VLT. In *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy II*, volume 7014 of *Proc. SPIE*, page 701418, July 2008. doi : 10.1117/12.790120. (Cité en page 25.)
- X. Bonfils, X. Delfosse, S. Udry, T. Forveille, M. Mayor, C. Perrier, F. Bouchy, M. Gillon, C. Lovis, F. Pepe, D. Queloz, N. C. Santos, D. Ségransan, et J.-L. Bertaux. The HARPS search for southern extra-solar planets. XXXI. The M-dwarf sample. *A&A*, 549 :A109, January 2013. doi : 10.1051/0004-6361/201014704. (Cité en page 33.)
- P. J. Bordé et W. A. Traub. High-Contrast Imaging from Space : Speckle Nulling in a Low-Aberration Regime. *ApJ*, 638 :488–498, February 2006. doi : 10.1086/498669. (Cité en page 74.)



- F. Bouchy, M. Mayor, C. Lovis, S. Udry, W. Benz, J.-L. Bertaux, X. Delfosse, C. Mordasini, F. Pepe, D. Queloz, et D. Segransan. The HARPS search for southern extra-solar planets. XVII. Super-Earth and Neptune-mass planets in multiple planet systems HD 47 186 and HD 181 433. *A&A*, 496 :527–531, March 2009. doi : 10.1051/0004-6361:200810669. (Cité en pages vii, 5 et 6.)
- M. Bougoin, D. Castel, et F. Levallois. CTE homogeneity, isotropy and reproducibility in large parts made of Sintered SiC. *ICSO (Internation Conference on Space Optics)*, October 9-12 2012. (Cité en page 133.)
- G. E. Brueckner, R. A. Howard, M. J. Koomen, C. M. Korendyke, D. J. Michels, J. D. Moses, D. G. Socker, K. P. Dere, P. L. Lamy, A. Llebaria, M. V. Bout, R. Schwenn, G. M. Simnett, D. K. Bedford, et C. J. Eyles. The Large Angle Spectroscopic Coronagraph (LASCO). *Sol. Phys.*, 162 :357–402, December 1995. doi : 10.1007/BF00733434. (Cité en page 16.)
- E. Buenzli et H. M. Schmid. A grid of polarization models for Rayleigh scattering planetary atmospheres. *A&A*, 504 :259–276, September 2009. doi : 10.1051/0004-6361/200911760. (Cité en page 25.)
- A. Cassan, D. Kubas, J.-P. Beaulieu, M. Dominik, K. Horne, J. Greenhill, J. Wambsganss, J. Menzies, A. Williams, U. G. Jørgensen, A. Udalski, D. P. Bennett, M. D. Albrow, V. Batista, S. Brilliant, J. A. R. Caldwell, A. Cole, C. Coutures, K. H. Cook, S. Dieters, D. D. Prester, J. Donatowicz, P. Fouqué, K. Hill, N. Kains, S. Kane, J.-B. Marquette, R. Martin, K. R. Pollard, K. C. Sahu, C. Vinter, D. Warren, B. Watson, M. Zub, T. Sumi, M. K. Szymański, M. Kubiak, R. Poleski, I. Soszynski, K. Ulaczyk, G. Pietrzyński, et Ł. Wyrzykowski. One or more bound planets per Milky Way star from microlensing observations. *Nature*, 481 : 167–169, January 2012. doi : 10.1038/nature10684. (Cité en page 33.)
- C. Cavarroc, A. Boccaletti, P. Baudoz, T. Fusco, et D. Rouan. Fundamental limitations on Earth-like planet detection with ELTs. In P. Whitelock, M. Dennefeld, et B. Leibundgut, editors, *The Scientific Requirements for Extremely*

- Large Telescopes*, volume 232 of *IAU Symposium*, pages 334–338, 2006. doi : 10.1017/S1743921306000883. (Cité en page 49.)
- D. Charbonneau, T. M. Brown, A. Burrows, et G. Laughlin. When Extrasolar Planets Transit Their Parent Stars. *Protostars and Planets V*, pages 701–716, 2007. (Cité en page 7.)
- C. S. Cockell, T. Herbst, A. Léger, O. Absil, C. Beichman, W. Benz, A. Brack, B. Chazelas, A. Chelli, H. Cottin, V. Coudé du Foresto, W. Danchi, D. Defrère, J.-W. den Herder, C. Eiroa, M. Fridlund, T. Henning, K. Johnston, L. Kaltenegger, L. Labadie, H. Lammer, R. Launhardt, P. Lawson, O. P. Lay, R. Liseau, S. R. Martin, D. Mawet, D. Mourard, C. Moutou, L. Mugnier, F. Paresce, A. Quirrenbach, Y. Rabbia, H. J. A. Rottgering, D. Rouan, N. Santos, F. Selsis, E. Serabyn, F. Westall, G. White, M. Ollivier, et P. Bordé. Darwin an experimental astronomy mission to search for extrasolar planets. *Experimental Astronomy*, 23 :435–461, March 2009. doi : 10.1007/s10686-008-9121-x. (Cité en page 20.)
- J. G. Daly et D. J. Daly. Structural adhesives for bonding optics to metals : a study of optomechanical stability. In A. E. Hatheway, editor, *Optomechanical Design and Engineering 2001*, volume 4444 of *Proc. SPIE*, pages 177–184, November 2001. doi : 10.1117/12.447299. (Cité en page 134.)
- J. R. Delorme, M. N’Diaye, R. Galicher, K. Dohlen, P. Baudoz, A. Caillat, G. Rousset, R. Soummer, et O. Dupuis. Laboratory validation of the dual-zone phase mask coronagraph in broadband light at the high-contrast imaging THD testbed. *A&A*, 592 :A119, August 2016. doi : 10.1051/0004-6361/201628587. (Cité en pages 40 et 83.)
- D. Deming et S. Seager. Light and shadow from distant worlds. *Nature*, 462 : 301–306, November 2009. doi : 10.1038/nature08556. (Cité en page 8.)
- K. Dohlen, F. Wildi, J.L. 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. Le Mignant, J.L. Lizon, N. Hubin, A. Pavlov,

- C. Petit, J. Pragt, P. Rabou, S. Rochat, J.F. Roelfsema, J.F. Sauvage, et H.M. Schmid. SPHERE system analysis predictions. *Adaptive Optics for Extremely Large Telescopes 2 Conference Proceedings*, 2011. (Cité en pages 27 et 61.)
- S. Dong, D. L. DePoy, B. S. Gaudi, A. Gould, C. Han, B.-G. Park, R. W. Pogge, MuFun Collaboration, A. Udalski, O. Szewczyk, M. Kubiak, M. K. Szymański, G. Pietrzyński, I. Soszyński, Ł. Wyrzykowski, K. Żebruń, et OGLE Collaboration. Planetary Detection Efficiency of the Magnification 3000 Microlensing Event OGLE-2004-BLG-343. *ApJ*, 642 :842–860, May 2006. doi : 10.1086/501224. (Cité en page 9.)
- K. Enya et L. Abe. A Binary Shaped Mask Coronagraph for a Segmented Pupil. *PASJ*, 62 :1407–1411, December 2010. doi : 10.1093/pasj/62.6.1407. (Cité en page 17.)
- K. Enya, S. Tanaka, L. Abe, et T. Nakagawa. Laboratory experiment of checkerboard pupil mask coronagraph. *A&A*, 461 :783–787, January 2007. doi : 10.1051/0004-6361:20066351. (Cité en page 124.)
- K. Enya, N. Yamada, T. Imai, Y. Tange, H. Kaneda, H. Katayama, M. Kotani, K. Maruyama, M. Naitoh, T. Nakagawa, T. Onaka, M. Suganuma, T. Ozaki, M. Kume, et M. R. Krödel. High-precision CTE measurement of hybrid C/SiC composite for cryogenic space telescopes. *Cryogenics*, 52 :86–89, January 2012. doi : 10.1016/j.cryogenics.2011.10.004. (Cité en page 133.)
- J. W. Evans. Photometer for measurement of sky brightness near the sun. *Journal of the Optical Society of America (1917-1983)*, 38 :1083, December 1948. (Cité en page 16.)
- D. A. Fischer, A. W. Howard, G. P. Laughlin, B. Macintosh, S. Mahadevan, J. Sahlmann, et J. C. Yee. Exoplanet Detection Techniques. *Protostars and Planets VI*, pages 715–737, 2014. doi : 10.2458/azu\_uapress\_9780816531240-ch031. (Cité en page 3.)

- G. Foo, D. M. Palacios, et G. A. Swartzlander, Jr. Optical vortex coronagraph. *Optics Letters*, 30 :3308–3310, December 2005. doi : 10.1364/OL.30.003308. (Cité en pages 15, 37 et 49.)
- D. L. Fried. Statistics of a Geometric Representation of Wavefront Distortion. *Journal of the Optical Society of America (1917-1983)*, 55 :1427–1431, November 1965. (Cité en page 18.)
- R. Galicher, P. Baudoz, J. R. Delorme, J. Mazoyer, G. Rousset, J. Firminy, F. Bous-saha, M. N’Diaye, K. Dohlen, et A. Caillat. High contrast imaging on the THD bench : progress and upgrades. In *Space Telescopes and Instrumentation 2014 : Optical, Infrared, and Millimeter Wave*, volume 9143 of *Proc. SPIE*, page 91435A, August 2014. doi : 10.1117/12.2055902. (Cité en pages 40 et 78.)
- J. Gay et Y. Rabbia. An interferometric method for coronagraphy. *Academie des Sciences Paris Comptes Rendus Serie B Sciences Physiques*, 322 :265–271, February 1996. (Cité en page 16.)
- M. Gillon, A. H. M. J. Triaud, B.-O. Demory, E. Jehin, E. Agol, K. M. Deck, S. M. Lederer, J. de Wit, A. Burdanov, J. G. Ingalls, E. Bolmont, J. Leconte, S. N. Raymond, F. Selsis, M. Turbet, K. Barkaoui, A. Burgasser, M. R. Burleigh, S. J. Carey, A. Chaushev, C. M. Copperwheat, L. Delrez, C. S. Fernandes, D. L. Holdsworth, E. J. Kotze, V. Van Grootel, Y. Almleaky, Z. Benkhaldoun, P. Magain, et D. Queloz. Seven temperate terrestrial planets around the nearby ultracool dwarf star TRAPPIST-1. *Nature*, 542 :456–460, February 2017. doi : 10.1038/nature21360. (Cité en page 33.)
- A. Give’On, N. J. Kasdin, R. J. Vanderbei, et Y. Avitzour. On representing and correcting wavefront errors in high-contrast imaging systems. *Journal of the Optical Society of America A*, 23 :1063–1073, May 2006. doi : 10.1364/JOSAA.23.001063. (Cité en page 73.)
- A. Give’on, B. Kern, S. Shaklan, D. C. Moody, et L. Pueyo. Broadband wavefront correction algorithm for high-contrast imaging systems. In *Astronomical Adaptive*

- Optics Systems and Applications III*, volume 6691 of *Proc. SPIE*, page 66910A, September 2007. doi : 10.1117/12.733122. (Cité en pages 41 et 45.)
- J. R. Graham, B. Macintosh, R. Doyon, D. Gavel, J. Larkin, M. Levine, B. Oppenheimer, D. Palmer, L. Saddlemyer, A. Sivaramakrishnan, J.-P. Veran, et K. Wallace. Ground-Based Direct Detection of Exoplanets with the Gemini Planet Imager (GPI). *ArXiv e-prints*, April 2007. (Cité en page 41.)
- J. J. Green et S. B. Shaklan. Optimizing coronagraph designs to minimize their contrast sensitivity to low-order optical aberrations. In D. R. Coulter, editor, *Techniques and Instrumentation for Detection of Exoplanets*, volume 5170 of *Proc. SPIE*, pages 25–37, November 2003. doi : 10.1117/12.506485. (Cité en page 50.)
- A. Z. Greenbaum, A. Cheetham, A. Sivaramakrishnan, P. Tuthill, B. Norris, L. Pueyo, N. Sadakuni, F. Rantakyö, P. Hibon, S. Goodsell, M. Hartung, A. Serio, A. Cardwell, L. Poyneer, B. Macintosh, D. Savransky, M. D. Perrin, S. Wolff, P. Ingraham, et S. Thomas. Gemini planet imager observational calibrations X : non-redundant masking on GPI. In *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy V*, volume 9147 of *Proc. SPIE*, page 91477B, August 2014. doi : 10.1117/12.2056429. (Cité en page 131.)
- K. Griest et N. Safizadeh. The Use of High-Magnification Microlensing Events in Discovering Extrasolar Planets. *ApJ*, 500 :37–50, June 1998. doi : 10.1086/305729. (Cité en page 9.)
- T. D. Groff. *Optimal electric field estimation and control for coronagraphy*. PhD thesis, Princeton University, 2012. (Cité en pages 41 et 56.)
- O. Guyon. Phase-induced amplitude apodization of telescope pupils for extrasolar terrestrial planet imaging. *A&A*, 404 :379–387, June 2003. doi : 10.1051/0004-6361:20030457. (Cité en pages 15 et 101.)
- O. Guyon et F. Martinache. How Extremely Large Telescopes (ELTs) will Acquire the First Spectra of Rocky Habitable Planets. In *American Astronomical Society*

- Meeting Abstracts #221*, volume 221 of *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, page 419.05, January 2013. (Cité en pages 34 et 36.)
- O. Guyon, E. A. Pluzhnik, M. J. Kuchner, B. Collins, et S. T. Ridgway. Theoretical Limits on Extrasolar Terrestrial Planet Detection with Coronagraphs. *ApJS*, 167 : 81–99, November 2006. doi : 10.1086/507630. (Cité en pages xii, 14, 98 et 99.)
- O. Guyon, F. Martinache, R. Belikov, et R. Soummer. High Performance PIAA Coronagraphy with Complex Amplitude Focal Plane Masks. *ApJS*, 190 :220–232, October 2010a. doi : 10.1088/0067-0049/190/2/220. (Cité en page 37.)
- O. Guyon, F. Martinache, V. Garrel, F. Vogt, K. Yokochi, et 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*, volume 7736 of *Proc. SPIE*, page 773624, July 2010b. doi : 10.1117/12.857878. (Cité en page 41.)
- O. Guyon, E. Pluzhnik, F. Martinache, J. Totems, S. Tanaka, T. Matsuo, C. Blain, et R. Belikov. High-Contrast Imaging and Wavefront Control with a PIAA Coronagraph : Laboratory System Validation. *PASP*, 122 :71–84, January 2010c. doi : 10.1086/649802. (Cité en pages 40 et 101.)
- O. Guyon, P. M. Hinz, E. Cady, R. Belikov, et F. Martinache. High Performance Lyot and PIAA Coronagraphy for Arbitrarily Shaped Telescope Apertures. *ApJ*, 780 :171, January 2014. doi : 10.1088/0004-637X/780/2/171. (Cité en pages 17, 29 et 101.)
- P. Haguenaer, J.-P. Berger, K. Rousselet-Perraut, P. Kern, F. Malbet, I. Schanen-Duport, et P. Benech. Integrated Optics for Astronomical Interferometry. III. Optical Validation of a Planar Optics Two-Telescope Beam Combiner. *Appl. Opt.*, 39 :2130–2139, May 2000. doi : 10.1364/AO.39.002130. (Cité en page 133.)
- P. G. Halverson, M. J. Dudick, P. Karlmann, K. J. Klein, M. Levine, M. Marcin, T.J. Parker, R. D. Peters, S. Shaklan, et D. Van Buren. The JPL cryogenic dilato-

- meter : measuring the thermal expansion coefficient of aerospace material. *ITCC 29/ITES 17, Birmingham, Alabama, USA*, June 24-27 2007. (Cité en page 133.)
- Markus Hartung, Tom Hayward, Les Saddlemyer, Lisa Poyneer, Andrew Cardwell, Chas Cavedoni, Myung Cho, Jeffrey K. Chilcote, Paul Collins, Daren Dillon, Ramon Galvez, Gaston Gausachs, Stephen Goodsell, Andrés Guesalaga, Pascale Hibon, James Larkin, Bruce Macintosh, Dave Palmer, Naru Sadakuni, Dmitry Savransky, Andrew Serio, Fredrik Rantakyri, et Kent Wallace. On-sky vibration environment for the gemini planet imager and mitigation effort. In Enrico Marchetti, Laird M. Close, et Jean-Pierre Véran, editors, *Adaptive Optics Systems IV*. SPIE-Intl Soc Optical Eng, aug 2014. doi : 10.1117/12.2057200. URL <http://dx.doi.org/10.1117/12.2057200>. (Cité en page 27.)
- K. Haze, K. Enya, L. Abe, S. Tanaka, T. Nakagawa, T. Sato, T. Wakayama, et T. Yamamuro. An AO-free coronagraph experiment in vacuum with a binary-shaped pupil mask. *Advances in Space Research*, 43 :181–186, January 2009. doi : 10.1016/j.asr.2008.10.007. (Cité en page 124.)
- Alexis Hill, Darren Erickson, Joeeff Fitzsimmons, Paul Bierden, Steven Cornelissen, et Dave Palmer. Stable flexure mounting of a MEMS deformable mirror for the GPI planet imager. In Eli Atad-Ettinger et Dietrich Lemke, editors, *Advanced Optical and Mechanical Technologies in Telescopes and Instrumentation*. SPIE-Intl Soc Optical Eng, jul 2008. doi : 10.1117/12.789408. URL <http://dx.doi.org/10.1117/12.789408>. (Cité en page 27.)
- E. Huby, G. Duchêne, F. Marchis, S. Lacour, G. Perrin, T. Kotani, É. Choquet, E. L. Gates, O. Lai, et F. Allard. FIRST, a fibered aperture masking instrument. II. Spectroscopy of the Capella binary system at the diffraction limit. *A&A*, 560 : A113, December 2013. doi : 10.1051/0004-6361/201321894. (Cité en page 131.)
- P. Jacquinot et B. Roizen-Dossier. Apodisation. In E. Wolf (North-Holland Publishing Co)., editor, *Progress in Optics*, volume III, pages 29–186, Amsterdam, 1964. (Cité en pages 15 et 124.)

- P. Janin-Potiron, P. Martinez, P. Baudoz, et M. Carbillet. The self-coherent camera as a focal plane fine phasing sensor. *A&A*, 592 :A110, August 2016. doi : 10.1051/0004-6361/201628287. (Cité en pages 98 et 101.)
- P. Janin-Potiron, M. N'Diaye, P. Martinez, A. Vigan, K. Dohlen, et M. Carbillet. Fine cophasing of segmented aperture telescopes with ZELDA, a Zernike wavefront sensor in the diffraction-limited regime. *A&A*, 603 :A23, July 2017. doi : 10.1051/0004-6361/201730686. (Cité en page 98.)
- J. M. Jenkins, J. D. Twicken, N. M. Batalha, D. A. Caldwell, W. D. Cochran, M. Endl, D. W. Latham, G. A. Esquerdo, S. Seader, A. Bieryla, E. Petigura, D. R. Ciardi, G. W. Marcy, H. Isaacson, D. Huber, J. F. Rowe, G. Torres, S. T. Bryson, L. Buchhave, I. Ramirez, A. Wolfgang, J. Li, J. R. Campbell, P. Tenenbaum, D. Sanderfer, C. E. Henze, J. H. Catanzarite, R. L. Gilliland, et W. J. Borucki. Discovery and Validation of Kepler-452b : A 1.6 R Super Earth Exoplanet in the Habitable Zone of a G2 Star. *AJ*, 150 :56, August 2015. doi : 10.1088/0004-6256/150/2/56. (Cité en pages vii, 6, 7 et 21.)
- P. Kalas, J. R. Graham, E. Chiang, M. P. Fitzgerald, M. Clampin, E. S. Kite, K. Stapelfeldt, C. Marois, et J. Krist. Optical Images of an Exosolar Planet 25 Light-Years from Earth. *Science*, 322 :1345, November 2008. doi : 10.1126/science.1166609. (Cité en pages viii, 23 et 24.)
- N. J. Kasdin, R. J. Vanderbei, D. N. Spergel, et M. G. Littman. Extrasolar Planet Finding via Optimal Apodized-Pupil and Shaped-Pupil Coronagraphs. *ApJ*, 582 : 1147–1161, January 2003. doi : 10.1086/344751. (Cité en pages 15 et 124.)
- M. Kasper. Adaptive optics for high contrast imaging. In *Adaptive Optics Systems III*, volume 8447 of *Proc. SPIE*, page 84470B, July 2012. doi : 10.1117/12.924877. (Cité en page 19.)
- J. D. Kay, L. A. Pueyo, et N. J. Kasdin. Demonstration of a symmetric dark hole with a stroke-minimizing correction algorithm. In *MEMS Adaptive Optics III*, volume 7209 of *Proc. SPIE*, page 72090G, February 2009. doi : 10.1117/12.809815. (Cité en page 40.)



- B. Kern, R. Belikov, A. Give'On, O. Guyon, A. Kuhnert, M. B. Levine-West, I. C. McMichael, D. C. Moody, A. F. Niessner, L. Pueyo, S. B. Shaklan, W. A. Traub, et J. T. Trauger. Phase-induced amplitude apodization (PIAA) coronagraph testing at the High Contrast Imaging Testbed. In *Techniques and Instrumentation for Detection of Exoplanets IV*, volume 7440 of *Proc. SPIE*, page 74400H, August 2009. doi : 10.1117/12.826988. (Cité en page 101.)
- M. L. Khodachenko, I. Ribas, H. Lammer, J.-M. Grie meier, M. Leitner, F. Selsis, C. Eiroa, A. Hanslmeier, H. K. Biernat, C. J. Farrugia, et H. O. Rucker. Coronal Mass Ejection (CME) Activity of Low Mass M Stars as An Important Factor for The Habitability of Terrestrial Exoplanets. I. CME Impact on Expected Magnetospheres of Earth-Like Exoplanets in Close-In Habitable Zones. *Astrobiology*, 7 : 167–184, February 2007. doi : 10.1089/ast.2006.0127. (Cité en page 33.)
- A. Kolmogorov. The Local Structure of Turbulence in Incompressible Viscous Fluid for Very Large Reynolds' Numbers. *Akademiia Nauk SSSR Doklady*, 30 :301–305, 1941. (Cité en page 18.)
- J. E. Krist. PROPER : an optical propagation library for IDL. In *Optical Modeling and Performance Predictions III*, volume 6675 of *Proc. SPIE*, page 66750P, September 2007. doi : 10.1117/12.731179. (Cité en page 52.)
- J. E. Krist, D. A. Golimowski, D. J. Schroeder, et T. J. Henry. Characterization and Subtraction of Well-Exposed HST/NICMOS Camera 2 Point-Spread Functions for a Survey of Very Low Mass Companions to Nearby Stars. *PASP*, 110 :1046–1058, September 1998. doi : 10.1086/316221. (Cité en page 23.)
- M. J. Kuchner et W. A. Traub. A Coronagraph with a Band-limited Mask for Finding Terrestrial Planets. *ApJ*, 570 :900–908, May 2002. doi : 10.1086/339625. (Cité en page 15.)
- J. R. Kuhn, D. Potter, et B. Parise. Imaging Polarimetric Observations of a New Circumstellar Disk System. *ApJ*, 553 :L189–L191, June 2001. doi : 10.1086/320686. (Cité en page 25.)

- E. T. Kvamme, D. Trevias, R. Simonson, et L. Sokolsky. A low stress cryogenic mount for space-borne lithium fluoride optics. In A. E. Hatheway, editor, *Optomechanics 2005*, volume 5877 of *Proc. SPIE*, pages 276–286, August 2005. doi : 10.1117/12.613453. (Cité en page 134.)
- D. Lafrenière, C. Marois, R. Doyon, D. Nadeau, et É. Artigau. A New Algorithm for Point-Spread Function Subtraction in High-Contrast Imaging : A Demonstration with Angular Differential Imaging. *ApJ*, 660 :770–780, May 2007. doi : 10.1086/513180. (Cité en page 25.)
- 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  $\beta$  Pictoris. *Science*, 329 :57, July 2010. doi : 10.1126/science.1187187. (Cité en page 24.)
- H. Lammer, H. I. M. Lichtenegger, Y. N. Kulikov, J.-M. Grießmeier, N. Terada, N. V. Erkaev, H. K. Biernat, M. L. Khodachenko, I. Ribas, T. Penz, et F. Selsis. Coronal Mass Ejection (CME) Activity of Low Mass M Stars as An Important Factor for The Habitability of Terrestrial Exoplanets. II. CME-Induced Ion Pick Up of Earth-like Exoplanets in Close-In Habitable Zones. *Astrobiology*, 7 :185–207, February 2007. doi : 10.1089/ast.2006.0128. (Cité en page 33.)
- E. Laurent, K. Rousset-Perraut, P. Benech, J. P. Berger, S. Gluck, P. Haguenaer, P. Kern, F. Malbet, et I. Schanen-Duport. Integrated optics for astronomical interferometry. V. Extension to the K band. *A&A*, 390 :1171–1176, August 2002. doi : 10.1051/0004-6361:20020404. (Cité en page 133.)
- J.-B. Lebouquin, P. Labeye, F. Malbet, L. Jocou, F. Zabihian, K. Rousset-Perraut, J.-P. Berger, A. Delboulbé, P. Kern, A. Glindemann, et M. Schöller. Integrated optics for astronomical interferometry. VI. Coupling the light of the VLTI in K band. *A&A*, 450 :1259–1264, May 2006. doi : 10.1051/0004-6361:20054258. (Cité en page 133.)
- M. Levine, D. Lisman, S. Shaklan, J. Kasting, W. Traub, J. Alexander, R. Angel, C. Blaurock, M. Brown, R. Brown, C. Burrows, M. Clampin, E. Cohen,

- D. Content, L. Dewell, P. Dumont, R. Egerman, H. Ferguson, V. Ford, J. Greene, O. Guyon, H. Hammel, S. Heap, T. Ho, S. Horner, S. Hunyadi, S. Irish, C. Jackson, J. Kasdin, A. Kissil, M. Krim, M. Kuchner, E. Kwack, C. Lillie, D. Lin, A. Liu, L. Marchen, M. Marley, V. Meadows, G. Mosier, P. Mouroulis, M. Noecker, R. Ohl, B. Oppenheimer, J. Pitman, S. Ridgway, E. Sabatke, S. Seager, M. Shao, A. Smith, R. Soummer, K. Stapelfeldt, D. Tenerell, J. Trauger, et R. Vanderbei. Terrestrial Planet Finder Coronagraph (TPF-C) Flight Baseline Concept. *ArXiv e-prints*, November 2009. (Cité en page 20.)
- D. B. Leviton, B. J. Frey, et T. Kvamme. High accuracy, absolute, cryogenic refractive index measurements of infrared lens materials for JWST NIRCcam using CHARMS. In J. B. Heaney et L. G. Burriesci, editors, *Cryogenic Optical Systems and Instruments XI*, volume 5904 of *Proc. SPIE*, pages 222–233, August 2005. doi : 10.1117/12.619306. (Cité en page 133.)
- J. J. Lissauer, D. C. Fabrycky, E. B. Ford, W. J. Borucki, F. Fressin, G. W. Marcy, J. A. Orosz, J. F. Rowe, G. Torres, W. F. Welsh, N. M. Batalha, S. T. Bryson, L. A. Buchhave, D. A. Caldwell, J. A. Carter, D. Charbonneau, J. L. Christiansen, W. D. Cochran, J.-M. Desert, E. W. Dunham, M. N. Fanelli, J. J. Fortney, T. N. Gautier, III, J. C. Geary, R. L. Gilliland, M. R. Haas, J. R. Hall, M. J. Holman, D. G. Koch, D. W. Latham, E. Lopez, S. McCauliff, N. Miller, R. C. Morehead, E. V. Quintana, D. Ragozzine, D. Sasselov, D. R. Short, et J. H. Steffen. A closely packed system of low-mass, low-density planets transiting Kepler-11. *Nature*, 470 : 53–58, February 2011. doi : 10.1038/nature09760. (Cité en page 21.)
- B. Lyot. Étude de la couronne solaire en dehors des éclipses. Avec 16 figures dans le texte. *Societe Astronomique de France*, 5 :73, 1932. (Cité en page 13.)
- F. Malbet, P. Kern, I. Schanen-Duport, J.-P. Berger, K. Rousselet-Perraut, et P. Benech. Integrated optics for astronomical interferometry. I. Concept and astronomical applications. *A&AS*, 138 :135–145, July 1999. doi : 10.1051/aas:1999496. (Cité en page 133.)
- C. Marois. *La recherche de naines brunes et d'exoplanetes : Developpement d'une*

- technique d'imagerie multibande*. PhD thesis, Ph.D dissertation, 2004. 275 pages ; Canada : Universite de Montreal (Canada) ; 2004. Publication Number : AAT NR00082. DAI-B 66/02, p. 945, Aug 2005, 2004. (Cité en page 154.)
- C. Marois, R. Doyon, R. Racine, et D. Nadeau. Efficient Speckle Noise Attenuation in Faint Companion Imaging. *PASP*, 112 :91–96, January 2000. doi : 10.1086/316492. (Cité en page 23.)
- C. Marois, R. Doyon, D. Nadeau, R. Racine, et G. A. H. Walker. Effects of Quasi-Static Aberrations in Faint Companion Searches. In C. Aime et R. Soummer, editors, *EAS Publications Series*, volume 8 of *EAS Publications Series*, pages 233–243, 2003. doi : 10.1051/eas:2003067. (Cité en pages 21 et 130.)
- C. Marois, R. Doyon, D. Nadeau, R. Racine, M. Riopel, P. Vallée, et D. Lafrenière. TRIDENT : An Infrared Differential Imaging Camera Optimized for the Detection of Methanated Substellar Companions. *PASP*, 117 :745–756, July 2005. doi : 10.1086/431347. (Cité en pages 21 et 61.)
- C. Marois, D. Lafrenière, R. Doyon, B. Macintosh, et D. Nadeau. Angular Differential Imaging : A Powerful High-Contrast Imaging Technique. *ApJ*, 641 :556–564, April 2006. doi : 10.1086/500401. (Cité en page 23.)
- 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 :1348, November 2008. doi : 10.1126/science.1166585. (Cité en pages vii, 10, 11, 24 et 130.)
- C. Marois, C. Correia, R. Galicher, P. Ingraham, B. Macintosh, T. Currie, et R. De Rosa. GPI PSF subtraction with TLOCI : the next evolution in exoplanet/disk high-contrast imaging. In *Adaptive Optics Systems IV*, volume 9148 of *Proc. SPIE*, page 91480U, July 2014. doi : 10.1117/12.2055245. (Cité en page 25.)
- F. Martinache, O. Guyon, N. Jovanovic, C. Clergeon, G. Singh, T. Kudo, T. Currie, C. Thalmann, M. McElwain, et M. Tamura. On-Sky Speckle Nulling Demons-

- tration at Small Angular Separation with SCEXAO. *PASP*, 126 :565, June 2014. doi : 10.1086/677141. (Cité en page 26.)
- P. Martinez, O. Preis, C. Gouvret, J. Dejonghe, J.-B. Daban, A. Spang, F. Martinache, M. Beaulieu, P. Janin-Potiron, L. Abe, Y. Fantei-Caujolle, D. Mattei, et S. Ottogalli. SPEED : the segmented pupil experiment for exoplanet detection. In *Ground-based and Airborne Telescopes V*, volume 9145 of *Proc. SPIE*, page 91454E, July 2014. doi : 10.1117/12.2055338. (Cité en pages 40, 97 et 102.)
- P. Martinez, M. Beaulieu, P. Janin-Potiron, O. Preis, C. Gouvret, J. Dejonghe, L. Abe, A. Spang, Y. Fantéï-Caujolle, F. Martinache, P. Belzanne, A. Marcotto, et M. Carbillet. The Segmented Pupil Experiment for Exoplanet Detection : 2. design advances and progress overview. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 9906 of *Proc. SPIE*, page 99062V, July 2016. doi : 10.1117/12.2232608. (Cité en page 97.)
- D. Mawet, P. Riaud, O. Absil, et J. Surdej. Annular Groove Phase Mask Coronagraph. *ApJ*, 633 :1191–1200, November 2005. doi : 10.1086/462409. (Cité en pages 15, 37 et 49.)
- D. Mawet, P. Wizinowich, R. Dekany, M. Chun, D. Hall, S. Cetre, O. Guyon, J. K. Wallace, B. Bowler, M. Liu, G. Ruane, E. Serabyn, R. Bartos, J. Wang, G. Vasisht, M. Fitzgerald, A. Skemer, M. Ireland, J. Fucik, J. Fortney, I. Crossfield, R. Hu, et B. Benneke. Keck planet imager and characterizer : concept and phased implementation. In Enrico Marchetti, Laird M. Close, et Jean-Pierre Véran, editors, *Adaptive Optics Systems V*. SPIE-Intl Soc Optical Eng, jul 2016. doi : 10.1117/12.2233658. URL <http://dx.doi.org/10.1117/12.2233658>. (Cité en page 34.)
- M. Mayor et D. Queloz. A Jupiter-mass companion to a solar-type star. *Nature*, 378 :355–359, November 1995. doi : 10.1038/378355a0. (Cité en pages vii, 4 et 5.)
- J. Mazoyer, P. Baudoz, R. Galicher, et G. Rousset. High-contrast imaging in polychromatic light with the self-coherent camera. *A&A*, 564 :L1, April 2014. doi : 10.1051/0004-6361/201423375. (Cité en page 40.)

- B. P. Mennesson, M. Shao, B. M. Levine, J. K. Wallace, D. T. Liu, E. Serabyn, S. C. Unwin, et C. A. Beichman. Optical Planet Discoverer : how to turn a 1.5-m class space telescope into a powerful exo-planetary systems imager. In A. B. Schultz, editor, *High-Contrast Imaging for Exo-Planet Detection.*, volume 4860 of *Proc. SPIE*, pages 32–44, February 2003. doi : 10.1117/12.457646. (Cité en page 16.)
- N. Murakami, L. Abe, M. Tamura, et N. Baba. Common-Path Spectropolarimetric Differential Imager Using Variable Channeled Spectrum. *ApJ*, 661 :634–640, May 2007. doi : 10.1086/513865. (Cité en page 130.)
- N. Murakami, K. Yokochi, J. Nishikawa, M. Tamura, N. Baba, R. Uemura, N. Hashimoto, L. Abe, A. V. Tavrov, T. Kurokawa, et M. Takeda. Development of Fourth-order Nulling Coronagraphs for Partially Resolved Stars. In T. Usuda, M. Tamura, et M. Ishii, editors, *American Institute of Physics Conference Series*, volume 1158 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 397–398, August 2009. doi : 10.1063/1.3215908. (Cité en page 130.)
- M. N’Diaye, E. Choquet, L. Pueyo, E. Elliot, M. D. Perrin, J. K. Wallace, T. Groff, A. Carlotti, D. Mawet, M. Sheckells, S. Shaklan, B. Macintosh, N. J. Kasdin, et R. Soummer. High-contrast imager for complex aperture telescopes (HiCAT) : 1. testbed design. In *Techniques and Instrumentation for Detection of Exoplanets VI*, volume 8864 of *Proc. SPIE*, page 88641K, September 2013. doi : 10.1117/12.2023718. (Cité en pages 40 et 83.)
- M. N’Diaye, R. Soummer, L. Pueyo, A. Carlotti, C. C. Stark, et M. D. Perrin. Apodized Pupil Lyot Coronagraphs for Arbitrary Apertures. V. Hybrid Shaped Pupil Designs for Imaging Earth-like planets with Future Space Observatories. *ApJ*, 818 :163, February 2016. doi : 10.3847/0004-637X/818/2/163. (Cité en page 17.)
- M. J. Pecaut et E. E. Mamajek. Intrinsic Colors, Temperatures, and Bolometric Corrections of Pre-main-sequence Stars. *ApJS*, 208 :9, September 2013. doi : 10.1088/0067-0049/208/1/9. (Cité en page 36.)

- M. Perryman. Resource Letter Exo-1 : Exoplanets. *American Journal of Physics*, 82 :552–563, June 2014. doi : 10.1119/1.4830455. (Cité en pages vii, 3 et 4.)
- H. P. Povel. The Zurich Imaging Polarimeter (ZIMPOL). In R. E. Schielicke, editor, *Astronomische Gesellschaft Abstract Series*, volume 14 of *Astronomische Gesellschaft Abstract Series*, page 72, 1998. (Cité en page 25.)
- L. Pueyo et N. J. Kasdin. Polychromatic Compensation of Propagated Aberrations for High-Contrast Imaging. *ApJ*, 666 :609–625, September 2007. doi : 10.1086/518884. (Cité en pages 29 et 48.)
- L. Pueyo et C. Norman. High-contrast Imaging with an Arbitrary Aperture : Active Compensation of Aperture Discontinuities. *ApJ*, 769 :102, June 2013. doi : 10.1088/0004-637X/769/2/102. (Cité en pages 41 et 98.)
- L. Pueyo, J. Kay, N. J. Kasdin, T. Groff, M. Mc Elwain, A. Give'on, et R. Belikov. Optimal Dark Hole Generation via Two Deformable Mirrors with Stroke Minimization. *ArXiv e-prints*, November 2011. (Cité en pages 40, 41 et 45.)
- R. Racine, G. A. H. Walker, D. Nadeau, R. Doyon, et C. Marois. Speckle Noise and the Detection of Faint Companions. *PASP*, 111 :587–594, May 1999. doi : 10.1086/316367. (Cité en page 23.)
- V. Reshetov, G. Herriot, S. Thibault, P. Désaulniers, L. Saddlemyer, et D. Loop. Cryogenic mechanical design : SPIROU spectrograph. In *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy IV*, volume 8446 of *Proc. SPIE*, page 84464E, September 2012. doi : 10.1117/12.927442. (Cité en page 133.)
- A. J. E. Riggs, T. D. Groff, A. Carlotti, N. J. Kasdin, E. J. Cady, B. D. Kern, et A. Kuhnert. Demonstration of symmetric dark holes using two deformable mirrors at the high-contrast imaging testbed. In *Techniques and Instrumentation for Detection of Exoplanets VI*, volume 8864 of *Proc. SPIE*, page 88640T, September 2013. doi : 10.1117/12.2024278. (Cité en pages 40 et 78.)
- F. Roddier, J. M. Gilli, et G. Lund. On the origin of speckle boiling and its effects

- in stellar speckle interferometry. *Journal of Optics*, 13 :263–271, October 1982. doi : 10.1088/0150-536X/13/5/002. (Cité en page 18.)
- E. D. Rosenthal, M. A. Gurwell, et P. T. P. Ho. Efficient detection of brown dwarfs using methane-band imaging. *Nature*, 384 :243–244, November 1996. doi : 10.1038/384243a0. (Cité en page 23.)
- D. Rouan, P. Riaud, A. Boccaletti, Y. Clénet, et A. Labeyrie. The Four-Quadrant Phase-Mask Coronagraph. I. Principle. *PASP*, 112 :1479–1486, November 2000. doi : 10.1086/317707. (Cité en pages 15 et 49.)
- G. Ruane, J. Jewell, D. Mawet, L. Pueyo, et S. Shaklan. Apodized vortex coronagraph designs for segmented aperture telescopes. *ArXiv e-prints*, July 2016. (Cité en page 17.)
- 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. *Journal of the Optical Society of America A*, 27(27) :A157, November 2010. doi : 10.1364/JOSAA.27.00A157. (Cité en page 49.)
- M. Shao. The SIM Lite Mission. In V. Coudé du Foresto, D. M. Gelino, et I. Ribas, editors, *Pathways Towards Habitable Planets*, volume 430 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 213, October 2010. (Cité en page 20.)
- M. Shao, T. R. Livermore, D. M. Wolff, J. W. Yu, et M. M. Colavita. An Overview of the Space Interferometry Mission, SIM. In *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, volume 27 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 1384, December 1995. (Cité en page 20.)
- A. P. Showman et T. Guillot. Atmospheric circulation and tides of “51 Pegasus b-like” planets. *A&A*, 385 :166–180, April 2002. doi : 10.1051/0004-6361:20020101. (Cité en page 8.)
- A. Sivaramakrishnan, J. P. Lloyd, P. E. Hodge, et B. A. Macintosh. Speckle Decorrelation and Dynamic Range in Speckle Noise-limited Imaging. *ApJ*, 581 : L59–L62, December 2002. doi : 10.1086/345826. (Cité en page 71.)



- A. Sivaramakrishnan, D. Lafrenière, P. G. Tuthill, M. J. Ireland, J. P. Lloyd, F. Martinache, R. B. Makidon, R. Soummer, R. Doyon, M. Beaulieu, S. Parmentier, et C. A. Beichman. Planetary system and star formation science with non-redundant masking on JWST. In *Space Telescopes and Instrumentation 2010 : Optical, Infrared, and Millimeter Wave*, volume 7731 of *Proc. SPIE*, page 77313W, July 2010. doi : 10.1117/12.858161. (Cité en page 131.)
- W. H. Smith. Spectral differential imaging detection of planets about nearby stars. *PASP*, 99 :1344–1353, December 1987. doi : 10.1086/132124. (Cité en page 23.)
- R. Soummer, C. Aime, et P. E. Falloon. Stellar coronagraphy with prolate apodized circular apertures. *A&A*, 397 :1161–1172, January 2003a. doi : 10.1051/0004-6361:20021573. (Cité en page 15.)
- R. Soummer, K. Dohlen, et C. Aime. Achromatic dual-zone phase mask stellar coronagraph. *A&A*, 403 :369–381, May 2003b. doi : 10.1051/0004-6361:20030278. (Cité en page 15.)
- R. Soummer, L. Pueyo, et J. Larkin. Detection and Characterization of Exoplanets and Disks Using Projections on Karhunen-Loève Eigenimages. *ApJ*, 755 :L28, August 2012. doi : 10.1088/2041-8205/755/2/L28. (Cité en page 25.)
- W. B. Sparks et H. C. Ford. Imaging Spectroscopy for Extrasolar Planet Detection. *ApJ*, 578 :543–564, October 2002. doi : 10.1086/342401. (Cité en page 25.)
- C. C. Stark, A. Roberge, A. Mandell, et T. D. Robinson. Maximizing the ExoEarth Candidate Yield from a Future Direct Imaging Mission. *ApJ*, 795 :122, November 2014. doi : 10.1088/0004-637X/795/2/122. (Cité en page 36.)
- C. C. Stark, A. Roberge, A. Mandell, M. Clampin, S. D. Domagal-Goldman, M. W. McElwain, et K. R. Stapelfeldt. Lower Limits on Aperture Size for an ExoEarth Detecting Coronagraphic Mission. *ApJ*, 808 :149, August 2015. doi : 10.1088/0004-637X/808/2/149. (Cité en page 36.)
- Henry Fox Talbot. Lxxvi. facts relating to optical science. no. iv. *The London and*

- Edinburgh Philosophical Magazine and Journal of Science*, 9(56) :401–407, 1836.  
(Cité en page 38.)
- J. C. Tarter, P. R. Backus, R. L. Mancinelli, J. M. Aurnou, D. E. Backman, G. S. Basri, A. P. Boss, A. Clarke, D. Deming, L. R. Doyle, E. D. Feigelson, F. Freund, D. H. Grinspoon, R. M. Haberle, S. A. Hauck, II, M. J. Heath, T. J. Henry, J. L. Hollingsworth, M. M. Joshi, S. Kilston, M. C. Liu, E. Meikle, I. N. Reid, L. J. Rothschild, J. Scalo, A. Segura, C. M. Tang, J. M. Tiedje, M. C. Turnbull, L. M. Walkowicz, A. L. Weber, et R. E. Young. A Reappraisal of The Habitability of Planets around M Dwarf Stars. *Astrobiology*, 7 :30–65, March 2007. doi : 10.1089/ast.2006.0124. (Cité en page 33.)
- A. V. Tavrov. Physical foundations of achromatic nulling interferometry for stellar coronagraphy. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 107 :942–951, December 2008. doi : 10.1134/S1063776108120042. (Cité en page 130.)
- A. V. Tavrov, Y. Tanaka, T. Shioda, T. Kurokawa, et M. Takeda. Achromatic coronagraph based on out-of-plane common-path nulling interferometer. In W. A. Traub, editor, *New Frontiers in Stellar Interferometry*, volume 5491 of *Proc. SPIE*, page 824, October 2004. doi : 10.1117/12.550759. (Cité en page 16.)
- A. V. Tavrov, Y. Otani, T. Kurokawa, et M. Takeda. Three-dimensional common-path interferometer for AIC : nulling of polychromatic light. In C. Aime et F. Vakili, editors, *IAU Colloq. 200 : Direct Imaging of Exoplanets : Science Techniques*, pages 451–456, 2006. doi : 10.1017/S1743921306009756. (Cité en page 130.)
- N. Thatte, R. Abuter, M. Tecza, E. L. Nielsen, F. J. Clarke, et L. M. Close. Very high contrast integral field spectroscopy of AB doradus c : 9-mag contrast at 0.2 arcsec without a coronagraph using spectral deconvolution. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 378(4) :1229–1236, jul 2007. doi : 10.1111/j.1365-2966.2007.11717.x. URL <http://dx.doi.org/10.1111/j.1365-2966.2007.11717.x>. (Cité en page 25.)
- S. Thibault. Cryogenic lens design case study : Gemini Planet Imager spectrograph.

- In *Current Developments in Lens Design and Optical Engineering XII; and Advances in Thin Film Coatings VII*, volume 8128 of *Proc. SPIE*, page 812802, October 2011. doi : 10.1117/12.894944. (Cité en pages 133 et 134.)
- A. N. Tikhonov. Solution of incorrectly formulated problems and the regularization method. *Soviet Math. Dokl.*, 4 :1035–1038, 1963. (Cité en page 45.)
- W. A. Traub et B. R. Oppenheimer. *Direct Imaging of Exoplanets*, pages 111–156. ., December 2010. (Cité en page 36.)
- J. T. Trauger et W. A. Traub. A laboratory demonstration of the capability to image an Earth-like extrasolar planet. *Nature*, 446 :771–773, April 2007. doi : 10.1038/nature05729. (Cité en pages viii, 26, 27, 40 et 129.)
- J. T. Trauger, C. Burrows, B. Gordon, J. J. Green, A. E. Lowman, D. Moody, A. F. Niessner, F. Shi, et D. Wilson. Coronagraph contrast demonstrations with the high-contrast imaging testbed. In J. C. Mather, editor, *Optical, Infrared, and Millimeter Space Telescopes*, volume 5487 of *Proc. SPIE*, pages 1330–1336, October 2004. doi : 10.1117/12.552520. (Cité en page 41.)
- P. G. Tuthill, J. D. Monnier, W. C. Danchi, E. H. Wishnow, et C. A. Haniff. Michelson Interferometry with the Keck I Telescope. *PASP*, 112 :555–565, April 2000. doi : 10.1086/316550. (Cité en page 131.)
- R. J. Vanderbei, D. N. Spergel, et N. J. Kasdin. Spiderweb Masks for High-Contrast Imaging. *ApJ*, 590 :593–603, June 2003. doi : 10.1086/374971. (Cité en pages 15 et 124.)
- K. J. Walsh, A. Morbidelli, S. N. Raymond, D. P. O’Brien, et A. M. Mandell. A low mass for Mars from Jupiter’s early gas-driven migration. *Nature*, 475 :206–209, July 2011. doi : 10.1038/nature10201. (Cité en page 2.)
- J. N. Winn. The Rossiter-McLaughlin effect for exoplanets. In A. Sozzetti, M. G. Lattanzi, et A. P. Boss, editors, *The Astrophysics of Planetary Systems : Formation, Structure, and Dynamical Evolution*, volume 276 of *IAU Symposium*, pages 230–237, November 2011. doi : 10.1017/S1743921311020230. (Cité en page 8.)

- A. Wolszczan et D. A. Frail. A planetary system around the millisecond pulsar PSR1257 + 12. *Nature*, 355 :145–147, January 1992. doi : 10.1038/355145a0. (Cité en page 3.)
- K. Yokochi, A. V. Tavrov, J. Nishikawa, N. Murakami, L. Abe, M. Tamura, M. Takeda, et T. Kurokawa. Achromatic deep nulling with a three-dimensional Sagnac interferometer. *Optics Letters*, 34 :1985, June 2009. doi : 10.1364/OL.34.001985. (Cité en page 130.)
- P. Zhou et J. H. Burge. Analysis of wavefront propagation using the Talbot effect. *Appl. Opt.*, 49 :5351, September 2010. doi : 10.1364/AO.49.005351. (Cité en pages 57 et 77.)



---

## Résumé :

Cette thèse vise à investiguer des moyens d'optimiser les performances de l'imagerie à haut contraste dans l'optique et le proche infrarouge pour la détection d'exo-planètes. L'étude principale a été menée sur le contraste à faible séparation permettant l'imagerie d'exo-planètes dans leur zone habitable. Cette détection directe est rendue possible par le développement des futurs grands télescopes et de coronographes de plus en plus performants à faible séparation. L'approche retenue permet de créer une zone sombre à haut contraste grâce à la coronographie et au *wavefront shaping* (contrôle de l'amplitude et de la phase avec 2 miroirs déformables), mais qui est limité par les effets de propagation de Fresnel. Les résultats obtenus ont déterminé les limitations de configuration optique pour le *wavefront shaping*. Grâce à une approche semi-analytique soutenue par des simulations numériques et une approche Monte-Carlo, ces limitations ont été analysées et quantifiées pour extraire les configurations optimales. Les résultats ont été appliqués au banc SPEED dont l'objectif est d'optimiser et de tester le haut contraste à faible séparation.

Une deuxième étude a été une contribution à une étude générale de stabilité, en traitant la stabilité temporelle comme un paramètre indispensable dans la conception en amont d'instrument haut contraste. Un travail préliminaire a été initié sur la stabilité des instruments de mesure eux-mêmes à travers l'étude thermique d'un système de métrologie.

Enfin, un dernier volet a été une étude de simulation de performances d'un nouveau concept d'imagerie différentielle basé sur l'acquisition d'images réalisées avec différentes tailles de pupilles.

**Mots clés :** *Imagerie haut-contraste, miroirs déformables, dark hole, faible séparation, stabilité.*

---

## High-contrast imaging : an optimum instrumental approach

---

**Abstract :** This thesis aims to optimize high-contrast imaging performance in visible and near infrared for exoplanet detection. The main study focuses on high-contrast at small separation, to image exoplanets in their habitable zone. This direct detection is achievable with the next Extremely Large Telescopes and with the development of coronagraph providing high performance at small separation. The approach adopted for this study creates a high-contrast region (a dark hole) with the combination of coronagraphy and wavefront shaping (wavefront control of both phase and amplitude with 2 deformable mirrors) but is limited by the Fresnel propagation of phase aberrations. The goal of this work is to define the wavefront shaping limitation in optical configuration (deformable mirrors location, component optical quality, beam diameter). A semi-analytic approach followed by a Monte-Carlo analysis of numerical end-to-end simulations is studied, resulting in the definition of the optimal configuration. Results are then applied to SPEED, a test bench to optimize and test high-contrast imaging at small separation with a segmented pupil.

Another aspect of this thesis is a contribution to a stability study to treat the temporal stability as a crucial parameter in high-contrast imaging instrumentation, at the conception level. A preliminary work is initiated during the thesis to analyse the stability of the measuring instrument itself. A metrology tool and its thermal behaviour are thus studied.

Finally, the last part of this thesis is a performance analysis of a new differential imaging technique, developed to improve high contrast with observations with different diaphragm sizes.

**Keywords :** *High-contrast imaging, deformable mirror, dark hole, small separation, stability.*

---