

École Doctorale Astronomie et Astrophysique d'Île-de-France

THÈSE DE DOCTORAT

présentée pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Paris Diderot

Spécialité : Astronomie & Astrophysique

par

Jacques-Robert Delorme

**Imagerie haute dynamique en larges bandes :
coronographie et minimisation des
tavelures en plan focal**

soutenue publiquement le 29 septembre 2016 devant le jury composé de :

Dr. Sébastien Charnoz	Président
Dr. Olivier Absil	Rapporteur
Dr. David Mouillet	Rapporteur
Dr. Laurent Mugnier	Examineur
Dr. Patrice Martinez	Examineur
Dr. Jonas Kühn	Examineur
Dr. Raphaël Galicher	Co-directeur de thèse
Pr. Gérard Rousset	Co-directeur de thèse

Résumé

Parmi les 3000 exoplanètes détectées à ce jour, seule une cinquantaine ont été observées par imagerie dont l'avantage est de donner accès à la lumière des exoplanètes, ce qui ouvre la voie aux études spectrales de leur atmosphère et de leur surface. L'imagerie est aussi la seule méthode permettant d'étudier des exoplanètes situées dans les parties externes des systèmes stellaires ainsi que les disques circumstellaires, ce qui est fondamental pour comprendre les différentes étapes de la formation planétaires. Cependant, ces techniques doivent relever deux défis : la faible séparation angulaire qui existe entre une exoplanète et son étoile, ainsi que le contraste entre ces deux objets qui est de l'ordre de 10^{-4} dans l'infrarouge proche pour des Jupiter jeunes et de l'ordre de 10^{-10} dans le visible pour des planètes de type Terre. Les instruments actuels utilisent des coronographes pour filtrer la lumière de l'étoile hôte et observer son voisinage ténu ainsi que des techniques actives qui compensent les effets des aberrations de surface d'onde pour minimiser le niveau des tavelures dans l'image finale. Couplés à des techniques d'imagerie différentielle, ces instruments ont permis la découverte et l'étude d'exoplanètes jeunes et massives, et de disques circumstellaires. Cependant, elles font aujourd'hui l'objet d'une recherche active en laboratoire pour améliorer leurs performances. Par exemple, l'Observatoire de Paris a développé le banc très haute dynamique (THD) pour tester et optimiser l'association de plusieurs techniques d'imagerie haute dynamique comme le four quadrants phase masque (FQPM) ou la self-coherent camera (SCC) qui est une technique d'analyse de surface d'onde en plan focal.

Dans un premier temps, mes travaux se sont concentrés sur le développement et l'étude de coronographes et d'analyseurs en plan focal pouvant travailler en larges bandes spectrales (typiquement 12,5% à 40%). J'ai testé sur le banc THD deux coronographes, le multi four-quadrant phase-mask (MFQPM) et le dual-zone phase-mask (DZPM). J'ai prouvé que le DZPM peut atteindre des contrastes de l'ordre de $4 \cdot 10^{-8}$ pour des séparations angulaires comprises entre 7 et $16 \lambda/D$ et une bande spectrale de 250 nm centrée à 640 nm. J'ai également développé et testé une version de la SCC moins sensible au chromatisme appelée multireference self-coherent camera (MRSCC). En la combinant au DZPM, j'ai réussi à atteindre en boucle fermée des contrastes de l'ordre de $4.5 \cdot 10^{-8}$ entre 5 et $17 \lambda/D$ pour une bande spectrale de 80 nm centrée à 640 nm. Ces deux résultats sont importants, car ils montrent qu'il est possible de construire un instrument qui atténue la lumière et contrôle activement les aberrations optiques directement à partir de l'image scientifique en large bande spectrale. Nous avons également mis en place une collaboration visant à tester la SCC sur le télescope Hale du mont Palomar. Lors de deux missions auxquelles j'ai participé, nous avons prouvé que la SCC pouvait être associée avec un coronographe de type vortex ce qui n'avait jamais été fait auparavant. De plus, suite aux résultats obtenus, nous prévoyons une démonstration sur ciel à l'automne 2016.

Abstract

Among the 3000 exoplanets detected at this time, about 50 have been observed by direct imaging. The benefit of direct imaging is to give access to exoplanet light, paving the way for spectroscopic study of their atmospheres and surfaces. Moreover, direct imaging is also the only method that enables the study of exoplanets located in the outer parts of the stellar systems as well as circumstellar disks, which are fundamental to understand the different stages of planetary formation. However, there are two challenges : the small angular separation between an exoplanet and its star (less than a fraction of 1"), and the contrast between the two objects which is of the order of 10^{-4} in near infrared for young Jupiter and of the order of 10^{-10} in visible light for Earth like planets. Existing instruments use coronagraphs to filter light from the host star and observe its tenuous neighborhood. They also use active techniques in order to minimize, in the final image, the brightness of speckles induced by wavefront aberrations. Coupled with differential imaging techniques, these instruments led to the discovery and study of young and massive exoplanets and circumstellar disks. However, to detect fainter exoplanets closer to their star, imaging techniques are now at the heart of an active research. For example, the Paris Observatory developed the banc très haute dynamique (THD bench) aiming at testing several high contrast imaging techniques and their associations as the four quadrants phase masque (FQPM) and the self-coherent camera (SCC) which is a focal plane wavefront sensor.

At the beginning of my PHD, I mainly focused my work on the development and the study of coronagraphs and focal plane wavefront sensors able to work in broadband (between 12,5% and 40%). I tested on the THD bench two coronagraphs, the multi four-quadrant phase-mask (MFQPM) and the dual-zone phase-mask (DZPM). I proved that the DZPM is able to reach contrasts of $4 \cdot 10^{-8}$ at angular separations ranging from 7 to 16 λ/D using a spectral bandwidth of 250 nm centered on 640 nm (40%). I also developed and tested a new version of the SCC, less sensitive to chromatism, called the multireference self-coherent camera (MRSCC). By combining both DZPM and MRSCC, I reached in closed loop contrasts of $4.5 \cdot 10^{-8}$ between 5 and 17 λ/D for a spectral bandwidth of 80 nm centered on 640 nm (12,5%). These two results are important because they show that it is possible to build an instrument able to reduce the stellar light and actively control optical aberrations directly from a scientific image registered in a large spectral bandwidth which is required for the next generation of instruments. During my PHD, we also strated a collaboration to install the SCC at the Palomar Observatory. During two missions in which I took part, we proved, for the first time, that the SCC can be associated with a vortex coronagraph. Finally, based on these results, we plan to demonstrate the SCC concept on sky in the fall of this year.

Table des matières

Résumé	ii
Abstract	iii
Table des notations	viii
I Introduction	1
1 Pluralité des mondes : des précurseurs à aujourd'hui	2
1.1 Des précurseurs aux premières théories	3
1.2 Premières détections et méthodes de détection indirecte	8
1.2.1 Détections de planètes extrasolaires en orbite autour d'un pulsar	8
1.2.2 Méthode des vitesses radiales	9
1.2.3 L'astrométrie	11
1.2.4 Méthode des transits planétaires	12
1.2.5 Méthode des microlentilles gravitationnelles	13
1.3 L'état des lieux en 2016	13
1.4 Objectifs de la thèse	15
II L'imagerie haute dynamique	16
2 Techniques d'imagerie haute résolution angulaire	17
2.1 Comment se forme une image?	18
2.2 Image d'un système binaire d'étoiles	21
2.3 Les aberrations	22
2.4 Impact de la turbulence atmosphérique	23
2.5 Optique adaptative	25
2.5.1 Principe	25
2.5.2 Analyseur de surface d'onde	26
2.5.3 Miroir déformable	27
2.5.4 Méthode de correction	29
2.6 Haute résolution angulaire et aberrations	31
3 Techniques d'imagerie haute dynamique	34
3.1 Rapport de luminosités et contraste	35

3.2	La coronographie	37
3.2.1	Le coronographe de Bernard Lyot	38
3.2.2	Description analytique d'un coronographe stellaire à masque de phase	41
3.2.3	Le masque de phase à quatre quadrants	43
3.2.4	Autres coronographes stellaires	49
3.3	Soustraction des <i>speckles</i> a posteriori	51
3.3.1	Les différentes approches	51
3.3.2	Conclusion	54
3.4	Contrôle actif du niveau des <i>speckles</i>	54
3.4.1	Zones d'influence, de correction et de mesure des performances	55
3.4.2	Estimation des aberrations de phase et d'amplitude	56
3.5	Les instruments dédiés à l'imagerie haut dynamique	58
3.5.1	Télescopes spatiaux	58
3.5.2	Télescopes au sol	60
3.5.3	Bancs expérimentaux	63
 III Les outils haute dynamique développés au LESIA		64
 4 La <i>Self-Coherent Camera</i>		65
4.1	Mise au point et évolutions de la SCC au LESIA	66
4.2	Principe de la SCC	67
4.3	La SCC comme analyseur de surface d'onde en plan focal	70
4.4	L'estimateur SCC	72
4.4.1	Échantillonnage sur le détecteur	72
4.4.2	Saturation du détecteur	72
4.4.3	Ré-échantillonnage	73
4.5	Simulation numérique de la SCC	75
4.5.1	Paramètres de simulation	75
4.5.2	Résultats et méthodes de mesure des performances	77
 5 Le banc très haute dynamique		82
5.1	Objectifs et description globale	83
5.2	Description détaillée des principaux composants	85
5.2.1	Module d'injection	85
5.2.2	Miroir <i>tip-tilt</i> et méthode de centrage du faisceau	87
5.2.3	Miroirs déformables	88
5.2.4	Diaphragme de Lyot	90
5.2.5	Détecteurs	91
5.3	Procédures d'étalonnage du flux	93
5.3.1	En lumière monochromatique	93
5.3.2	En larges bandes spectrales	94
5.4	Performance en laboratoire de la combinaison FQPM-SCC	95

IV	Des coronographes pour larges bandes spectrales	100
6	Le <i>multi four-quadrant phase-mask</i>	101
6.1	Principe	102
6.2	Le prototype	104
6.2.1	Description générale	104
6.2.2	Modifications du banc THD	106
6.2.3	Les composants du MFQPM	107
6.3	Performance en laboratoire : MFQPM-SCC	110
6.3.1	En lumière monochromatique	111
6.3.2	En lumière polychromatique	112
7	Le <i>dual-zone phase-mask</i>	116
7.1	Article : <i>Laboratory validation of the achromatic dual-zone phase mask coronagraph at the THD high-contrast imaging testbed</i>	117
V	Une <i>self-coherent camera</i> pour larges bandes spectrales	126
8	La <i>multireference self-coherent camera</i>	127
8.1	Plusieurs solutions à la limite chromatique de la SCC	128
8.2	Article : <i>Focal plane wavefront sensor achromatization : the multireference self-coherent camera</i>	130
8.3	Étude complémentaire	144
VI	La <i>self-coherent camera</i> à l’Observatoire de Palomar	147
9	La <i>self-coherent camera</i> à l’Observatoire de Palomar	148
9.1	Les besoins de la SCC	149
9.2	Le télescope Hale	149
9.3	Les instruments utilisés	152
9.3.1	Le module d’optique adaptative P3K	152
9.3.2	Le module coronographique SDC	153
9.3.3	L’imageur en proche infrarouge PHARO	155
9.4	L’implémentation de la SCC	156
9.5	Résultats préliminaires obtenus sur source interne	159
9.5.1	Première image SCC	159
9.5.2	Extraction de l’estimateur SCC	162
9.5.3	Première correction	164
9.6	Le futur de la SCC à l’Observatoire du mont Palomar	165
VII	Conclusions	167
	Bibliographie	180

Table des figures	181
Liste des tableaux	184
A SPIE 2014	186
A.1 Acte de conférence : <i>High-contrast imaging in wide spectral band with a self-coherent camera and achromatic coronagraphs</i>	187

Table des notations

Notations générales

$\vec{\xi} = (u, v)$	Coordonnées en plan pupille
$\vec{\alpha} = (\alpha_x, \alpha_y)$	Coordonnées angulaires en plan focal
t	Variable temporelle
f	Fréquence spatiale
z	Coordonnée sur l'axe optique
λ	Longueur d'onde
$\Delta\lambda$	Largeur spectrale

Mathématiques

U^T	Transposée de U
U^\dagger	Pseudo inverse de U
U^*	Conjugué de U
$\max(U)$	Maximum de U
$\Re[U]$	Partie réelle de U
$\Im[U]$	Partie imaginaire de U
$U * V$	Produit de convolution
$\mathcal{F}[U]$	Transformée de Fourier optique directe de U
$\mathcal{F}^{-1}[V]$	Transformée de Fourier optique inverse de V
$\delta(x)$	Distribution de Dirac
$\langle x \rangle$	Moyenne de x
$\sigma(x)$	Écart type de x

Aberrations de la surface d'onde

$a(\vec{\xi}, \lambda)$	Aberrations d'amplitude : $\langle a \rangle = 0$
$\phi(\vec{\xi}, \lambda)$	Aberrations de phase : $\langle \phi \rangle = 0$
$\Phi(\vec{\xi}, \lambda)$	Surface d'onde complexe : $\Phi = \phi - i \log(1 + a)$
$d(\vec{\xi}, \lambda)$	Différences de chemin optique dans la pupille
$n(\vec{\xi}, \lambda)$	Indice de réfraction dans la pupille
$e(\vec{\xi})$	Chemin géométrique dans la pupille

Formation d'une image

$P(\vec{\xi})$	Fonction décrivant la pupille d'un instrument optique
D_P	Diamètre de la pupille d'entrée
$\psi'(\vec{\xi}, \lambda)$	Champ électrique complexe non coronographié en plan pupille

$A'(\vec{\alpha}, \lambda)$	Champ électrique complexe non coronographié en plan focal
$I'(\vec{\alpha}, \lambda)$	Intensité obtenue en amont d'un coronographe
$\psi_0(\lambda)$	Amplitude constante du champ électrique en plan pupille
ω	Pulsation de l'onde
\vec{k}	Vecteur d'onde
$FEP(\vec{\alpha}, \lambda)$	Fonction d'étalement de point
$\mathcal{O}(\vec{\alpha}, \lambda)$	Distribution d'intensité de l'objet observé
r_0	Paramètre de Fried

Contrôle de la surface d'onde	
--------------------------------------	--

$\mathcal{N} \times \mathcal{N}$	Nombre total d'actionneurs d'un miroir déformable
N	Nombre d'actionneurs dans le diamètre de la pupille
f_c	Fréquence de coupure d'un miroir déformable
g	Gain de la boucle de correction
\mathcal{D}	Matrice d'interaction
\mathcal{D}^\dagger	Matrice de contrôle
σ_i^2	Valeurs propres de la matrice $\mathcal{D}^T \mathcal{D}$
S	Commande appliquée au miroir déformable de taille \mathcal{N}^2
\mathcal{B}	Base de fonctions utilisées pour construire la matrice d'interaction
b_i	Fonction i de la base \mathcal{B}
m	Mesure de la surface d'onde
K	Dimension de m

Coronographie	
----------------------	--

λ_{opt}	Longueur d'onde optimale d'un coronographe
$M(\vec{\alpha}, \lambda)$	Fonction décrivant le masque focal coronographique
$L(\vec{\xi})$	Fonction décrivant le diaphragme de Lyot
D	Diamètre du diaphragme de Lyot
$\psi(\vec{\xi}, \lambda)$	Champ électrique complexe coronographié en plan pupille
$A(\vec{\alpha}, \lambda)$	Champ électrique complexe coronographié en plan focal
$A^D(\vec{\alpha}, \lambda)$	Composante de A indépendante des aberrations
$A^A(\vec{\alpha}, \lambda)$	Composante de A dépendante des aberrations
$I(\vec{\alpha}, \lambda)$	Intensité obtenue en aval d'un coronographe
$\mathcal{I}(\vec{\alpha}, \lambda)$	Intensité non coronographiée obtenue en aval d'un coronographe
$I_S(\vec{\alpha}, \lambda)$	Intensité de l'étoile obtenue en aval d'un coronographe
$I_C(\vec{\alpha}, \lambda)$	Intensité du compagnon obtenue en aval d'un coronographe
$E(\lambda)$	Énergie résiduelle intégrée dans le diaphragme de Lyot
$\sigma(\vec{\alpha})$	Ensemble des bruits contenus dans I

<i>Self-Coherent Camera et Multi-Reference Self-Coherent Camera</i>	
----------------------------------------------------------------------------	--

$R(\vec{\xi})$	Fonction décrivant le diaphragme de la référence
D_R	Diamètre du diaphragme de la référence
γ	Rapport entre le diamètre de la référence et le diamètre du Lyot

$\vec{\xi}_0$	Vecteur reliant le centre du Lyot et le centre de la référence
θ_H	Angle entre l'horizontale \vec{u} et $\vec{\xi}_0$ dans le plan du Lyot
$A_R(\vec{\alpha}, \lambda)$	Champ électrique complexe associé à la référence en plan focal
$I_R(\vec{\alpha}, \lambda)$	Intensité de la référence en plan focal
I_{cent}	Transformée de Fourier inverse du pic central du plan de Fourier
I_- et I_+	Transformée de Fourier inverse des pics latéraux du plan de Fourier

Procédure d'étalonnage de la photométrie

$\eta(\lambda)$	Pouvoir d'atténuation d'une densité neutre
$I_B(\vec{\alpha}, \lambda)$	Image brute produite par le banc THD
t_B	Temps de pose utilisé pour obtenir l'image brute I_B
$\mathcal{S}_B(\lambda)$	Spectre associé à l'image brute I_B
τ_B	Temps de pose utilisé pour obtenir \mathcal{S}_B
t_S	Temps de pose utilisé pour obtenir l'image non coronographiée \mathcal{I}_S
$\mathcal{S}_S(\lambda)$	Spectre associé à l'image non coronographiée \mathcal{I}_S
τ_S	Temps de pose utilisé pour obtenir \mathcal{S}_S

Première partie

Introduction

Chapitre 1

Pluralité des mondes : des précurseurs à aujourd'hui

Dans ce manuscrit, je présente mes travaux de thèse réalisés entre septembre 2013 et septembre 2016 dans l'équipe haute résolution angulaire en astrophysique (HRAA) du laboratoire d'études spatiales et d'instrumentation en astrophysique (LESIA) rattachée à l'Observatoire de Paris. Au cours de ma thèse, j'ai développé des techniques instrumentales pour améliorer les performances des instruments dédiés à l'imagerie des disques circumstellaires et des planètes en orbite autour d'étoiles autres que le Soleil : les exoplanètes. Dans ce chapitre, je propose un rappel historique de l'image que se faisait l'Homme de ces mondes éloignés avant les premières détections. Puis, je présente les méthodes qui permettent de détecter de manière indirecte les exoplanètes. Je discute ensuite brièvement de ce que ces détections nous ont appris et finalement, je discute de l'intérêt scientifique de l'imagerie.

Sommaire

1.1	Des précurseurs aux premières théories	3
1.2	Premières détections et méthodes de détection indirecte	8
1.2.1	Détections de planètes extrasolaires en orbite autour d'un pulsar	8
1.2.2	Méthode des vitesses radiales	9
1.2.3	L'astrométrie	11
1.2.4	Méthode des transits planétaires	12
1.2.5	Méthode des microlentilles gravitationnelles	13
1.3	L'état des lieux en 2016	13
1.4	Objectifs de la thèse	15

1.1 Des précurseurs aux premières théories

La naissance de l'idée de monde pluriel coïncide avec la naissance de la philosophie occidentale dans la Grèce antique. Au Ve siècle av. J.-C., Leucippe et son élève Démocrite d'Abdère considérés comme les fondateurs de l'atomisme imaginent un univers discontinu, composé de matière et de vide. Les briques élémentaires de cet univers sont les atomes. Ils sont insécables et ne diffèrent les uns des autres que par leur forme, leur position et leur mouvement.

Certainement par analogie, Démocrite et ses disciples vont plus loin et imaginent que plusieurs mondes distincts (*kosmoi*) cohabitent dans le ciel. La densité de ces mondes en nombre infini dans le vide de l'univers est inhomogène. Leur forme, leur grandeur et leur mouvement diffèrent. Ils naissent, atteignent un acmé et meurent ce qui entraîne la disparition de la Terre et des astres qu'ils contiennent. Quand un monde se désagrège, d'autres se constituent autour des noyaux créés par la rencontre fortuite d'atomes voyageurs. Ces idées se retrouvent dans les écrits de plusieurs philosophes grecs et romains notamment dans la lettre à Pythoclès écrite par Épicure dont voici un extrait :

*"Un monde consiste en une enveloppe céleste entourant les astres, la terre et tous les phénomènes. Cette enveloppe découpée au sein de l'infini se termine en une zone rare ou dense, dont la dissolution amènera la ruine de tout ce qu'elle contient ; et elle est soit animée d'un mouvement circulaire, soit arrêtée dans le repos. La forme en est ronde, triangulaire ou quelconque. Tous ces cas sont également possibles en effet : car cela n'est contredit par aucun phénomène de notre monde, dans lequel on ne peut pas apercevoir d'extrémité. Il est aisé de comprendre qu'il y a une infinité de mondes tels que celui dont nous parlons, et qu'un monde de cette espèce peut se former soit au sein d'un monde, soit au sein d'un intermonde, mot qui nous sert à désigner un intervalle entre des mondes, cette formation d'un monde pouvant d'ailleurs avoir lieu même dans un espace en partie rempli, mais contenant beaucoup de vide, mais non pas, comme certains l'ont dit dans une vaste étendue de vide pur. La constitution d'un monde résulte de certains atomes appropriés qui ont afflué hors d'un monde ou d'un intermonde, ou bien hors de plusieurs mondes ou intermondes ; ces atomes, peu à peu, s'ajoutent les uns aux autres, s'organisent, vont même dans un autre lieu à l'occasion, reçoivent, jusqu'à l'achèvement du monde commencé, des courants d'atomes appropriés, et l'assemblage dure tant que ses fondements peuvent supporter les accroissements qui lui arrivent."*¹

Le terme "*apeiro kosmoi*" (monde infini) utilisé par les philosophes grecs deviendra "*plures mundi*" en latin avant d'être traduit en français par "pluralité des mondes".

Cette vision de l'univers était en compétition avec celle d'un monde unique défendu par Platon et ses disciples. Dans le *traité du ciel* écrit en 350 avant J.-C., Aristote expose sa vision de l'univers. Pour lui, il se divise en deux grandes régions : le monde sublunaire et le monde supralunaire. Le premier, constitué de quatre éléments (Terre, Eau, Feu, Air), est désordonné et soumis aux changements. La région supralunaire, celle du ciel et des astres, est parfaite et immuable. Elle est composée d'un cinquième élément : la quintessence (l'éther). Dans cette partie du monde, un système de sphères translucides supporte les différents astres du ciel. Toutes

1. Épicure, *Lettre à Pythoclès*, traduction d'Octave Hamelin.

ces sphères sont centrées sur la Terre qui est alors le centre du monde. Puisqu'il ne peut y avoir qu'un seul centre, la Terre est unique. L'idée qu'Aristote se faisait du monde a éclipsé pendant longtemps celle de Démocrite et de ses disciples. En effet, Aristote était l'élève de Platon, le tuteur d'Alexandre le Grand et surtout le fondateur du Lycée d'Athènes qui a continué à diffuser son enseignement plusieurs siècles après sa mort.

Au deuxième siècle après J.-C., Claude Ptolémée synthétise les connaissances les plus avancées de l'Antiquité en mathématiques et en astronomie dans un ouvrage aujourd'hui connu sous le nom d'*Almageste*. Dans celui-ci, Ptolémée reprend le modèle géocentrique qui lui a été parfois attribué par la suite.

Le modèle géocentrique a dominé la pensée occidentale jusqu'à ce qu'en 1543, Nicolas Copernic publie l'année de sa mort le livre *De revolutionibus orbium coelestium* (Des révolutions des orbes célestes). Dans celui-ci, il propose une vision alternative de l'univers. Contrairement à Aristote, Nicolas Copernic propose le modèle héliocentrique dans lequel la Terre et les autres planètes du système solaire sont en orbite autour du Soleil. Dans ce modèle, la Terre perd son unicité et devient une planète parmi les autres. Rapidement, des scientifiques de l'époque se sont intéressés au modèle héliocentrique et l'ont supporté. Parmi eux, nous pouvons citer Thomas Digges qui a été le premier à exposer le modèle de Copernic en anglais. Dans son ouvrage *A perfit description of the Caelestiall Orbes* paru en 1576, il a été plus loin en supprimant la borne extérieure du système et en dispersant les étoiles au travers d'un espace illimité (voir figure 1.1). Les travaux de Copernic ont également été soutenus par Giordano Bruno. Dans ses ouvrages *l'infinito universo et mondi* et *de immenso e innumerabilibus* publiés respectivement en 1584 et 1591, il défend l'idée que les étoiles sont autant de Soleils autour desquels des planètes tournent. Malgré la censure de l'Église, le modèle héliocentrique s'impose petit à petit dans le milieu intellectuel notamment grâce aux travaux de Johannes Kepler et de Galilée.

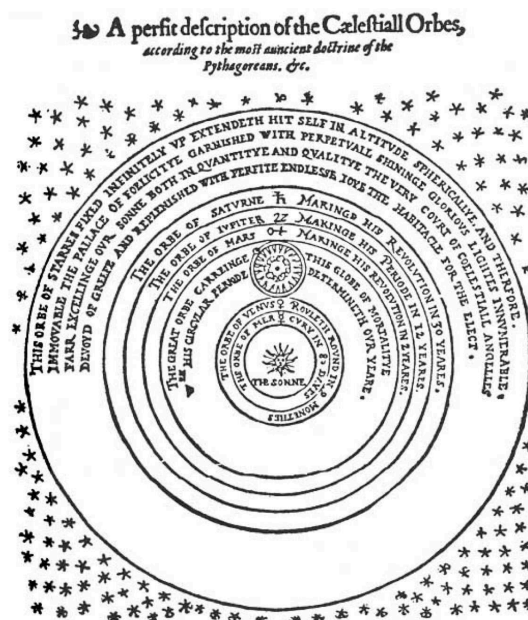


FIGURE 1.1 – Illustration du modèle copernicien dans lequel les étoiles sont dispersées dans l'univers. Issue de *a perfit description of the Caelestiall Orbes* de Thomas Digges.

En 1609, Kepler publie son ouvrage *Astronomia Nova* dans lequel il présente ses travaux sur l'orbite de la planète Mars. Il présente notamment deux des trois lois qui portent aujourd'hui son nom. La première "*Les planètes décrivent des trajectoires elliptiques dont le Soleil est un foyer*" met à mal le modèle géocentrique.

Un nouveau cap est franchi en 1610 quand Galilée publie *Sidereus Nuncius* (Le messager céleste). Dans celui-ci, il présente les observations faites avec sa lunette. En observant la Lune, il constate que celle-ci n'est pas rigoureusement sphérique. Sa surface est accidentée, non uniforme et ressemble donc à la surface de la Terre. Il s'agit d'une remise en cause explicite des thèses aristotéliennes sur la bipartition du monde. En effet, la Lune censée appartenir au monde supralunaire ne peut avoir un aspect semblable à celui de la Terre. Dans le même ouvrage, Galilée annonce également avoir découvert quatre satellites² en orbite autour de Jupiter. Avant de pouvoir vérifier par lui-même l'existence de ces satellites, Kepler écrit une lettre intitulée *Dissertatio cum Nuncio Sidereo* (Discussion avec le messager céleste) à Galilée que celui-ci rendra publique par la suite. Dans celle-ci, Kepler s'interroge sur l'habitabilité de la Lune et des satellites de Jupiter.

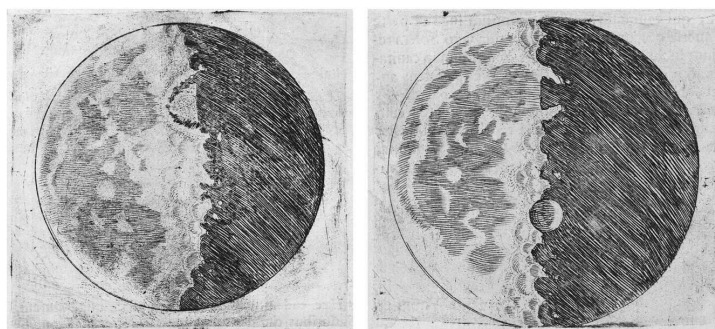


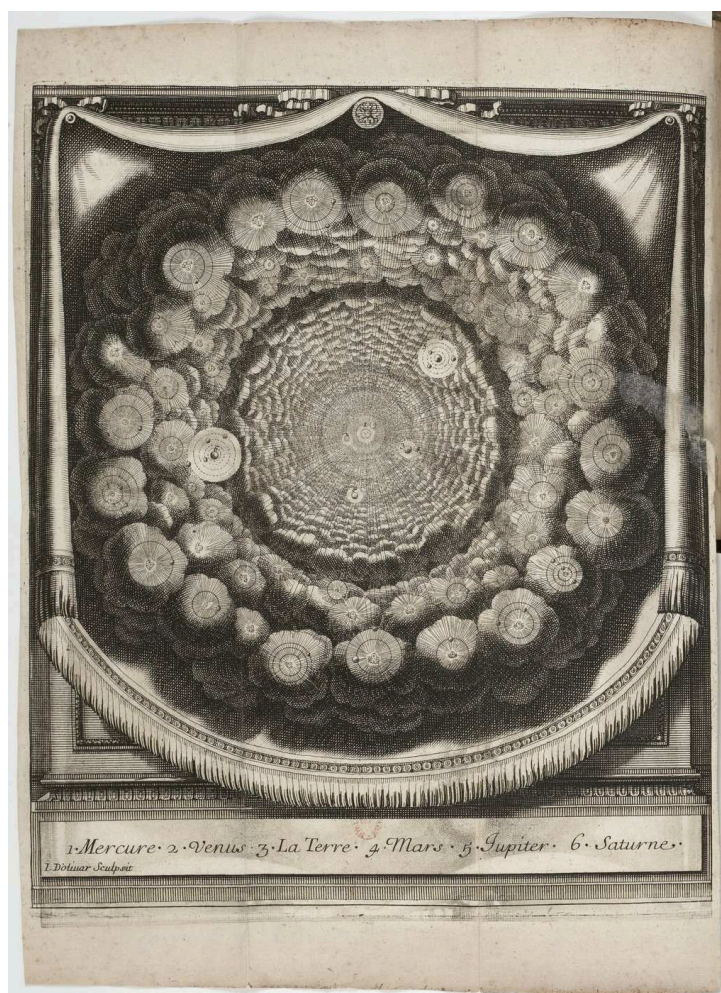
FIGURE 1.2 – Illustrations de la Lune issues de *Sidereus nuncius*. Crédit : Bibliothèque de l'Observatoire de Paris.

Alors que le modèle géocentrique avait subsisté pendant presque deux millénaires, les travaux des savants du XVI^e siècle l'ont considérablement affaibli. Le modèle héliocentrique bouleverse la vision que l'homme se fait du monde ce qui ne plaît évidemment pas au clergé. Rapidement, la question de la formation du monde se pose, l'un des premiers qui a essayé d'y répondre a été René Descartes. Il présente sa théorie dans son ouvrage *Principia philosophia* paru pour la première fois en 1644. Dans celui-ci, il exclut une action à distance du Soleil, cette idée ne reposant à l'époque sur aucun fondement rationnel et il considère que le Soleil est une étoile comme les autres. De plus, il s'oppose à l'existence du vide. Pour lui, l'espace entre les astres est rempli d'éther. Chaque étoile est au centre d'un grand tourbillon d'éther qui emporte les planètes et les maintient sur leurs trajectoires. Les planètes sont également le centre de tourbillon, plus petit, ce qui lui permet d'expliquer les mouvements de la Lune, des satellites galiléens et des anneaux de Saturne.

2. Galilée parle dans un premier temps d'astres errants en révolution autour de Jupiter. Il les baptise ensuite planètes médicéennes en l'honneur du Grand duc de Toscane, Cosme II de Médicis (et de ses trois frères) au service duquel il espère être engagé. Il faudra attendre 1611 pour que Kepler leur donne le nom de satellites. Aujourd'hui, ces satellites sont appelés satellites galiléens.

En 1686, Bernard Le Bouyer de Fontenelle, publi un essai d'astronomie intitulé *Entretiens sur la pluralité des mondes*. Dans celui-ci, il vulgarise les travaux de Descartes et Copernic. Une gravure pliée dans la couverture des premières éditions (voir figure 1.3) présente une image du monde tel que l'imaginait Fontenelle. Au centre de la portion d'univers représenté sur cette illustration se trouve le Soleil. Autour de celui-ci tournent les six planètes connues à cette époque. On peut également voir la Lune et les satellites galiléens en rotation autour de leur planète respective. Finalement, une multitude de systèmes stellaires composée d'étoiles et de planètes sont représentés autour du système solaire. Cette idée se retrouve dans le texte :

"Les étoiles fixes sont autant de Soleils, notre Soleil est le centre d'un tourbillon qui tourne autour de lui; pourquoi chaque étoile fixe ne sera-t-elle pas aussi le centre d'un tourbillon qui aura un mouvement autour d'elle? Notre Soleil a des planètes qu'il éclaire, pourquoi chaque étoile fixe n'en aura-t-elle pas aussi qu'elle éclairera?"³



Source gallica.bnf.fr / Bibliothèque nationale de France

FIGURE 1.3 – Illustration du monde présenté dans l'édition de 1686 de l'*Entretiens sur la pluralité des mondes*. Crédit : Bibliothèque nationale de France.

3. Bernard Le Bouyer de Fontenelle, *Entretiens sur la pluralité des mondes*, cinquième soir (chapitre).

En 1687, Isaac Newton publie *Philosophiæ Naturalis Principia Mathematica*. Cet ouvrage pose les bases de la théorie de la gravitation universelle qui achève définitivement le modèle géocentrique. Elle ouvre également la voie à la théorie des nébuleuses proposée par Emmanuel Kant dans *Allgemeine Naturgeschichte und Theorie des Himmels* paru en 1755. Dans celui-ci, Kant explique que le système solaire s'est formé à partir d'un nuage qui se serait contracté. La rotation aurait alors accéléré, donnant naissance à un disque plat. En se refroidissant, ce disque serait devenu instable et se serait divisé en anneaux qui auraient donné naissance aux planètes. Cette théorie, finalisée par Pierre-Simon de Laplace dans *exposition du système du monde* publié en 1796, a posé les bases des théories actuelles de formation de systèmes stellaires.

La découverte de montagnes sur la Lune, des satellites galiléens et des anneaux de Saturne par Galilée en 1610, a inspiré les auteurs de son époque. Les découvertes qui se sont ensuite succédées leur ont permis d'imaginer des mondes habités aussi bien au sein du système solaire qu'autour d'étoiles lointaines. Parmi la multitude de textes qui ont été écrits à ce sujet, nous pouvons citer *Micromégas* de Voltaire paru en 1752. Dans celui-ci, Voltaire décrit la visite de la Terre par deux géants : Micromégas, venu d'une planète de Sirius, et le secrétaire de l'Académie de Saturne.



FIGURE 1.4 – Illustration montrant Micromégas sauter sur les anneaux de Saturne.

Pour plus d'informations sur l'histoire du débat de la pluralité des mondes, j'invite le lecteur à consulter [Dick \[1982\]](#), [Ollivier et al. \[2009\]](#), et le site internet de l'Observatoire de Paris dédié à l'histoire de l'astronomie⁴ que j'ai utilisé pour écrire cette introduction historique.

4. <https://media4.obspm.fr/public/AMC/>

1.2 Premières détections et méthodes de détection indirecte

Au début du XXe siècle, l'existence de planètes extrasolaires (ou exoplanètes) était envisagée par une grande partie de la communauté. Cependant, aucune n'avait jusqu'alors été détectée. Pour prouver définitivement leur existence et mettre fin à un débat plus de deux fois millénaire, la solution la plus simple aurait été de faire l'image de l'une d'entre elles. Malheureusement, la faible séparation angulaire qui existe entre une étoile et son compagnon (voir chapitre 2) ainsi que leur grande différence de luminosité (voir chapitre 3) sont des obstacles majeurs que les instruments de l'époque n'étaient pas en mesure de surmonter. Bien conscients de ce problème, les astronomes se sont alors orientés vers des méthodes indirectes. En effet, la présence d'une exoplanète peut être trahie en observant les effets qu'elle a sur son étoile hôte.

Par exemple, nous savons qu'une planète a une influence gravitationnelle sur son étoile. Dans un système composé d'une étoile et d'une planète, les deux composantes tournent autour du centre de gravité du système. Dans le cas du système solaire, le Soleil concentre l'essentiel de la masse (>99,8%). Par conséquent, le centre de gravité du système solaire se trouve très proche du centre Soleil. Cependant, chaque planète du système solaire a une influence périodique sur la trajectoire du Soleil. De la même manière, une exoplanète modifie périodiquement la position de son étoile hôte et plus elle est massive et éloignée, plus son influence est importante. Les trois premières méthodes de détection indirecte que je présente dans les sous-paragraphes suivants sont basées sur ce constat.

1.2.1 Détections de planètes extrasolaires en orbite autour d'un pulsar

Alors qu'ils utilisaient un radiotélescope pour étudier la scintillation des quasars, Jocelyn Bell Burnell et Antony Hewish enregistrèrent en 1967 un signal très régulier, constitué de courtes impulsions de 0,3 s se répétant à une période très régulière de 1,3 s [Hewish et al., 1969]. Après maintes spéculations sur l'origine de ce signal, il fut admis que ce signal était produit par une étoile à neutrons en rotation rapide : un pulsar. À l'époque, aucune étoile à neutrons n'avait été détectée mais l'existence de ces objets issus de l'explosion d'étoiles massives en fin de vie avait été prédite par Lev Landau, Walter Baade et Fritz Zwicky dans les années 1930 [Landau, 1932; Baade & Zwicky, 1934]. En 1968, la découverte du pulsar PSR B0531+21 au sein de la Nébuleuse du Crabe, résultat de la supernova observée à partir de juillet 1054 par les astronomes d'Extrême-Orient, permit de clore le débat sur l'origine de ces signaux très réguliers [Staelin & Reifenstein, 1968].

La périodicité du signal émis par un pulsar est un avantage dans la quête des détections de planètes extrasolaires. En effet, les effets gravitationnels d'une exoplanète autour d'un pulsar perturbent la période du signal que ce dernier émet ce qui permet de trahir la présence de la planète. Cette méthode de détection indirecte est appelée *pulsar timing*.

En 1991, Andrew Lyne utilise le *pulsar timing* et annonce la découverte d'une planète en orbite autour du pulsar PSR 1890-10 [Lyne, 1991]. Cependant, il annule cette annonce l'année suivante après avoir constaté qu'il avait commis une erreur [Lyne & Bailes, 1992]. En 1992, Aleksander Wolszczan et Dale Frail annoncent la découverte de deux exoplanètes en orbite autour du pulsar PSR 1257+12 [Wolszczan & Frail, 1992]. La première a une masse équivalente à 3,4 fois celle de la Terre et une période de révolution de 66,5 jours alors que la seconde a une masse

de 2,8 fois celle de la Terre et une période de révolution de 98,2 jours. Ces deux objets sont les premières exoplanètes à avoir été découvertes. Des observations réalisées ultérieurement ont permis de confirmer leur présence et de découvrir une troisième planète [Wolszczan, 1994]. Avec une masse de 0,02 masse terrestre, cette dernière est actuellement la planète la moins massive connue dans l'Univers.

Depuis ces premières découvertes, d'autres planètes ont été détectées autour de pulsar en étudiant le signal qu'ils émettent. Cependant, l'étude de ces planètes ne connaît pas un grand succès, car beaucoup recherchent des planètes "habitables" autour d'étoiles de la séquence principale.

1.2.2 Méthode des vitesses radiales

Les mouvements périodiques que les planètes induisent à leur étoile hôte peuvent être détectés en mesurant les variations de vitesse de l'étoile pendant son orbite autour du centre de gravité du système stellaire (noté G sur la figure 1.5). Grâce à une étude spectrale de l'étoile, il est possible de déterminer les variations de vitesse de l'étoile dans la direction de l'observateur, appelée vitesse radiale. En effet, la position des raies d'absorptions et d'émissions présentes dans le spectre d'une étoile varie en fonction de la vitesse relative de l'étoile par rapport à l'observateur. Cet effet est connu sous le nom d'effet Doppler-Fizeau. Si l'étoile s'approche de l'observateur, son spectre se décale vers les basses longueurs d'onde, on parle alors de décalage vers le bleu ou de *blueshift* (schéma à gauche de la figure 1.5). Si l'étoile s'éloigne, son spectre se décale vers les grandes longueurs d'onde, on parle alors de *redshift* (schéma à droite de la figure 1.5). En observant une étoile régulièrement, il est possible de détecter la présence d'une planète en orbite autour de celle-ci à condition que les variations de vitesse soient mesurables sur son spectre. Par exemple, Jupiter qui est la planète la plus massive du système solaire induit des variations de vitesse du Soleil de l'ordre 10 m.s^{-1} sur une période de 12 ans et la Terre induit des variations de l'ordre de 9 cm.s^{-1} sur une période d'un an.

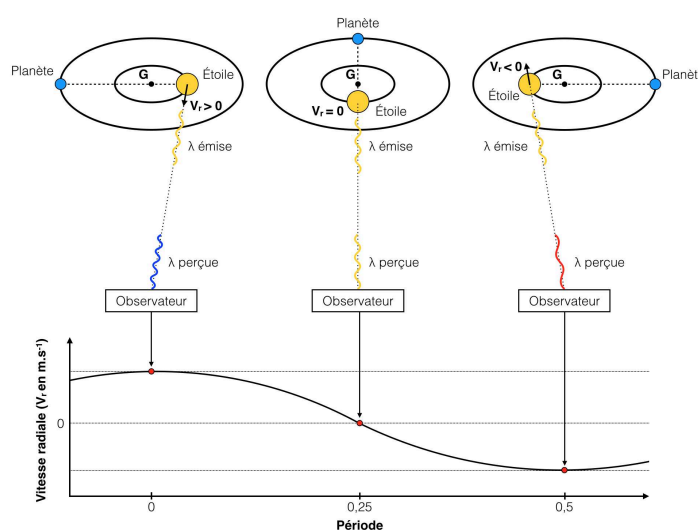


FIGURE 1.5 – Schéma explicatif de la méthode des vitesses radiales.

Pour détecter des exoplanètes grâce à cette méthode indirecte, appelée méthode des vitesses radiales, les astronomes ont construit des spectrographes stables sur plusieurs mois, voire plusieurs années et capables d’atteindre de très hautes résolutions spectrales et de mesurer des décalages pour un très grand nombre de raies afin d’augmenter la précision des mesures. Plusieurs instruments ont commencé à être utilisés à partir du début des années 80. Il a fallu cependant attendre 1995 pour que Michel Mayor et Didier Queloz annoncent la découverte de la première exoplanète en orbite autour de l’étoile 51 Pegasi [Mayor & Queloz, 1995] grâce à des observations réalisées avec le spectrographe haute résolution ELODIE [Baranne et al., 1996] installé sur le télescope de 193 cm de diamètre de l’Observatoire de Haute Provence (figure 1.6, à gauche). La courbe de la vitesse radiale obtenue pour cette étoile est présentée à droite de la figure 1.6. En l’étudiant, Mayor et Queloz ont pu déduire que le compagnon de 51 Pegasi avait une masse environ égale à la moitié de celle de Jupiter et que sa période de révolution était de quatre jours.

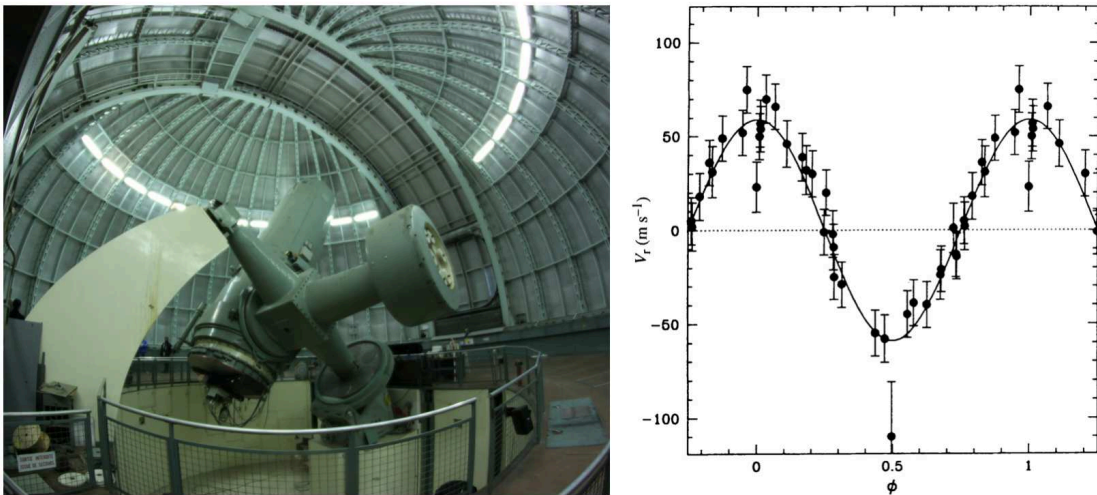


FIGURE 1.6 – À gauche : photographie du télescope de 193 cm de l’OHP. Crédit : C. Perrot. À droite : Courbe de vitesse radiale de l’étoile 51 Pegasi. Issue de Mayor & Queloz [1995].

L’année suivante, Paul Butler et Geoffrey Marcy annoncent la découverte de deux nouvelles exoplanètes. La première en orbite autour de l’étoile 47 Ursae Majoris [Butler & Marcy, 1996] et la seconde autour de l’étoile 70 Virginis [Marcy & Butler, 1996]. Depuis lors, environ 700 exoplanètes ont été découvertes grâce à la méthode des vitesses radiales (www.exoplanet.eu).

Parmi les instruments actuels nous pouvons citer : le *High Resolution Echelle Spectrometer* [HIRES Vogt et al., 1994] installé en 1996 sur le télescope KECK-I, le *High Accuracy Radial Velocity Planet Searcher* [HARPS Pepe et al., 2000] installé en 2002 au télescope de 3,6 m de l’Observatoire de La Silla, le *Planet Finding Spectrograph* [PFS, Crane et al., 2006] installé en 2010 sur le télescope Magellan et HARPS-N⁵ [Cosentino et al., 2012] installé en 2012 sur le *Telescopio Nazionale Galileo* situé à l’Observatoire de *Roque de los Muchachos* sur l’île de La Palma. Nous pouvons également citer le *Echelle Spectrograph for Rocky Exoplanets and Stable Spectroscopic Observations* [EXPRESSO Pepe et al., 2014] qui devrait être installé sur l’un des télescopes du VLT d’ici la fin de l’année 2016.

5. HARPS-N pour HARPS-North est une copie de l’instrument HARPS.

1.2.3 L'astrométrie

En étudiant l'astrométrie d'une étoile, c'est à dire en étudiant sa position et ses mouvements projetés sur la voute céleste, il est possible de détecter les mouvements induits par un objet présent dans son environnement. Cette méthode est utilisée depuis longtemps et a permis de nombreuses découvertes en astrophysique.

En 1779, William Hershel avait détecté des mouvements irréguliers en observant l'étoile binaire 70 Ophiuci, qu'il interpréta comme des effets gravitationnels dus à une troisième composante qu'il ne pouvait pas voir. Cependant, la complexité de ce système et la précision des mesures ne lui permettaient pas de déduire la période et la masse de ce compagnon [See, 1896]. En étudiant l'astrométrie des étoiles Sirius et Procyon, l'astronome allemand Friedrich Wilhelm Bessel est parvenu au milieu du XIXe siècle à détecter la présence de deux compagnons. Le compagnon de Sirius nommé Sirius b et celui de Procyon nommé Procyon b prédits par Bessel, furent respectivement observés par Alvan Graham Clark en 1862 et John Martin Schaeberle en 1892. En 1930, Subrahmanyan Chandrasekhar a démontré que ces compagnons étaient des naines blanches. En 1943, les astronomes Dirk Reuyl et Erik Holmberg de l'Observatoire McCormic en Virginie annoncent la découverte d'un compagnon d'une dizaine de masses de Jupiter en orbite autour de l'étoile binaire 70 Ophiuci [Reuyl & Holmberg, 1943]. La même année, l'astronome Kaj Aage Strand annonce qu'il a détecté la présence d'un compagnon seize fois plus massif que Jupiter en orbite autour de l'étoile 61 Cygni [Strand, 1943]. Cependant, les uns ne parvenant pas à confirmer les mesures des autres, la réalité de ces objets fut sérieusement mise en doute par le reste de la communauté. Après avoir étudié les plaques photographiques obtenues avec le télescope de Sproul⁶ entre 1938 et 1968, l'astronome Piet Van de Kamp annonce en 1969 la découverte de deux planètes en orbite autour de l'étoile de Barnard⁷ [Van de Kamp, 1969]. Il prédit qu'elles ont toutes deux des masses proches de celles de Jupiter et des périodes de rotation de 12 et 16 ans. Cependant, une étude menée par John Hershey en 1973 conduit à penser que ces planètes ne sont qu'une illusion causée par un problème instrumental du télescope de Sproul [Hershey, 1973]. Plus tard dans la même année, une étude réalisée à partir d'observations indépendantes infirment les détections de ces planètes [Gatewood & Eichhorn, 1973]. En 1974, Piet Van de Kamp récidive en prédisant la présence d'une planète en orbite autour de l'étoile Epsilon Eridani [Van de Kamp, 1974] avec une période de 25 ans. Là encore, il a utilisé des plaques photographiques obtenues avec le télescope Sproul entre 1938 et 1972. Rapidement ces détections sont critiquées avant d'être invalidées.

Il faut attendre l'année 2010 pour que les premières détections d'exoplanètes par astrométrie, confirmées depuis, soient annoncées [Muterspaugh et al., 2010]. Depuis, cette méthode a également été utilisée pour observer certaines exoplanètes découvertes grâce à la méthode des vitesses radiales ce qui a permis de contraindre leurs paramètres orbitaux.

Le télescope spatial Gaia [Sozzetti, 2011] lancé avec succès le 19 décembre 2013 intègre des instruments d'astrométrie qui devraient détecter de nombreuses exoplanètes.

6. Le télescope de Sproul est un télescope de 61 cm de diamètre situé en Pennsylvanie. Il est détenu et exploité par l'université de Swarthmore.

7. L'étoile de Barnard est la cinquième étoile la plus proche de la Terre après le Soleil et les trois composantes d'Alpha Centauri. Elle est cependant invisible à l'œil nu en raison de sa faible luminosité dans le domaine visible.

1.2.4 Méthode des transits planétaires

Indépendamment des effets gravitationnels, une exoplanète en rotation autour d'une étoile peut entraîner une baisse de la luminosité stellaire reçue par un observateur. Un tel événement est détecté si la planète passe entre l'étoile et l'observateur. Cette contrainte limite le nombre d'exoplanètes détectables grâce à cette méthode. Cette information permet de contraindre la masse d'une exoplanète détectée grâce à la méthode des vitesses radiale ou par astrométrie. La méthode des transits permet également de contraindre le diamètre du compagnon ce qui permet d'en déduire sa densité moyenne si sa masse a pu être déterminée grâce à une autre méthode.

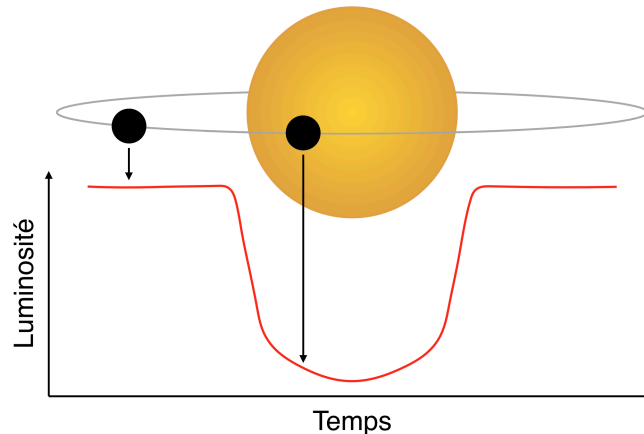


FIGURE 1.7 – Schéma explicatif de la méthode des transits.

La première exoplanète détectée par transit a été découverte autour de l'étoile HD 209458 [Charbonneau et al., 2000; Henry et al., 2000]. La grande précision photométrique requise par cette méthode a poussé au développement d'instruments spatiaux dédiés. Le télescope *Convection, Rotation et Transits planétaires* [CoRoT,] équipé d'un miroir primaire de 27 cm de diamètre a été lancé par le CNES en décembre 2006, il a observé pendant ses sept années d'activité environ 163 000 étoiles. Cette mission relativement petite totalisait 27 détections et 500 candidates⁸ en mars 2014 [Parviainen et al., 2014]. Nous pouvons notamment noter la détection de la première "super-Terre" Corot-7b de 1,7 rayon terrestre [Léger et al., 2009]. Le télescope spatial Kepler équipé d'un miroir primaire de 95 cm de diamètre a été lancé en mars 2009. Pendant sa campagne d'observation qui s'est terminée en août 2013, il a permis la découverte de plus de 850 exoplanètes et 2500 candidates [Rowe et al., 2014]. Plusieurs missions spatiales utilisant cette méthode ont été proposées pour succéder à CoRoT et Kepler. Parmi elles, nous pouvons citer *CHaracterizing ExO-Planet Satellite* [CHEOPS, Broeg et al., 2013], *PLANetary Transits and Oscillations of stars* [PLATO, Catala & PLATO Consortium, 2008] et *Transiting Exoplanet Survey Satellite* [TESS, Ricker et al., 2014].

Une méthode dérivée de la méthode des transits a également été proposée. Il s'agit de la méthode des transits secondaires. Celle-ci propose de retirer le signal lumineux de l'étoile au signal lumineux du système étoile-planète. Le premier s'obtient quand le compagnon se trouve derrière l'étoile et le second quand le compagnon n'est pas masqué par l'étoile. Cette opération permet

8. Les exoplanètes dites candidates sont des détections de signal astrophysique qui attendent d'être confirmés par des observations complémentaires.

d'obtenir la signature de la planète, ce qui en fait une méthode en semi-directe. La première exoplanète observée grâce à cette méthode a été HD 209458 b aussi appelée Osiris [Vidal-Madjar et al., 2004]. Cette observation réalisée avec le télescope spatial Hubble (voir paragraphe 3.5.1) a permis de détecter la présence d'oxygène et de carbone dans l'atmosphère de cette planète.

1.2.5 Méthode des microlentilles gravitationnelles

Dans le cadre de la relativité générale, un astre massif (une étoile, un trou noir, une galaxie...) courbe l'espace-temps. Or, la lumière suit les géodésiques dans l'espace-temps qui ne sont plus des lignes droites. Autrement dit, la lumière est déviée par un objet massif. Par conséquent, si un système étoile-planète passe entre nous et une source de lumière située en arrière-plan, l'étoile et la planète vont tour à tour dévier la lumière de la source. Si certaines conditions sont respectées, la lumière de la source est focalisée dans la direction de l'observateur augmentant ainsi la luminosité mesurée de la source. Il est alors possible de détecter la présence d'exoplanètes en étudiant la courbe de luminosité d'une étoile de fond devant laquelle transit un système étoile-planète.

Les grandes collaborations *Microlensing Observations in Astrophysics* [MOA, Bond et al., 2001] et *Optical Gravitational lensing experiment* [OGLE, Udalski et al., 2015] ont permis la détection de plusieurs dizaines d'exoplanètes. Le principal inconvénient de cette méthode est qu'un système stellaire a une probabilité très faible de transiter plusieurs fois devant des étoiles de fond ce qui ne permet pas d'observer plusieurs fois le même système. Cependant, elle permet d'accéder à une grande variété de planètes en termes de masse et de séparation à son étoile contrairement aux autres méthodes qui présentent des biais observationnels importants.

Pour plus d'information, sur cette méthode ainsi que sur les autres méthodes de détection indirecte présentées dans les sous-paragraphe précédents, j'invite le lecteur à se référer au deuxième chapitre de Ollivier et al. [2009].

1.3 L'état des lieux en 2016

La figure 1.8 présente un diagramme masse (en masse de Jupiter⁹, M_J) - demi grand-axe de l'orbite (en unité astronomique¹⁰, UA) sur lequel sont représentés les objets de masse substellaire qui ont été détectés avant le 14 juillet 2016. Ceux qui ont une masse ou un demi grand-axe inconnu ne sont pas représentés sur ce diagramme. Les symboles qui leur sont associés représentent la méthode de détection avec laquelle ils ont été détectés. La ligne grise en trait pointillé permet de séparer les objets qui ont des masses supérieures et inférieures à $13 M_J$. Il est couramment admis que les objets qui ont une masse supérieure à $13 M_J$ sont suffisamment massifs pour enclencher la combustion du deutérium. On parle alors de naines brunes. Les objets qui ont une masse inférieure sont considérés comme étant des exoplanètes. Cependant, la masse utilisée dans ce diagramme n'est pas toujours la masse de la planète. Il peut s'agir de la masse minimale (pour les détections par vitesse radiale) ou de masse dépendant de modèles (imagerie,

9. La masse de Jupiter notée M_J est égale à 318 fois celle de la Terre notée M_T

10. L'unité astronomique est une unité de mesure de longueur égale à la distance moyenne approximative du centre de la Terre au centre du Soleil et dont la valeur est fixée par convention à exactement 149 597 870 700 mètres.

transit...). Les objets de masse substellaire qui ont été détectés par imagerie sont représentés par des triangles rouges. Toutes ces détéctions par imagerie, à l'exception d'une, ont été faite en utilisant des techniques instrumentales spécifiques que je décris dans la seconde partie de ce mémoire.

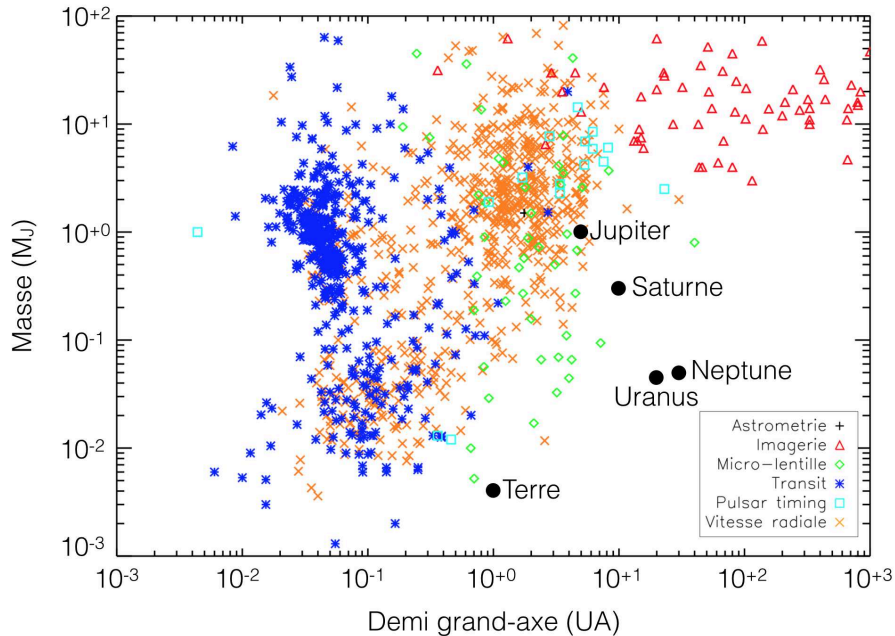


FIGURE 1.8 – Diagramme masse (en masse de Jupiter, M_J) - demi grand-axe de l'orbite (en unité astronomique, UA) pour des objets de masse substellaire détectés grâce aux différentes méthodes de détection avant le 14 juillet 2016.

Comme nous pouvons le constater, les différentes méthodes de détection indirectes permettent essentiellement de détecter les objets situés en deçà de 10 UA. De plus, les méthodes de détection indirectes peinent à détecter des planètes de masse similaire à la Terre ($M_T \approx 3 \cdot 10^{-3} M_J$). Les techniques d'imagerie sont quant à elles limitées aux objets les plus massifs et les plus éloignés de leur étoile qu'elles sont les seules à pouvoir détecter pour le moment.

Malgré ces biais observationnels, toutes ces détéctions nous ont permis d'apprendre beaucoup sur les systèmes planétaires et les processus à l'origine de leur formation. En effet, avant les premières détéctions, le seul système stellaire auquel nous avons accès était le système solaire. Dans celui-ci, les planètes telluriques, de faible masse, sont situées dans la partie interne du système et les planètes gazeuses plus massives sont situées à l'extérieur du système. Cependant, dès les premières détéctions, nous avons pu constater que notre système n'était pas représentatif. En effet, les deux premières exoplanètes détéctées sont en orbite autour d'un pulsar et la première exoplanète détéctée autour d'une étoile de la séquence principale est une planète de $0,5 M_J$ en rotation rapide autour de son étoile (seulement quatre jours) ce qui indique qu'elle se trouve extrêmement proche de cette dernière. Par la suite, d'autres découvertes intéressantes ont été faites. Nous pouvons notamment citer la découverte de planètes dans des systèmes à étoiles multiples comme c'est le cas de la planète HD 131399Ab [Wagner et al., 2016]. Chaque nouvelle découverte permet de contraindre davantage les modèles de formation planétaire.

Aujourd’hui, le nombre de planètes détectées est suffisamment important pour pouvoir réaliser des études statistiques. En étudiant les exoplanètes détectées grâce à la méthode des microlentilles gravitationnelles [Cassan et al. \[2012\]](#) arrivent à la conclusion que pour des séparations angulaires comprises entre 0,5 et 10 UA, 17_{-9}^{+6} % des étoiles sont accompagnées de planètes de type Jupiter (0,3 à $10 M_{\text{J}}$), 52_{-29}^{+22} % sont accompagnées de planètes de type Neptune froide (10 à $30 M_{\text{T}}$) et 62_{-37}^{+35} % de planètes de type super-Terre (5 à $10 M_{\text{T}}$). Cette étude montre que les planètes massives, cibles privilégiées des autres méthodes de détection indirecte, sont moins abondantes que les super-Terres. Elle montre également que les étoiles entourées d’une ou de plusieurs planètes sont la règle plutôt que l’exception. Nous pouvons également citer les études statistiques de [Bowler et al. \[2015\]](#) et [Galicher et al. \[2016\]](#) qui se concentrent sur les exoplanètes détectées grâce à des techniques d’imagerie. Ces dernières pourront être affinées en augmentant la taille des échantillons statistiques utilisés et en réduisant les biais observationnels, ce qui impose de multiplier les détections et d’améliorer les performances des instruments utilisés.

Parmi les méthodes de détection, deux permettent d’accéder au spectre lumineux des compagnons : la méthode des transits secondaires (voir paragraphe 1.2.5) et l’imagerie. Les données spectrales sont des sources très riches d’informations. En effet, elles permettent de déterminer la température moyenne d’un compagnon, sa vitesse de rotation, la composition chimique de son atmosphère... Sur la figure 1.8, les quelques objets de masse substellaire observées grâce à la méthode des transits secondaires sont confondus avec ceux détectés par transits. Il s’agit d’objets proches de leur étoile contrairement à ceux détectés par imagerie. Par conséquent, les deux méthodes sont complémentaires.

1.4 Objectifs de la thèse

Au cours de ma thèse, je me suis intéressé aux techniques d’imagerie. Dans ce mémoire, je présente les techniques qui sont actuellement utilisées. Nous verrons que ces dernières permettent d’observer des objets de plusieurs masses de Jupiter. Cependant, elles sont limitées et nécessitent d’être améliorées pour pouvoir détecter des compagnons moins massifs et plus proches de leur étoile. Plusieurs solutions ont d’ores et déjà été proposées. Parmi elles se trouve la *self-coherent camera* [SCC, [Baudoz et al., 2006](#); [Galicher et al., 2010](#)] qui a été développée et testée au LESIA. Dans la partie III, je présente le principe de la SCC ainsi que le banc très haute dynamique [THD, [Galicher et al., 2014](#)] sur lequel elle a été développée. Je présente également les résultats typiques qui étaient obtenus au début de ma thèse en lumière monochromatique et polychromatique. Nous verrons alors que cet instrument ainsi que le coronographe nécessaire à son fonctionnement présentent une sensibilité au chromatisme que j’ai cherché à surmonter. Je présente les résultats de mes travaux sur le chromatisme dans les parties IV et V.

Après avoir prouvé l’efficacité en laboratoire, nous avons décidé de passer à l’étape suivante et de tester la SCC sur des sources stellaires. Pour cela, nous avons établi une collaboration avec une équipe américaine dans le but de pouvoir tester la SCC sur le télescope Hale de l’Observatoire du mont Palomar. Je présente dans la partie VI, les instruments que nous avons été amenés à utiliser ainsi que les résultats préliminaires obtenus sur sources internes.

Finalement, dans la dernière partie de ce manuscrit, je présente les principaux résultats que j’ai obtenus pendant ma thèse et je discute des perspectives de mes travaux.

Deuxième partie

L'imagerie haute dynamique

Chapitre 2

Techniques d'imagerie haute résolution angulaire

Faire l'image d'un disque circumstellaire ou d'une exoplanète est un défi. Comme nous le verrons dans ce mémoire, les deux principales difficultés rencontrées sont la faible séparation angulaire et le grand rapport de luminosité qui existe entre une étoile et son environnement. Dans ce chapitre, je me concentre sur la première difficulté qui nécessite l'emploi de techniques d'imagerie haute résolution angulaire. Je commence par expliquer comment se forme une image au foyer d'un télescope classique. Puis, j'expose les problèmes rencontrés lorsque nous essayons de faire l'image d'un système composé de deux objets angulairement très proches. J'aborde ensuite les problèmes liés à la turbulence atmosphérique ainsi que les solutions qui existent. Finalement, je discute des performances des techniques d'imagerie haute résolution angulaire.

Sommaire

2.1	Comment se forme une image?	18
2.2	Image d'un système binaire d'étoiles	21
2.3	Les aberrations	22
2.4	Impact de la turbulence atmosphérique	23
2.5	Optique adaptative	25
2.5.1	Principe	25
2.5.2	Analyseur de surface d'onde	26
2.5.3	Miroir déformable	27
2.5.4	Méthode de correction	29
2.6	Haute résolution angulaire et aberrations	31

2.1 Comment se forme une image ?

Le rôle d'un instrument d'imagerie est de faire converger la lumière d'une source ponctuelle vers un seul et unique point d'un plan où se forme l'image. Pour cela, il est composé de surfaces optiques qui permettent de dévier la lumière. Ces surfaces peuvent être soit transmissives (lentille) soit réfléchives (miroir). Dans les deux cas, l'instrument peut être représenté sur un schéma linéaire comme dans la figure 2.1. Le détecteur est placé dans le plan focal (pastille bleue sur la figure 2.1) où se forme l'image de la source qui est à l'infini.

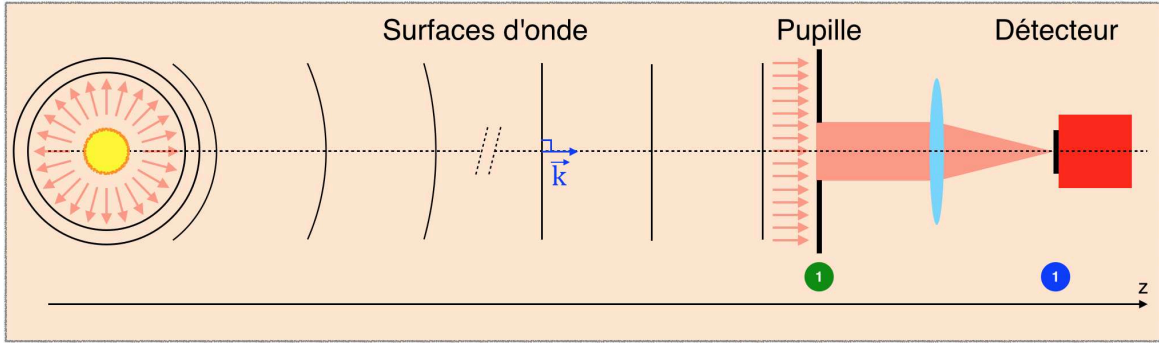


FIGURE 2.1 – Schéma d'un instrument d'imagerie simple observant une étoile à l'infini située sur l'axe optique de l'instrument.

Pour comprendre comment se forme une image dans un instrument d'imagerie simple, prenons l'exemple d'une étoile, représentée sur la figure 2.1 par un disque jaune. Elle émet de la lumière dans toutes les directions de l'espace. Dans le cadre de l'optique ondulatoire, la lumière peut être considérée comme une onde, caractérisée par une phase et une amplitude. On définit alors les surfaces d'onde comme des surfaces équiphasées perpendiculaires à la direction de propagation de la lumière. Les surfaces d'onde qui décrivent la lumière venant l'étoile, supposée ponctuelle, sont des sphères concentriques représentées sur la figure 2.1 par des cercles et des arcs de cercle noirs. L'instrument que nous utilisons pour l'observer (notre œil, un appareil photo, une lunette, un télescope...) n'intercepte qu'une portion de ces sphères. Par exemple, notre œil ne sélectionne que la lumière qui passe dans la pupille. Par extension, nous définissons un plan pupille dans tous les instruments optiques. Dans le reste de ce mémoire, j'identifie la pupille par une vignette verte numérotée 1. J'associe à ce plan la coordonnée vectorielle $\vec{\xi} = (u, v)$ et je définis la pupille par la fonction mathématique $P(\vec{\xi})$. Là où $P(\vec{\xi}) = 1$, la pupille est transparente pour toutes les longueurs d'onde λ et là où $P(\vec{\xi}) = 0$, la lumière n'est pas transmise. Dans le cas d'une pupille apodisée, P peut prendre des valeurs autre que 0 et 1 (voir 3.2.4).

Dans le plan pupille, le champ électrique complexe de l'onde associée à l'étoile $\psi'_S(\vec{\xi}, z, \lambda, t)$ peut s'écrire :

$$\psi'_S(\vec{\xi}, z, \lambda, t) = \psi_0(\lambda) (1 + a(\vec{\xi}, \lambda)) \exp(i\phi(\vec{\xi}, \lambda)) \exp(-i\omega t) \exp(i\vec{k} \cdot \vec{\xi}) \exp(i\vec{k} \cdot \vec{z}) P(\vec{\xi}) \quad (2.1)$$

où $\phi(\vec{\xi}, \lambda)$ et $a(\vec{\xi}, \lambda)$ sont des réels de moyenne spatiale nulle qui représentent respectivement les aberrations de phase et d'amplitude du champ électrique complexe. ψ_0 est l'amplitude uniforme du champ dans la pupille. Les paramètres ω , t et \vec{k} sont respectivement la pulsation de l'onde, la variable temporelle et le vecteur d'onde qui donne la direction de propagation de l'onde. Les

termes $\exp(-i\omega t)$ et $\exp(i\vec{k}\cdot\vec{z})$ seront présents implicitement dans tout le reste de ce mémoire, mais ne seront plus explicitées afin d'alléger les notations. De plus, toujours pour des raisons de lisibilité, je retirerai dans le membre droit des équations, les dépendances de chaque variable quand il ne sera pas nécessaire de les expliciter.

Au vue des distances qui nous séparent des étoiles, la portion de l'onde sphérique que la pupille de l'instrument intercepte peut être considérée comme plane ($\phi(\vec{\xi}, \lambda) = 0$) et d'amplitude uniforme ($a(\vec{\xi}, \lambda) = 0$). On parle alors d'onde plane. Si l'étoile observée est sur l'axe optique de l'instrument (ligne pointillée sur la figure 2.1), l'onde plane incidente est parallèle au plan pupille ce qui implique $\vec{k}\cdot\vec{\xi} = 0$. Par conséquent, le champ électrique complexe de l'onde incidente est constant dans la pupille et peut se réécrire :

$$\psi'_S(\vec{\xi}, \lambda) = \psi_0(\lambda)P(\vec{\xi}) \quad (2.2)$$

Comme les sources observées peuvent être considérées à l'infini et comme nous les observons dans le plan focal d'une lentille (ou d'un miroir), nous pouvons utiliser le formalisme de Fraunhofer et l'optique de Fourier. Le champ de l'étoile dans le plan focal du détecteur peut alors s'écrire :

$$A'_S(\vec{\alpha}, \lambda) = \mathcal{F}[\psi'_S] = \psi_0\mathcal{F}[P] \quad (2.3)$$

où $\vec{\alpha} = (\alpha_x, \alpha_y)$ est la coordonnée vectorielle utilisée en plan focal. Contrairement à $\vec{\xi}$, $\vec{\alpha}$ est une coordonnée angulaire. En effet, en astronomie il est pratique de raisonner sur les séparations angulaires entre les différents astres quand nous projetons une portion du ciel sur un détecteur. Dans l'équation 2.3, $\mathcal{F}[P]$ est la transformée de Fourier optique de P que je définis de la manière suivante :

$$\mathcal{F}[P] \propto \int_{\mathbb{R}^2} P(u, v) \exp\left(-\frac{2i\pi}{\lambda}(\alpha_x u + \alpha_y v)\right) du dv \quad (2.4)$$

Je définis également la transformée de Fourier optique inverse :

$$\mathcal{F}^{-1}[A'] \propto \int_{\mathbb{R}^2} A'(\alpha_x, \alpha_y) \exp\left(\frac{2i\pi}{\lambda}(\alpha_x u + \alpha_y v)\right) d\alpha_x d\alpha_y \quad (2.5)$$

Le détecteur ne donne pas accès au champ électrique complexe, mais à l'intensité qui est proportionnelle à la moyenne temporelle module au carré de ce champ. Dans la suite, je ne ferai pas apparaître la moyenne temporelle pour alléger les notations. L'intensité $I'_S(\vec{\alpha}, \lambda)$ de l'étoile dans le plan du détecteur peut alors s'écrire :

$$I'_S(\vec{\alpha}, \lambda) = |A'_S(\vec{\alpha}, \lambda)|^2 = |\psi_0|^2 |\mathcal{F}[P]|^2 \quad (2.6)$$

Pour une longueur d'onde donnée, l'image d'une étoile est une fonction $|\mathcal{F}[P]|^2$ multipliée par le facteur constant $|\psi_0|^2$ qui représente l'intensité moyenne incidente dans la pupille reliée à la magnitude de l'étoile. Puisque nous observons une source ponctuelle, $|\mathcal{F}[P]|^2$ est la réponse impulsionnelle de l'instrument que l'on appelle la fonction d'étalement de point ou encore tache de diffraction et que je noterai dans la suite $FEP(\vec{\alpha}, \lambda)$. En utilisant cette notation, l'équation 2.6 devient :

$$I'_S(\vec{\alpha}, \lambda) = |\psi_0(\lambda)|^2 FEP(\vec{\alpha}, \lambda) \quad (2.7)$$

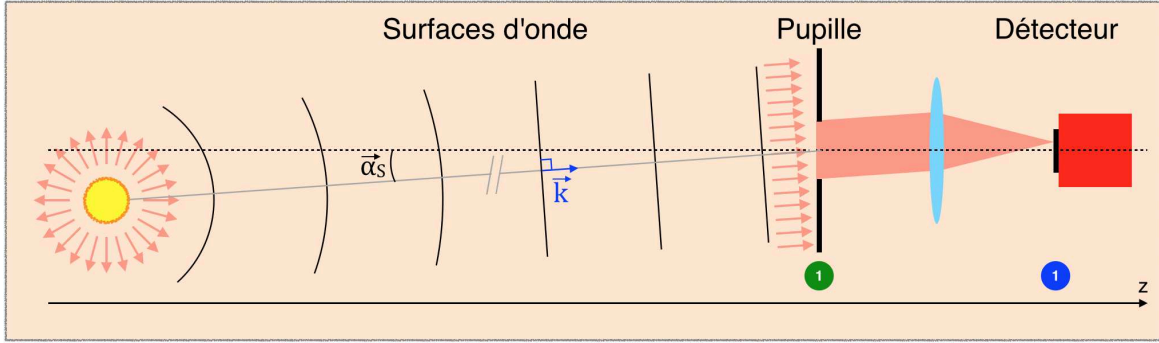


FIGURE 2.2 – Ce schéma reprend celui de la figure 2.1 en considérant une étoile hors axe.

Si l'étoile observée est décalée par rapport à l'axe optique d'un angle $\vec{\alpha}_S = (\alpha_{x,S}, \alpha_{y,S})$ comme c'est le cas sur la figure 2.2, alors l'onde plane incidente est inclinée d'un angle $\vec{\alpha}_S$ par rapport au plan pupille ce qui implique $\vec{k} \cdot \vec{\xi} \neq 0$. L'équation 2.2 se réécrit :

$$\psi'_S(\vec{\xi}, \lambda) = \psi_0 \exp\left(\frac{2i\pi}{\lambda} \vec{\alpha}_S \cdot \vec{\xi}\right) P(\vec{\xi}) = \psi_0 \exp\left(\frac{2i\pi}{\lambda} (\alpha_{x,S} u + \alpha_{y,S} v)\right) P(u, v) \quad (2.8)$$

L'intensité lumineuse d'une étoile hors axe s'écrit alors :

$$I'_S(\vec{\alpha}, \lambda) = |\psi_0|^2 \delta(\vec{\alpha} - \vec{\alpha}_S) * FEP(\vec{\alpha}, \lambda) = |\psi_0|^2 FEP(\vec{\alpha} - \vec{\alpha}_S, \lambda), \quad (2.9)$$

où * est le produit de convolution et δ la distribution de Dirac. L'image de l'étoile est donc une fonction d'étalement de point décalée de $\vec{\alpha}_S$ dans le plan du détecteur.

Par extension, l'image d'un objet quelconque émettant en chaque point une lumière spatialement incohérente avec une distribution d'intensité $\mathcal{O}(\vec{\alpha}, \lambda)$ s'écrit :

$$I'(\vec{\alpha}, \lambda) = \mathcal{O} * FEP(\vec{\alpha}, \lambda), \quad (2.10)$$

Cette équation n'est vraie que si le support angulaire de l'objet \mathcal{O} est inférieur à l'angle d'isoplanétisme de l'instrument.

La forme de la FEP dépend de la forme de l'ouverture du télescope. Si l'on suppose un télescope avec une pupille circulaire de diamètre D_P représentée à gauche de la figure 2.3, la FEP du télescope est une tache d'Airy représentée au centre. À droite, j'ai tracé une coupe horizontale passant par le centre de la tache d'Airy. Le pic central a un rayon angulaire de $1,22 \lambda/D_P$ et une largeur angulaire à mi-hauteur λ/D_P . Dans la suite, j'utilise la largeur à mi-hauteur comme taille caractéristique de la tache de diffraction.

Au cours de ma thèse, j'ai été amené à travailler avec des images obtenues en lumière polychromatique. L'image d'un objet quelconque obtenue dans une bande spectrale $\Delta\lambda$ centrée en λ_0 s'écrit :

$$I'_{\Delta\lambda}(\vec{\alpha}) = \int_{\Delta\lambda} I'(\vec{\alpha}, \lambda) d\lambda = \int_{\Delta\lambda} \mathcal{O}(\vec{\alpha}, \lambda) * FEP(\vec{\alpha}, \lambda) d\lambda \quad (2.11)$$

Dans le cas d'un télescope à pupille circulaire, $I'_{\Delta\lambda}(\vec{\alpha})$ est la somme de taches d'Airy dont les tailles sont dépendantes de la longueur d'onde. Dans la suite de ce mémoire, j'ai fait le choix de définir la taille caractéristique de la tache de diffraction d'une image polychromatique par rapport à la longueur d'onde centrale de la bande spectrale (λ_0/D_P).

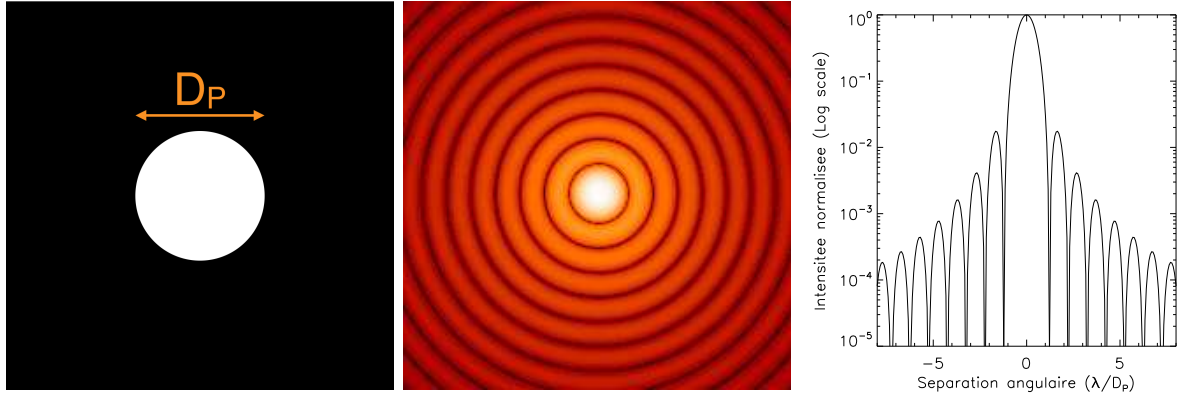


FIGURE 2.3 – À gauche, une pupille pleine et circulaire de diamètre D_P . Au centre, la tache d’Airy associée en échelle logarithmique. Le champ de l’image est de $16 \lambda/D_P$ de côté. Le graphique de droite est une coupe horizontale de la tache d’Airy. Les éléments de cette figure sont issus d’une simulation numérique.

2.2 Image d’un système binaire d’étoiles

Considérons maintenant un système binaire d’étoiles séparées d’une unité astronomique identifiées par les indices $S1$ et $S2$. Les lumières issues de ces deux étoiles n’étant pas cohérentes, l’intensité lumineuse de l’image obtenue en pointant le centre gravitationnel de ce système avec un télescope s’écrit d’après l’équation 2.10 :

$$I'(\vec{\alpha}, \lambda) = I'_{S1} + I'_{S2} = \left[|\psi_{0,S1}|^2 \delta(\vec{\alpha} - \vec{\alpha}_{S1}) + |\psi_{0,S2}|^2 \delta(\vec{\alpha} - \vec{\alpha}_{S2}) \right] * FEP(\vec{\alpha}, \lambda). \quad (2.12)$$

où $\vec{\alpha}_{S1}$ et $\vec{\alpha}_{S2}$ sont les positions angulaires des étoiles par rapport à l’axe optique. Par définition, si ce système est situé à 1 parsec (pc) du système solaire, il est de notre point de vue, angulairement séparé d’une seconde d’angle ($1''$). Par extrapolation, des systèmes similaires situés à 20 pc, 50 pc et 100 pc sont vus depuis la Terre sous un angle de 50 mas, 20 mas et 10 mas¹.

La figure 2.4 présente, en haut, les images obtenues par simulations numériques pour ces trois systèmes. Dans cette simulation, j’ai considéré un télescope à pupille circulaire de diamètre $D_P = 8$ m observant à une longueur d’onde λ de 700 nm. À gauche se trouve l’image du système situé à 20 pc, au centre l’image de celui à 50 pc et à droite l’image de celui à 100 pc. En bas de la figure sont représentées des coupes horizontales de chacune des images. En pointillés noirs sont tracées les coupes associées à chacune des étoiles et en rouge leur somme qui correspond à ce que le détecteur mesure. La résolution angulaire théorique d’un télescope à ouverture circulaire est égale à λ/D_P (voir 2.1) soit 18 mas dans ce cas. Ainsi, le système situé à 50 pc est à peine résolu angulairement (c.-à-d. que nous sommes capables de dire à partir de l’image qu’il y a deux sources) alors que le système situé à 20 pc l’est parfaitement. Le système à 100 pc ne peut quant à lui pas être résolu avec ce télescope.

Il sera donc plus facile d’observer des d’exoplanètes qui se trouvent loin de leur étoile (quelques UA) dans le voisinage du Soleil (≤ 100 pc). Pour augmenter la résolution angulaire, il y a deux solutions. La première consiste à augmenter le diamètre des télescopes et la seconde à faire des observations à des longueurs d’onde courtes. La seconde solution n’est pas vraiment

1. 1 mas = 1 milliarcsecond = 10^{-3} seconde d’angle

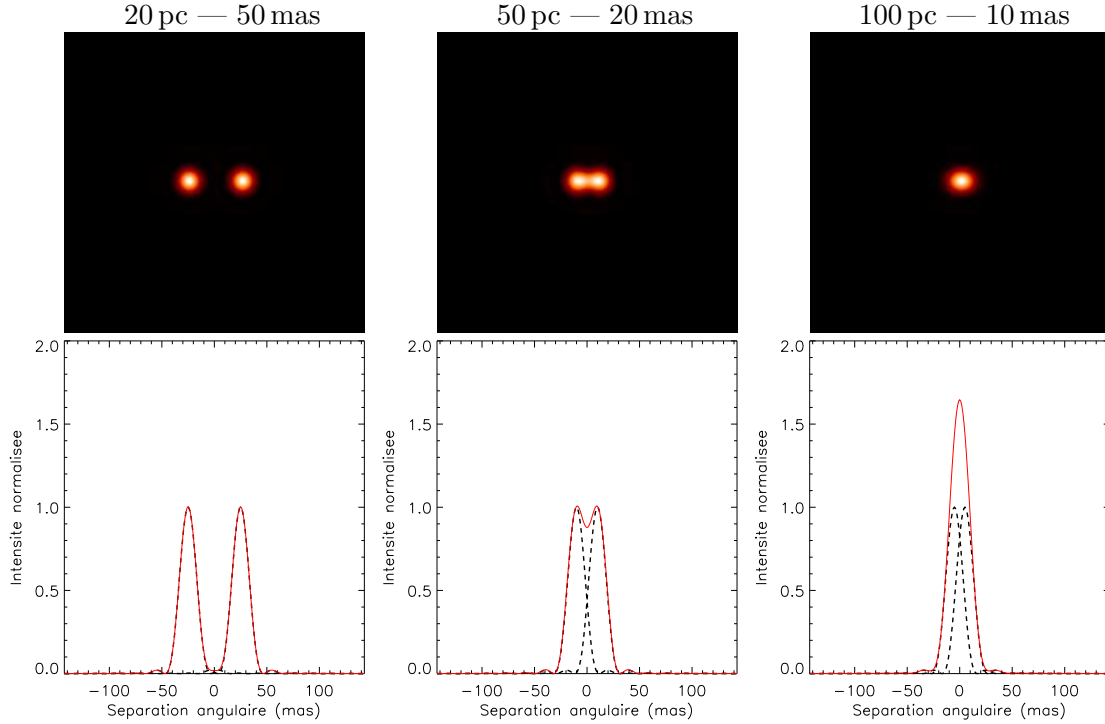


FIGURE 2.4 – Les images ont été obtenues par simulations numériques en supposant un télescope à pupille circulaire de diamètre $D_P = 8$ m observant à une longueur d’onde λ de 700 nm des systèmes binaires d’étoiles séparées de 1 AU situés à des distances de 20 pc à gauche, 50 pc au centre et 100 pc à droite. Les graphiques situés en bas sont les coupes horizontales associées à chaque image. En noires pointillées sont tracés les FEPs de chaque étoile et en rouge ce que l’on observe. Le champ des images est de $16 \lambda/D_P$ soit 285 par 285 mas.

satisfaisante. En effet, au-delà du fait de vouloir détecter des exoplanètes et des disques, nous voulons les caractériser, ce qui passe par une étude spectrale de ces objets. Par conséquent, nous ne voulons pas être limités à une partie du spectre. La première solution qui consiste à augmenter la taille du télescope est plus satisfaisante, mais se heurte malheureusement à des contraintes pratiques : faisabilité technologique et budget. Au sol les *extremely large telescopes* (ELTs) de diamètre ≥ 20 m vont venir s’ajouter aux télescopes existants dont les diamètres sont inférieurs à 10 m. De la même manière, le *James Webb Space Telescope* (JWST, 3.5.1) construit autour d’un miroir primaire de 6,5 m s’ajoutera aux autres télescopes spatiaux d’ici 2019.

2.3 Les aberrations

Dans les paragraphes précédents, je me suis placé dans le cas d’une onde plane qui éclaire la pupille d’un télescope de façon homogène. Même si cette hypothèse est vraie en amont de l’atmosphère terrestre et des télescopes, elle ne l’est plus au niveau des instruments qui équipent les télescopes et ce qu’ils soient au sol ou dans l’espace. En effet, pendant sa propagation, la lumière traverse des milieux inhomogènes et rencontre des optiques imparfaites, ce qui introduit des aberrations de phase et d’amplitude.

Les aberrations de phase notée $\phi(\vec{\xi}, \lambda)$ dans la pupille, sont des avances ou retards locaux

de phase par rapport à l'onde non aberrée. Elles sont dues à la turbulence atmosphérique et aux éléments optiques rencontrés qui déforment localement la surface d'onde en introduisant des différences de chemin optique $d(\vec{\xi}, \lambda)$. Ces derniers ont pour origine les variations d'indice de réfraction des milieux traversés $n(\vec{\xi}, \lambda)$ et les différences de chemins géométriques $e(\vec{\xi})$ parcourus par la lumière.

$$\phi(\vec{\xi}, \lambda) = \frac{2\pi}{\lambda} d(\vec{\xi}, \lambda) = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta \left(n(\vec{\xi}, \lambda) e(\vec{\xi}) \right) \quad (2.13)$$

avec $d(\vec{\xi}, \lambda) = \Delta \left(n(\vec{\xi}, \lambda) e(\vec{\xi}) \right)$. Dans la suite, je caractériserai les aberrations de phase ϕ , au sein de la pupille, par deux paramètres : un niveau et une densité spectrale de puissance (DSP). La DSP des aberrations de phase est la répartition de leur puissance en fonction des fréquences spatiales f et je définis le niveau comme l'écart type des aberrations de phase $\sigma(\phi)$ au sein de la pupille exprimée en nm RMS (*root mean square*) ce qui revient à considérer l'écart type de la différence de marche :

$$\sigma(d(\vec{\xi}, \lambda)) = \frac{\lambda}{2\pi} \sigma(\phi), \quad (2.14)$$

Les aberrations d'amplitude dans la pupille notées $a(\vec{\xi}, \lambda)$ sont des inhomogénéités de transmission du faisceau. Elles peuvent être dues soit à la propagation d'aberrations de phase introduites en dehors du plan pupille, soit à des défauts de transmission optique. De la même manière que les aberrations de phase, je caractériserai les aberrations d'amplitude au sein de la pupille par une DSP qui sera la répartition de puissance des aberrations en fonction des fréquences spatiales, et un niveau exprimé en pourcentage RMS sur $\sigma(a)$.

Dans les deux cas, les aberrations peuvent être décomposées sur une base de fonctions. Dans la suite, j'évoquerai souvent les aberrations de basculement pour ϕ (*tip-tilt* en anglais). Ce sont les deux fonctions du premier ordre (Z_2 et Z_3) de la base de Zernike [Noll, 1976]. Elles correspondent à des rampes de phase selon deux directions orthogonales et contrôlent la position des images dans les plans focaux.

Nous verrons que les aberrations peuvent évoluer dans le temps. Si leur temps d'évolution est très long devant le temps d'acquisition des images, on parlera d'aberrations statiques. S'il est très court, on parlera d'aberrations dynamiques et finalement s'il est du même ordre de grandeur on parlera d'aberrations quasi statiques.

2.4 Impact de la turbulence atmosphérique

Pour parvenir jusqu'aux télescopes au sol, la lumière, dont les surfaces d'onde sont planes dans l'espace, doit traverser une colonne d'atmosphère turbulente qui crée de fortes aberrations de phase. En effet, les inhomogénéités d'indice de réfraction dans l'atmosphère introduisent des aberrations de phase qui varient spatialement sur des échelles transverses d'environ 10 cm. Dans les gammes de longueurs d'onde qui nous intéressent (visible et proche infrarouge), l'indice de réfraction de l'air peut être considéré comme indépendant de la longueur d'onde au premier ordre. Dans ce cas, les différences de marche introduites par l'atmosphère sont elles aussi achromatiques (équation 2.13) : $d(\vec{\xi}) = \Delta \left(n(\vec{\xi}) e(\vec{\xi}) \right)$

Dans de bonnes conditions d'observation, l'ordre de grandeur du niveau des aberrations de

phase dues à l’atmosphère dans la pupille d’un télescope² de 8 m est de quelques micromètres RMS [Roddier, 1981]. Elles peuvent être décrites par une DSP qui varie en $f^{-11/3}$ [Spectre de Kolmogorov, Roddier, 1981]. Elles sont générées par des phénomènes turbulents qui évoluent globalement à des fréquences temporelles pouvant atteindre le kilohertz.

La figure 2.5 présente deux images d’un objet ponctuel à l’infini (une étoile) obtenues par simulations numériques. Pour les obtenir, j’ai considéré un télescope à pupille circulaire de diamètre $D_P = 8$ m sans obstruction centrale observant à une longueur d’onde de 700 nm en présence d’aberrations atmosphériques ($3 \mu\text{m}$ RMS - DSP $\propto f^{-11/3}$). L’image de gauche correspond à un temps de pose court (inférieur au temps d’évolution des aberrations). En présence d’aberrations introduites par l’atmosphère, la tache de diffraction théorique du télescope est totalement éclatée. L’image d’un objet ponctuel est un champ de *speckles* (tavelures en français) dont les tailles angulaires sont λ/D_P . Puisque les aberrations à l’origine de ces derniers évoluent rapidement dans le temps, leur répartition et leur niveau évolue également dans le temps. Dans une image obtenue avec un temps de pose long devant le temps d’évolution des *speckles* (figure 2.5 droite), un grand nombre d’images instantanées se somment et on obtient une image dont la largeur caractéristique est très grande devant la résolution du télescope. Le pouvoir de résolution de l’instrument n’est plus λ/D_P mais λ/r_0 où $r_0 < D_P$ est le paramètre de Fried [Fried, 1965]. Autrement dit, r_0 est le diamètre qu’aurait un télescope qui fournirait, en l’absence de turbulence, une tache d’Airy de même taille que celle du télescope que nous considérons en présence de turbulence. Pour des aberrations caractérisées par un niveau de $3 \mu\text{m}$ RMS et une DSP qui varie en $f^{-11/3}$, le paramètre de Fried obtenu pour un télescope de 8 m est d’environ 15 cm. Ce paramètre décroît quand la turbulence augmente, limitant d’autant plus la résolution angulaire dans l’image.

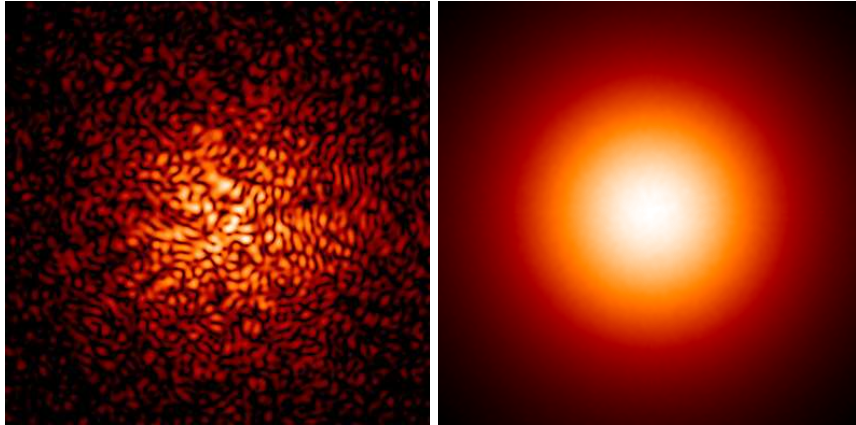


FIGURE 2.5 – Les images de cette figure sont obtenues en simulant numériquement un télescope de 8 m observant à une longueur d’onde de 700 nm en présence d’aberrations atmosphériques ($3 \mu\text{m}$ RMS - DSP $\propto f^{-11/3}$). Celle de gauche est obtenue avec un temps de pose court (une réalisation de la phase) devant le temps d’évolution des aberrations alors que celle de droite suppose un temps de pose long (somme de 10^4 réalisations). Les images sont normalisées par leur maximum et ont une taille angulaire de $64 \lambda/D_P$ de côté.

2. Quand je parle d’un télescope de 8 m, je parle d’un télescope dont la pupille à une taille caractéristique de 8 m.

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe 2.2, le pouvoir de résolution d'un télescope est une caractéristique importante pour séparer les images d'objets faiblement séparés angulairement. Il est donc primordial de compenser les aberrations dues à l'atmosphère pour retrouver le pouvoir de résolution théorique des télescopes. Pour y parvenir, nous pouvons les équiper d'une optique adaptative.

2.5 Optique adaptative

L'optique adaptative permet de compenser les effets de la turbulence atmosphérique. Elle a été imaginée par [Babcock \[1953\]](#). Cependant, il a fallu attendre quarante ans pour obtenir les premiers résultats à l'Observatoire de Haute-Provence [[Rousset et al., 1990](#)]. Les optiques adaptatives sont depuis devenues incontournables sur les grands télescopes et font encore aujourd'hui l'objet d'une recherche très active. Dans ce paragraphe, je décris brièvement le principe de fonctionnement d'une optique adaptative simple fonctionnant en boucle fermée (*single conjugate adaptive optics* - SCAO) avant de présenter les principaux éléments de ce type d'optiques adaptatives. Finalement, dans le paragraphe 2.6, je discute de l'existence d'aberrations non corrigées, voire non corrigibles. Pour plus d'information sur les différentes optiques adaptatives existantes, j'invite le lecteur à consulter [Vidal \[2009\]](#).

2.5.1 Principe

Une SCAO repose sur trois éléments : un correcteur de surface d'onde, un analyseur de surface d'onde et un système de contrôle. Le principe de ce type d'optiques adaptatives est illustré par la figure 2.6.

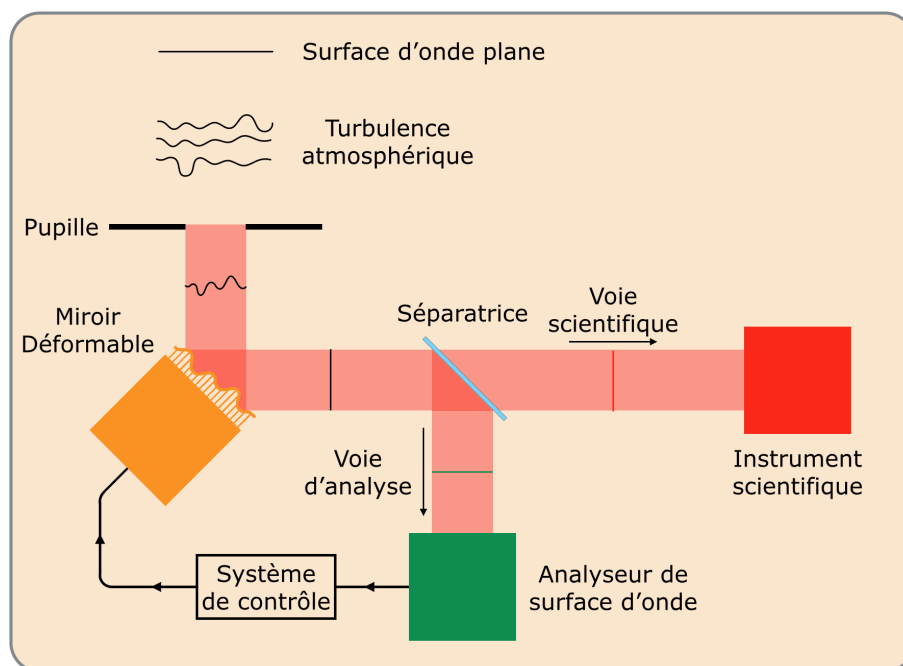


FIGURE 2.6 – Schéma de principe d'une SCAO.

Les surfaces d'onde aberrées par l'atmosphère arrivent sur la pupille d'un télescope au sol. Celle-ci transmet la lumière à un correcteur de surface d'onde. Comme nous le verrons dans le paragraphe 2.5.3, son rôle est de compenser les distorsions de la surface d'onde incidente en ajoutant des avances et des retards de phase entre les différents points de la pupille. Il existe plusieurs types de correcteurs de surface d'onde. Sur le schéma, j'ai choisi de représenter un miroir déformable (DM pour *deformable mirror*) qui est le correcteur le plus utilisé par les optiques adaptatives actuelles. Le DM réfléchit le faisceau vers une lame séparatrice qui envoie une partie de la lumière dans la voie de l'analyseur de surface d'onde et le reste dans la voie scientifique où l'image est formée. Comme nous le verrons dans le paragraphe 2.5.2, le rôle de l'analyseur de surface d'onde est d'estimer les aberrations de phase qui n'ont pas été compensées par le DM. Une fois cette estimation faite, le système de contrôle met à jour la commande appliquée au DM pour ajuster les avances et les retards de phase. Puisque la surface d'onde évolue en permanence à cause de la turbulence atmosphérique, l'estimation des aberrations et la commande du DM doivent être mises à jour régulièrement pour que la correction soit performante. C'est pourquoi les optiques adaptatives travaillent le plus souvent en boucle fermée à la cadence la plus élevée possible.

2.5.2 Analyseur de surface d'onde

Pour pouvoir compenser les aberrations de phase ϕ dans le plan pupille, il faut d'abord les estimer. Cette information est contenue dans $\psi'_S \propto \psi_0 \exp(i\phi)$ (voir équation 2.1). En faisant une image du plan pupille nous mesurons $|\psi'_S|^2 \propto |\psi_0|^2$ et nous perdons l'information sur la phase. Pour résoudre ce problème, nous devons coder optiquement la phase ϕ en terme d'intensité. C'est le rôle des l'analyseur de surface d'onde de par leur principe physique. Dans ce paragraphe, je présente brièvement les trois principaux types d'analyseurs de surface d'onde utilisés dans les optiques adaptatives actuelles.

- Le **Shack-Hartmann** [Shack & Platt, 1971] est un analyseur de surface d'onde en plan pupille utilisant une matrice de microlentilles. Chacune d'elles permet d'estimer localement la pente de la surface d'onde. En combinant toutes les pentes, il est possible de reconstruire la surface d'onde à corriger. Cet analyseur est actuellement le plus utilisé.
- L'**analyseur à pyramide** [Ragazzoni, 1996] focalisent le faisceau sur le sommet d'une pyramide transparente à base carrée. Cette dernière produit sur un détecteur quatre images de la pupille. En analysant les différences de luminosité entre les quatre images, il est possible de remonter localement à la pente de la surface d'onde.
- Les **analyseurs de courbure** [Roddier, 1988] forment des images défocalisées de la pupille. Le défocus a ici pour effet de transformer les aberrations de phase en aberrations d'amplitudes. En analysant les variations d'intensité dans les images obtenues, il est possible de remonter localement au rayon de courbure de la surface d'onde.

Chacun de ces analyseurs a ses avantages et ses inconvénients. Le choix de l'un plutôt que l'autre dépend des objectifs scientifiques que l'on cherche à atteindre, des propriétés des aberrations à corriger et du télescope. Cependant, ils donnent tous accès à des informations locales de la surface d'onde (pente ou rayon de courbure) et en fournissent une estimation discrète en plan pupille. Autrement dit, toutes les fréquences spatiales qui décrivent $\phi(\vec{\xi})$ ne sont pas estimées. La

fréquence estimée la plus élevée est leur fréquence de coupure donnée par l'inverse de deux fois le pas de discrétisation. Pour plus d'informations sur ces systèmes, j'invite le lecteur à consulter [Rousset \[1999\]](#).

2.5.3 Miroir déformable

Une fois que les aberrations de phase ont été estimées, il faut les compenser. C'est le rôle du correcteur de surface d'onde. Pour compenser les aberrations de phase, le correcteur doit introduire des différences opposées de phase. Il existe deux manières de le faire. La première consiste à modifier le chemin géométrique en utilisant un miroir déformable (DM pour *deformable mirror*) alors que la seconde consiste à modifier l'indice d'un milieu traversé par l'onde en utilisant un modulateur de phase spatiale (SPM pour *spatial phase modulator*). Comme nous l'avons vu dans le paragraphe 2.4, les aberrations de phase, au sein de la pupille, sont dues à des différences de chemin optique qui peuvent être considérées, au premier ordre, comme achromatiques pour des aberrations dues à la turbulence atmosphérique. Dans le cadre des optiques adaptatives, les DMs sont donc préférés aux SPMs. En effet, contrairement aux DMs, les SPMs sont chromatiques et travaillent en lumière polarisée.

Dans ce paragraphe, je décris les deux technologies de DM avec lesquelles j'ai été amené à travailler au cours de ma thèse. Pour plus d'information sur les autres technologies, j'invite le lecteur à se référer à [Madec \[2012\]](#).

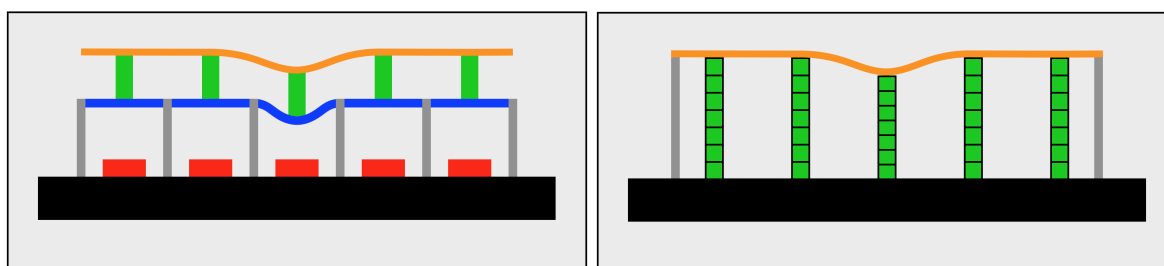


FIGURE 2.7 – Coupe schématique d'un miroir MEMS à gauche (inspiré de [Bifano et al. \[2010\]](#)) et à droite, d'un miroir à empilement.

Le premier DM avec lequel j'ai travaillé à l'Observatoire de Paris était un MEMS (*Micro Electro-Mechanical System*) à membrane continue (voir chapitre 5) alors que ceux que j'ai utilisés à l'Observatoire de Palomar étaient des miroirs à empilement (voir chapitre 9). La figure 2.7 présente les coupes schématiques de ces deux technologies. Le schéma de gauche présente la technologie des MEMS. La surface réfléchissante du DM (en orange) est attachée à une matrice d'actionneurs qui sont chacun composés de trois éléments : un pic en silicone (en vert), une membrane déformable (en bleue) et une électrode (en rouge). Cette matrice d'actionneurs est posée sur un substrat représenté en noir sur le schéma. Lorsqu'une tension est appliquée entre l'électrode et la membrane qui se trouve au dessus d'elle, celle-ci se déforme sous l'action de la force électrostatique générée. En se déformant, la membrane entraîne le pic qui déforme à son tour la surface réfléchissante du DM.

Le schéma de droite présente la technologie des miroirs à empilement. La surface réfléchissante du DM (en orange) est attachée à une matrice d'actionneurs qui repose sur un substrat

représenté en noir sur le schéma. Cette fois-ci, les actionneurs (en vert) sont constitués d'un empilement d'éléments sensibles aux effets piézo-électriques ou électrostrictifs. Les actionneurs peuvent être dilatés ou comprimés par une tension électrique ce qui a pour effet de déformer la surface réfléchissante du DM à laquelle ils sont attachés.

Les DM basés sur ces deux technologies peuvent être caractérisés par des paramètres assez similaires :

- Le **nombre d'actionneurs** est le nombre de degrés de liberté du DM. Plus il a d'actionneurs, plus le DM peut reproduire des fréquences spatiales élevées. Les DMs que j'ai utilisés reposaient sur des réseaux carrés de \mathcal{N} actionneurs de côté dont N actionneurs inscrits dans la pupille ($N \leq \mathcal{N}$). Dans cette configuration, la fréquence de coupure vaut :

$$f_c = \frac{N}{2} \frac{\lambda}{D_P} \quad (2.15)$$

- Le **pas inter-actionneurs** est la distance entre deux actionneurs consécutifs. Ce paramètre est directement lié à la taille du DM, au nombre d'actionneurs et à la géométrie du réseau d'actionneurs.
- La **course** d'un actionneur est le déplacement maximum qu'il peut faire subir localement à la membrane réfléchissante. Ce paramètre fixe ainsi le niveau maximum des défauts qui peuvent être compensés.
- La **déformation minimale** est, comme son nom l'indique, la déformation minimale qu'un actionneur peut faire subir à la membrane ce qui fixe le niveau minimum des défauts qui peuvent être compensés.
- La **fonction d'influence** est la forme que prend la membrane quand celle-ci subit une déformation induite par un unique actionneur.
- La **qualité de surface** est associée aux aberrations résiduelles introduites par le DM. Certaines sont contrôlables par le miroir lui-même ($f \leq f_c$) et d'autres pas ($f > f_c$). La qualité de surface estime le niveau de ces dernières.
- La **cadence** est associée au temps de réponse des actionneurs à une commande. Plus les actionneurs répondent rapidement à une commande plus la cadence du DM est grande et plus il peut compenser des aberrations qui évoluent rapidement.

Il existe d'autres technologies que j'ai choisies de ne pas décrire ici. De la même manière que les analyseurs de surface d'onde, chaque technologie à ses points forts et ses points faibles. Le choix de l'une plutôt que l'autre dépend une fois de plus des objectifs scientifiques que l'on cherche à atteindre et des aberrations à corriger (niveau, temps de d'évolution, DSP...).

2.5.4 Méthode de correction

Après avoir décrit différentes méthodes permettant de mesurer les aberrations de phase dans le paragraphe 2.5.2 et deux types de DMs qui permettent de compenser ces mêmes aberrations dans le paragraphe 2.5.3, je décris dans ce paragraphe une des méthodes utilisées en optique adaptative pour contrôler le DM en boucle fermée à partir des mesures de phase fournies par l'analyseur. La méthode de correction linéaire présentée ici sera utilisée à plusieurs reprises dans ce manuscrit.

Initialement, nous envoyons au DM une commande vectorielle S_{ini} de taille \mathcal{N}^2 qui contient la tension à appliquer à chaque actionneur. L'analyseur de surface d'onde donne alors une estimation de la phase m sous la forme d'un vecteur de dimension K . Nous devons utiliser ce vecteur m pour déterminer la nouvelle commande S à appliquer au DM. Pour cela, nous pouvons établir une matrice, dite matrice de contrôle, qui permet de relier linéairement la mesure m à la commande S .

Dans un premier temps, nous construisons une matrice d'interaction qui relie de relier les commandes appliquées au DM aux mesures de phase faites par l'analyseur. Pour cela, nous devons choisir une base \mathcal{B} de modes à appliquer au DM qui permet de reproduire tous les mouvements qui lui sont accessibles. Le nombre de modes b_i composant cette base est égal au nombre de degrés de liberté du DM, autrement dit son nombre d'actionneurs \mathcal{N}^2 . Parmi les bases qui peuvent être utilisées, on peut citer la base des actionneurs où ils sont poussés un par un [Boyer et al., 1990]. On peut également citer la base de Zernike [Noll, 1976] qui contient l'ensemble des modes de Zernike accessibles au DM et la base de Fourier [Poyneer et al., 2005] qui contient des fonctions sinus et cosinus accessibles au DM.

Une fois que nous avons choisi une base, nous appliquons une par une les commandes $S_{ini} + b_i$ et $S_{ini} - b_i$ au DM. Nous enregistrons la réponse en termes de phase de chaque couple de commandes appliquées au DM avec l'analyseur de surface d'onde sous la forme de deux vecteurs $m_{i,+}$ et $m_{i,-}$, chacun de dimension K . À partir de chaque couple de mesure, nous calculons m_i la déformation subie par la surface d'onde lorsque la commande s_i est appliquée au DM :

$$m_i = \frac{m_{i,+} - m_{i,-}}{2} \quad (2.16)$$

Cette opération permet de réduire l'impact des aberrations statiques présentes lors de la construction de la matrice en supposant un comportement linéaire du système. En concaténant toutes les mesures m_i , nous obtenons la matrice d'interaction \mathcal{D} de taille $K \times \mathcal{N}^2$. Elle permet de déduire m la mesure de la phase introduite par le DM et mesurée par l'analyseur de surface d'onde à partir du vecteur s de \mathcal{N}^2 commande envoyées au DM :

$$m = \mathcal{D}.s \quad (2.17)$$

Pour savoir quelle commande s nous devons appliquer au DM pour créer une phase m , nous devons inverser le problème. Pour cela, nous cherchons le vecteur s qui minimise :

$$\chi^2 = \|\mathcal{D}.s - m\|^2 \quad (2.18)$$

Cette minimisation est appelée problème des moindres carrés. Dans la pratique, la matrice \mathcal{D} n'est pas carrée et donc non inversible. Nous calculons alors la matrice \mathcal{D}^\dagger , qui est la pseudo

inverse de \mathcal{D} , en utilisant la méthode de la décomposition en valeurs singulières (SVD pour *singular value decomposition*) proposée par Golub & Reinsch [1970]. Cette méthode montre que la matrice \mathcal{D} peut s'écrire sous la forme :

$$\mathcal{D} = U\Sigma V^T \quad (2.19)$$

Dans cette équation :

- U est une matrice rectangulaire de taille $K \times \mathcal{N}^2$.
- V^T est la transposée de la matrice V . C'est une matrice carrée de taille $\mathcal{N}^2 \times \mathcal{N}^2$.
- Σ est une matrice carrée et diagonale de taille $\mathcal{N}^2 \times \mathcal{N}^2$. Les éléments diagonaux qui la composent $(\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_i, \dots, \sigma_{\mathcal{N}^2})$ sont appelés valeurs singulières et sont les racines carrées des valeurs propres de la matrice $\mathcal{D}^T \mathcal{D}$. Elles décrivent la sensibilité relative des commandes de la base \mathcal{B} dans la mesure.

La matrice pseudo inverse de \mathcal{D} est définie par :

$$\mathcal{D}^\dagger = U^T \Sigma^{-1} V \quad (2.20)$$

où Σ^{-1} est une matrice diagonale dont les éléments diagonaux $1/\sigma_i$ sont tels que :

$$\sigma_i^{-1} = \begin{cases} 1/\sigma_i & \text{si } \sigma_i > 0 \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (2.21)$$

On peut alors utiliser la matrice \mathcal{D}^\dagger pour résoudre le problème des moindres carrés présenté par l'équation 2.18.

$$s = \mathcal{D}^\dagger . m \quad (2.22)$$

La matrice \mathcal{D}^\dagger , appelée matrice de contrôle, permet d'estimer le poids à mettre sur chacune des fonctions de la base \mathcal{B} pour une mesure de phase m donnée. On peut alors utiliser s pour construire une commande permettant au DM de compenser les aberrations de phase. La commande à appliquer au DM pour compenser les aberrations s'écrit :

$$S = S_{ini} - g \sum_{i=0}^{\mathcal{N}^2} s_i b_i \quad (2.23)$$

où s_i est l'élément i du vecteur s et g un gain positif à ajuster pour contrôler la stabilité et la vitesse de la correction. En réalisant cette opération en boucle fermée, nous sommes capables de contrôler activement les aberrations de phase. La matrice de contrôle, mesurée avant de fermer la boucle de correction, peut être utilisée tant que le système optique n'évolue pas.

Dans la pratique, certaines fonctions de la base \mathcal{B} ont peu d'influence sur la mesure ce qui se traduit par des valeurs singulières très faibles $\sigma_i \ll 1$. De plus, à cause des erreurs d'étalonnage, nous n'avons jamais $\sigma_i = 0$. Pour limiter la propagation de ces erreurs dans la correction, nous filtrons les valeurs propres les plus faibles durant la pseudo inversion en utilisant un seuil σ_{seuil} que l'on ajustera selon le cas. L'équation 2.24 se réécrit alors :

$$\sigma_i^{-1} = \begin{cases} 1/\sigma_i & \text{si } \sigma_i \geq \sigma_{seuil} \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (2.24)$$

2.6 Haute résolution angulaire et aberrations

La figure 2.8 présente les premiers résultats obtenus grâce à une optique adaptative par Rousset et al. [1990] à l’Observatoire de haute Provence. Elle présente deux images d’un système binaire d’étoiles obtenues avant (à droite) et après (à gauche) correction. Comme on peut le constater, l’optique adaptative permet d’améliorer la résolution du télescope de telle sorte qu’il puisse résoudre ce système.

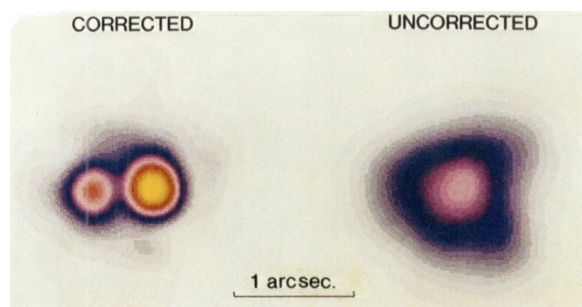


FIGURE 2.8 – Images d’un système binaire d’étoiles obtenues avant (à droite) et après (à gauche) correction. Issue de Rousset et al. [1990].

Malheureusement, les optiques adaptatives ne corrigent pas toutes les aberrations. Les courbes schématiques de la figure 2.9 sont des DSPs. Celle en trait pointillé noir est la DSP qui caractérise les aberrations de phase de la turbulence atmosphérique (système dépourvu d’optique adaptative) alors que celle en trait plein bleu caractérise les aberrations de phase présentes dans un système équipé d’une optique adaptative.

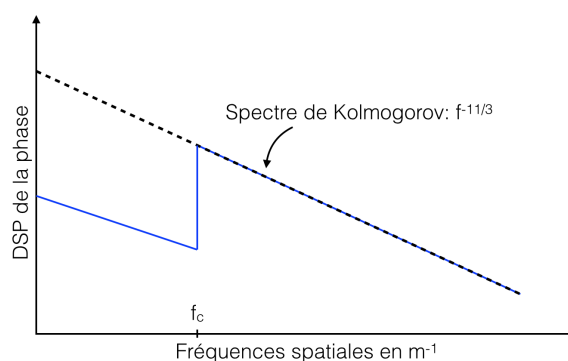


FIGURE 2.9 – Schéma de la DSP des aberrations de phase avant (pointillés noirs) et après (trait continu bleu) correction par une optique adaptative. Inspirées de Fusco et al. [2006].

Cette figure met en évidence deux régimes qui entourent la fréquence de coupure de l’optique adaptative. Cette dernière est le plus souvent la fréquence de coupure du DM (f_c). Les aberrations, dont les fréquences spatiales sont supérieures à f_c , ne sont pas corrigées par l’optique adaptative. Par conséquent, les *speckles* qu’elles induisent ne sont pas atténués. Ayant pour origine la turbulence atmosphérique, ces aberrations résiduelles sont dynamiques.

Les aberrations de fréquences spatiales inférieures à f_c sont quant à elles en partie compensées par l’optique adaptative. Cependant, la correction n’est pas parfaite et la DSP est non nulle

même pour $f < f_c$. Dans ces aberrations de fréquence inférieure à f_c , il y a les aberrations atmosphériques mal corrigées et les aberrations différentielles. Les premières sont dues à l'évolution des aberrations entre les moments de la mesure et de la correction, au bruit de mesure, à des défauts de calibration... Les aberrations différentielles ont pour origine les aberrations présentes dans la voie scientifique qui ne sont pas vues par l'analyseur de surface d'onde qui ne peut donc pas les estimer, et celles présentes dans la voie d'analyse qui sont vues et corrigées par l'optique adaptative alors qu'elles ne sont pas présentes dans la voie scientifique. Il existe alors une différence entre les aberrations estimées et les aberrations réelles à corriger. On parle en anglais de *non-common path aberrations* (NCPA). Puisqu'elles ont pour origines plusieurs phénomènes d'évolution plus ou moins lente (défauts de fabrication des optiques, variations de température, effets gravitationnels lorsque le télescope est en rotation...), les NCPA sont un mélange d'aberrations statiques, quasi statiques et dynamiques. Il existe des techniques permettant d'étalonner la partie statique en amont des observations afin de réduire leur impact [Sauvage et al., 2007]. Pour plus d'informations sur cette problématique, le budget d'erreur d'une optique adaptative a été détaillé par Fusco et al. [2006]. Finalement, les aberrations d'amplitude, que l'optique adaptative ne corrige pas, viennent à leur tour s'ajouter aux aberrations résiduelles précédentes.

Les optiques adaptatives actuelles sont suffisamment performantes pour que les résidus de NCPA et les aberrations d'amplitude deviennent non négligeables par rapport aux aberrations résiduelles de phase de l'atmosphère pour les fréquences spatiales inférieures à f_c . Les instruments scientifiques voient donc principalement des aberrations de phase et d'amplitude statiques ou quasi statiques introduites par eux-mêmes et par le télescope. Pour ce qui est des télescopes spatiaux, ils ont l'avantage de ne pas subir les effets de l'atmosphère. Cependant, comme les télescopes au sol, les éléments optiques qui les composent introduisent des aberrations de phase et d'amplitude statiques ou quasi statiques (variations thermiques et variations du vecteur gravité).

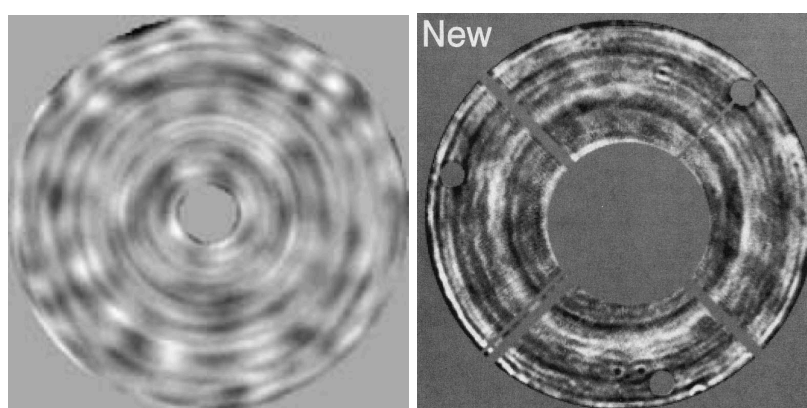


FIGURE 2.10 – L'image de droite est la carte de phase du miroir primaire de l'UT1 du VLT (20,9 nm RMS - DSP $\propto f^{-3,1}$). L'image de gauche la carte de phase du miroir primaire du HST sur laquelle sont reportées les obstructions (18,5 nm RMS - DSP $\propto f^{-2,9}$). Ces deux images sont respectivement issues de Dierickx et al. [1997] et Krist & Burrows [1995]. Le premier est un miroir de 8,2 m de diamètre alors que le second est un miroir de 2,4 m.

Dans les deux cas, les aberrations restantes ont un niveau faible par rapport aux aberrations atmosphériques. À titre d'exemple, la figure 2.10 présente les cartes de phase des miroirs

primaires de l'UT1(Antu) du *very large telescope* (VLT, à gauche) et du *Hubble space telescope* (HST, à droite). Bordé & Traub [2006] trouvent que le miroir primaire du télescope Antu introduit des aberrations de phase de 20,9 nm RMS avec une DSP qui varie en $f^{-3,1}$ alors que celui du HST introduit des aberrations de phase de 18,5 nm RMS avec une DSP qui varie en $f^{-2,9}$. Pour un instrument complet, il faut considérer la somme des aberrations introduites qui dépendent du type d'optiques utilisées [Duparré et al., 2002], de leur nombre, de leur qualité et de leur position. Dans la suite, je considère dans mes simulations numériques que les aberrations statiques sont similaires à celles introduites par le banc optique que j'ai utilisé pendant ma thèse (voir chapitre 5). Pour cet instrument, nous avons mesuré en laboratoire des aberrations d'amplitude de 5% RMS avec une DSP qui varie en f^{-1} ainsi que des aberrations de phase de 10 nm RMS avec une DSP qui varie en $f^{-2,3}$. La figure 2.11 présente deux images obtenues par simulation numérique. L'image de gauche est obtenue dans un cas idéal (sans aberration), alors que celle de droite est obtenue en considérant les aberrations statiques. L'image avec aberrations peut être décrite en première approximation comme la somme d'une tache d'Airy et d'un champ de *speckles*.

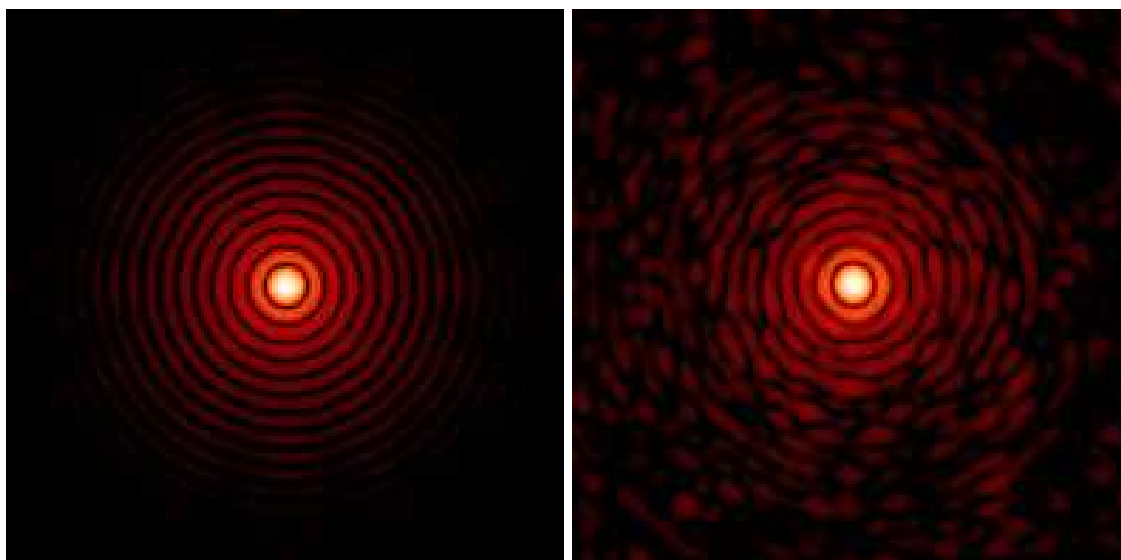


FIGURE 2.11 – L'image de gauche est obtenue dans un cas idéal (sans aberration) alors que celle de droite est obtenue en considérant des aberrations statiques de phase (10 nm RMS - $DSP \propto f^{-2,3}$) et d'amplitude (5% RMS - $DSP \propto f^{-1}$). Elles sont obtenues par simulation numériques et couvrent un champ carré de $32 \lambda/D_P$ de côté.

Chapitre 3

Techniques d'imagerie haute dynamique

Dans ce chapitre, je me concentre sur la seconde difficulté rencontrée lorsque l'on veut faire l'image d'un système exoplanétaire. Je commence par donner des ordres de grandeur de rapports de luminosités entre les corps susceptibles de composer un système exoplanétaire. Je présente ensuite la coronographie qui permet d'observer l'environnement ténu d'un objet ponctuel brillant en filtrant sa tache d'Airy. Cependant, les performances de cette méthode sont très sensibles au champ de *speckles* créé par les aberrations. Par conséquent, des solutions ont dû être mises en œuvre pour réduire leur impact. La première consiste à utiliser des méthodes numériques de traitement a posteriori et la seconde à contrôler activement le niveau des aberrations pendant les observations. Finalement, je conclus par une description des quelques instruments optimisés pour l'imagerie des exoplanètes et des disques circumstellaires.

Sommaire

3.1	Rapport de luminosités et contraste	35
3.2	La coronographie	37
3.2.1	Le coronographe de Bernard Lyot	38
3.2.2	Description analytique d'un coronographe stellaire à masque de phase	41
3.2.3	Le masque de phase à quatre quadrants	43
3.2.4	Autres coronographes stellaires	49
3.3	Soustraction des <i>speckles</i> a posteriori	51
3.3.1	Les différentes approches	51
3.3.2	Conclusion	54
3.4	Contrôle actif du niveau des <i>speckles</i>	54
3.4.1	Zones d'influence, de correction et de mesure des performances	55
3.4.2	Estimation des aberrations de phase et d'amplitude	56
3.5	Les instruments dédiés à l'imagerie haut dynamique	58
3.5.1	Télescopes spatiaux	58
3.5.2	Télescopes au sol	60
3.5.3	Bancs expérimentaux	63

3.1 Rapport de luminosités et contraste

Dans le chapitre précédent, j'ai considéré un système binaire d'étoiles d'égales intensités. Cependant, nous ne cherchons pas à observer des étoiles, mais les disques circumstellaires et les exoplanètes qui orbitent autour. Il y a entre ces objets de forts rapports de luminosités qui rendent difficile les observations. Pour illustrer ce problème, prenons pour exemple le système solaire. La figure 3.1 présente l'intensité lumineuse en fonction de la longueur d'onde de différents corps du système solaire ainsi que l'intensité lumineuse d'une planète de type Jupiter chaud. Les courbes jaune, bleue, orange et rouge sont respectivement associées au Soleil, à la Terre, à Jupiter et au Jupiter chaud.

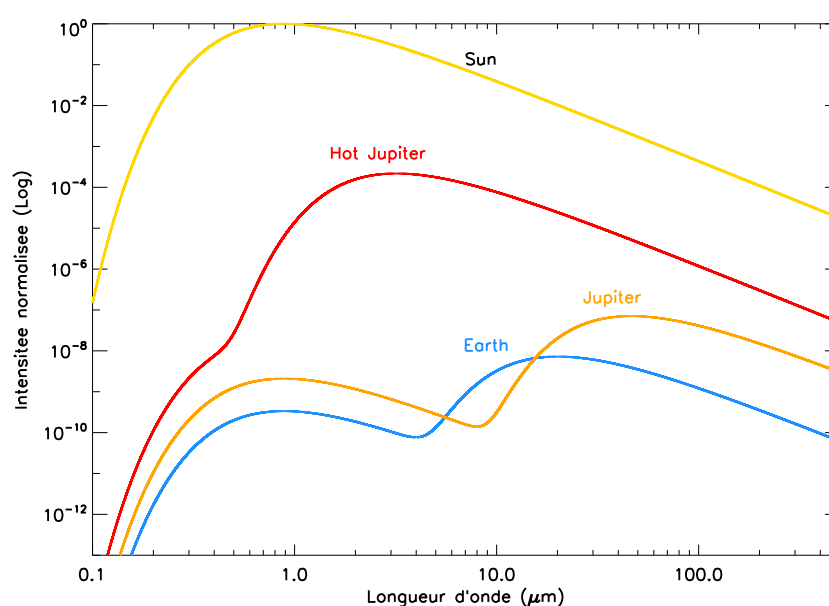


FIGURE 3.1 – Ce graphique présente les courbes d'intensité lumineuse associées au Soleil en jaune, à la Terre en bleue, à Jupiter en orange et à une planète de type Jupiter chaud en rouge. Ces courbes sont normalisées par rapport au maximum de l'intensité lumineuse du Soleil.

Pour obtenir la courbe jaune, j'ai assimilé le Soleil à un corps noir parfait. Pour les planètes, j'ai considéré qu'elles avaient une émission propre de type corps noir à laquelle s'ajoute la lumière réfléchie du Soleil. Les paramètres utilisés sont présentés dans le tableau 3.1.

	Température en °K	Rayon en km	Albédo	Demi grand axe en AU
Soleil	5750	$1,0 \cdot 10^7$	—	—
Terre	254	$6,4 \cdot 10^3$	0,37	1
Jupiter	110	$7,0 \cdot 10^4$	0,52	5,21
Jupiter chaud	1600	$7 \cdot 10^4$	0,05	0,5

TABLE 3.1 – Paramètres utilisés pour obtenir les courbes de la figure 3.1. Ces données sont issues de [Encrenaz et al. \[2003\]](#) et de [Seager & Deming \[2010\]](#).

Le premier constat qui peut être fait est que les rapports de luminosité qui existent entre le Soleil et les planètes sont fortement dépendants de la longueur d’onde. En effet, dans une partie du domaine spectral, $\lambda > 0,7 \mu\text{m}$ pour le Jupiter chaud et $\lambda > 3 \mu\text{m}$ la Terre et Jupiter, l’émission propre des planètes s’ajoute à la lumière de solaire réfléchi les rend plus brillantes relativement au Soleil. Il est donc préférable de travailler dans cette partie du domaine spectral. Cependant, nous avons vu dans le paragraphe 2.1 que la résolution théorique des télescopes est proportionnelle à la longueur d’onde ce qui favorise les observations aux plus courtes longueurs d’onde. De plus, au-delà de vouloir détecter les compagnons des étoiles, nous voulons les caractériser spectralement ce qui nous impose d’être capables de les détecter dans la bande spectrale la plus large possible.

Le second constat qui peut être fait est que pour des longueurs d’onde inférieures à $10 \mu\text{m}$, les planètes évoluées (la Terre et Jupiter) sont entre cent millions et dix milliards de fois moins lumineuses que le Soleil. De ce constat en découle un autre sur l’énergie reçue. En effet, comme les compagnons ont une luminosité très faible, nous recevons de ces derniers très peu d’énergie. Le tableau 3.2 donne le flux de photons reçus d’une planète similaire à la Terre située à 10 pc de l’observateur pour deux bandes spectrales. On constate que même pour des bandes spectrales très larges, le nombre de photons reçus reste faible. Il est donc important d’optimiser la transmission des instruments et leur capacité à travailler en lumière polychromatique.

Bande spectrale	Flux intégré reçu
0,3 - $2 \mu\text{m}$	0,3 photons/s/m ²
6 - $20 \mu\text{m}$	10 photons/s/m ²

TABLE 3.2 – Flux intégré reçu d’une planète similaire à la Terre située à 10 pc dans deux bandes spectrales. Les valeurs données ne prennent pas en considération l’absorption de l’atmosphère terrestre. Ce tableau est tiré de [Ollivier et al. \[2009\]](#) (page 48).

Comme nous l’avons vu dans le paragraphe 2.1, l’énergie reçue de l’étoile est distribuée dans l’image sous la forme d’une tache d’Airy dont une coupe radiale est présentée par la figure 3.2. On constate que même si nous nous limitons à des compagnons un million de fois moins lumineux que leur étoile hôte, nous ne pourrions pas les détecter à des séparations angulaires inférieures à $\approx 45 \lambda/D_P$ de leur étoile. Et même en supposant que nous sommes capables d’étalonner et soustraire numériquement la tache de diffraction de l’étoile sans affecter le compagnon, la détection de ces derniers devient limitée par le bruit de photons de l’étoile. Dans la suite de ce mémoire, j’utiliserai la notion de contraste C que je définis de la manière suivante :

$$C(\vec{\alpha}, \lambda) = \frac{\sigma(\vec{\alpha})}{\max(I'_S)}, \quad (3.1)$$

où σ est le bruit de détection, ici le bruit de photons associé à l’image de l’étoile au point $\vec{\alpha}$. Pour pouvoir être détecté, un compagnon situé au point $\vec{\alpha}$ devra avoir une intensité lumineuse, normalisée par le maximum de I'_S , supérieure au contraste $C(\vec{\alpha}, \lambda)$.

Même si la première image d’un objet de masse planétaire en orbite autour de la naine brune 2M1207 a été obtenue sans utiliser de techniques d’imagerie haute dynamique [[Chauvin et al., 2004](#)], les télescopes conventionnels ne permettent pas d’observer un grand nombre de planètes. Pour surmonter la contrainte du bruit de photons de l’étoile, plusieurs techniques d’imagerie

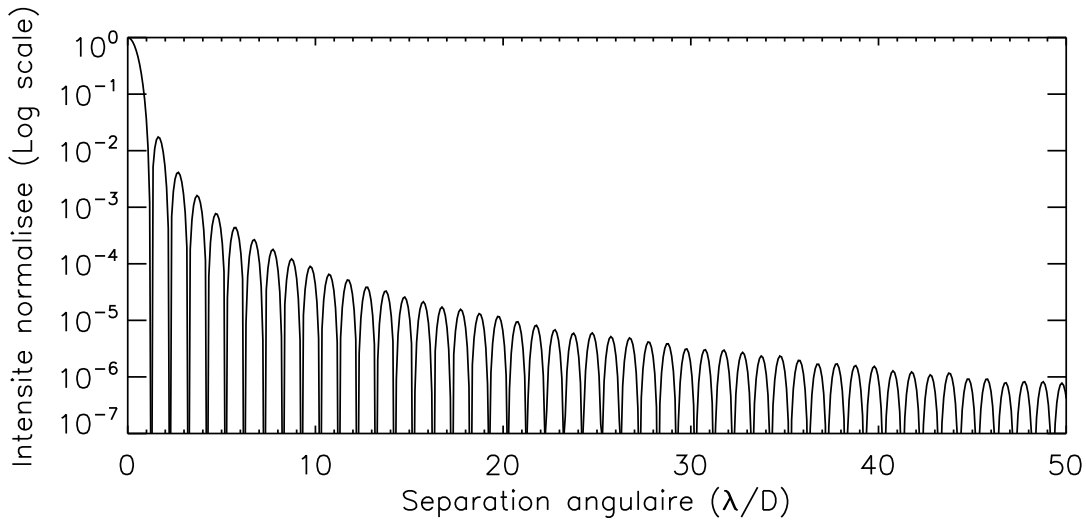


FIGURE 3.2 – Profil radial d'une tache d'Airy.

haute dynamique ont été proposées. Elles adoptent principalement deux stratégies différentes. Celles qui consistent à modifier la forme de la tache de diffraction du télescope pour réduire la luminosité de l'étoile au-delà de quelques éléments de résolution angulaire λ/D (apodisation de la pupille que je ne présente pas dans ce mémoire) et donc le bruit de photons dans certaines zones du champ et celles comme la coronagraphie qui consistent à réduire la luminosité de l'étoile dans tout le champ sans réduire celle du compagnon.

3.2 La coronagraphie

Le terme "*coronagraphy*" (traduction anglaise de coronagraphie) a été suggéré à la *Royal Society* par l'astronome anglais William Huggins en 1882. Il est étymologiquement issu des mots latin "corona" qui signifie couronne et grec "graphô" ($\gamma\rho\acute{\alpha}\phi\omega$) qui signifie écrire. Ainsi, le terme coronagraphie signifie "décrire la couronne" ou "faire l'image de la couronne". Au temps de Huggins, il s'agissait de la couronne du Soleil qui est un million de fois moins lumineuse que la photosphère [Oppenheimer & Hinkley, 2009]. En temps normal, la lumière de la photosphère éblouit totalement l'observateur, ce qui l'empêche de voir la couronne dont l'observation à l'œil nu n'est possible qu'au moment d'une éclipse totale de Soleil. Comme ce sont des phénomènes rares (228 éclipses au cours du XX^{ème} siècle dont 71 totales) et courts (quelques minutes) et qu'elles ont lieu sur l'ensemble du globe terrestre ce qui inclut les océans, les zones difficiles d'accès et les régions où la météo est capricieuse, les données scientifiques obtenues au cours d'éclipses étaient limitées à une époque où les voyages étaient de véritables expéditions. Le premier cliché de la couronne solaire est réalisé le 28 juillet 1851 par le daguerréotypiste Johann Julius Friedrich Berkowski à l'Observatoire royal de Königsberg (Figure 3.3). Des études spectrales de la couronne ont également été réalisées, ce qui a notamment permis à Jules Janssen de découvrir l'hélium à partir des spectres qu'il avait obtenu lors de l'éclipse du 18 août 1868 à Guntur en Inde. Malgré ces résultats, la communauté cherchait des solutions pour observer la

couronne solaire de manière plus systématique.

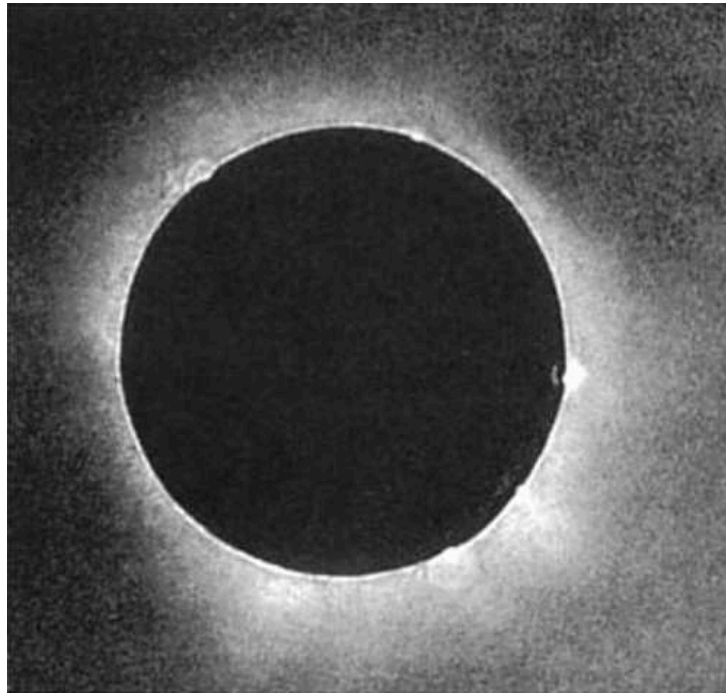


FIGURE 3.3 – Premier cliché d’une éclipse de Soleil réalisée le 28 juillet 1851 par le daguerréotypiste Johann Julius Friedrich Berkowski à l’Observatoire royal de Königsberg.

Dans les années 1930 Bernard Lyot construit le premier coronographe [Lyot, 1932]. Cet instrument, que je décris dans le paragraphe 3.2.1, a permis à son inventeur de faire les premières éclipses artificielles du Soleil. Lors d’une éclipse, naturelle ou artificielle, la luminosité de la photosphère est réduite ce qui permet de détecter la couronne du Soleil. Grâce aux coronographes, Bernard Lyot et ces successeurs ont pu observer et étudier l’environnement solaire de manière systématique.

Le coronographe solaire a ensuite été adapté pour observer d’autres objets l’environnement proche des étoiles. On parle alors de coronographes stellaires qui sont aujourd’hui au cœur de l’imagerie haute dynamique.

3.2.1 Le coronographe de Bernard Lyot

La figure 3.4 présente, en haut, une photographie du coronographe solaire de Bernard Lyot conservé à l’entrée du château de l’Observatoire de Meudon. En bas de cette même figure se trouve le schéma optique du coronographe [Lyot, 1932].

L’objectif de cet instrument est de réduire l’intensité lumineuse de la photosphère du Soleil afin de pouvoir détecter et étudier la couronne. Puisque le rapport de luminosité entre la couronne et la photosphère est d’environ 10^{-6} , la lumière de la photosphère diffusée dans l’instrument doit être minimisée au maximum. En effet, cette lumière forme un halo dans le plan du détecteur. Celui-ci est très faible si on le compare à la photosphère, mais suffisamment intense par rapport à la couronne pour perturber son observation.

Dans l’instrument, la lentille A forme l’image du Soleil sur un disque B légèrement surdimen-

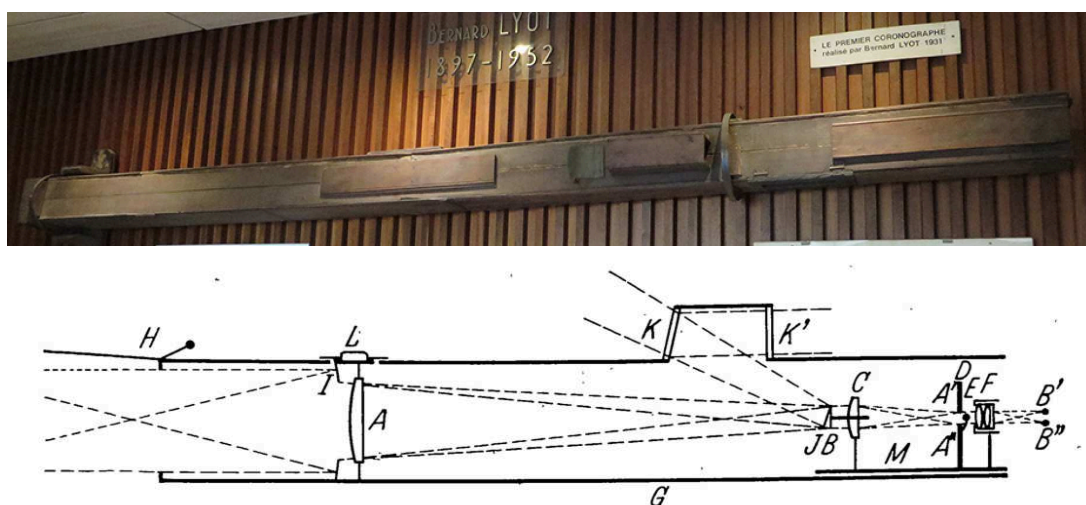


FIGURE 3.4 – Photographie (en haut) et schéma (en bas) du coronographe de Bernard Lyot. Le schéma est issu de Lyot [1932].

sionné par rapport à la photosphère. La lentille de champ C placée derrière le disque produit l'image A A' de la lentille A dans le plan d'un diaphragme circulaire D. Celui-ci a pour but d'arrêter la lumière diffractée par les bords de la lentille A. Au centre de celui-ci se trouve un petit écran opaque E. Son rôle est d'intercepter la lumière solaire parasite produite par les réflexions multiples dans la lentille A. Derrière le diaphragme, à l'abri de la lumière diffusée, l'objectif F forme une image achromatique de la couronne en B' B". La lumière diffusée par des poussières ou par des imperfections au sein des optiques a dû être minimisée. La conception du coronographe et les différentes procédures mises en place pour supprimer les poussières sont présentées en détail dans Lyot [1932].

Le disque B que j'appellerai dans la suite masque coronographique est ici un masque d'amplitude. En effet, dans le plan focal de la lentille A, celui-ci intercepte une partie de la lumière solaire (la lumière de la photosphère) et en laisse passer une autre partie (la lumière de la couronne). Le diaphragme circulaire D qui permet de supprimer la lumière diffractée par les bords de la lentille A est un élément commun à tous les coronographes. En hommage à Bernard Lyot, cet élément porte aujourd'hui le nom de diaphragme de Lyot (*Lyot stop* en anglais). J'appellerai plan de Lyot le plan pupille dans lequel il se trouve. Le masque opaque E n'a pas sa place dans un système composé de miroirs ou d'optiques traitées antireflets comme c'est le cas de nos jours.

La figure 3.5 présente deux images issues du film "Flamme du Soleil" réalisé par l'Observatoire de Paris en hommage à Bernard Lyot. Puisque ces images sont obtenues avec un coronographe on parle d'images coronographiées. Le morceau de disque noir, visible sur les deux clichés, est l'image du masque d'amplitude B dans le plan du détecteur. Il masque la photosphère et permet de voir la couronne solaire. Sur le cliché de gauche, il masque correctement la photosphère alors que sur celui de droite il est légèrement décalé. Dans le second cas, la photosphère, à peine découverte est suffisamment lumineuse pour nous empêcher de distinguer clairement la couronne. Ce petit décalage du masque coronographique est équivalent à un décalage de l'image du Soleil dans le plan focal et donc a une aberration de basculement (Z_2 et Z_3 , voir paragraphe 2.3). Comme le coronographe solaire, les coronographes stellaires sont sensibles aux aberrations, ce

qui sera au cœur des paragraphes 3.3 et 3.4.

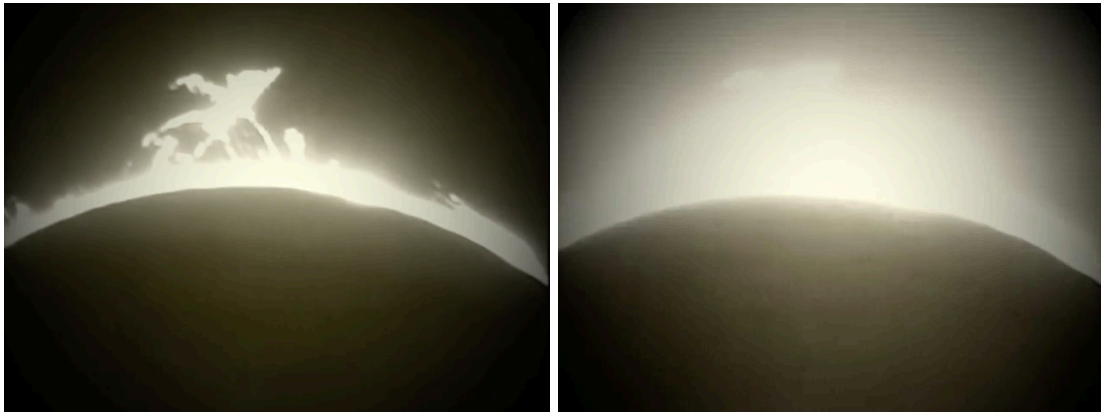


FIGURE 3.5 – Images coronographique extraites du film "Flamme du Soleil" réalisé par l'observatoire de Paris en mémoire de Bernard Lyot. Ce film repose en partie sur des clichés faits par Bernard Lyot à l'observatoire du Pic du Midi. Les deux images sont deux clichés successifs du film. Crédit : Vidéothèque du Centre national de la recherche scientifique (CNRS).

De nos jours, ce concept est toujours utilisé pour observer le Soleil que ce soit au sol ou dans l'espace. Le satellite SOHO (Solar and Heliospheric Observatory), lancé en 1995, observe en permanence notre étoile grâce à des instruments équipés de coronographes de Lyot. La figure 3.6 présente une image obtenue avec l'instrument LASCO (*large angle and spectrometric coronagraph*) de ce télescope. Le cercle blanc en trait continu au centre de l'image représente la limite de la photosphère du Soleil dont la taille angulaire est de 0,5 degré. Celle-ci est masquée par un disque opaque (en bleu sur l'image) qui est l'image du masque coronographique d'amplitude de l'instrument. Il est tenu par un support dont on peut voir l'ombre en bas à gauche de l'image. Autour du disque opaque, on peut voir des éjections de masse coronales dont le rapport de luminosité avec la photosphère du Soleil est de l'ordre de 10^{-6} . On peut également voir la comète Kudo-Fujikawa dans le cercle pointillé blanc. Sur cette image, sa magnitude relative est de 2.3 ce qui correspond à un rapport de luminosité avec la photosphère de l'ordre de 10^{-12} . Finalement, on peut voir en arrière-plan une multitude d'étoiles. Tous ces objets ne seraient pas visibles sans coronographe.

Plusieurs années après son invention, le coronographe solaire, a été adapté pour observer l'environnement proche de planètes et d'objets du système Solaire (Saturne : [Larson & Reitsema \[1979\]](#); [Dollfus & Brunier \[1980\]](#) - astéroïdes : [Gradie \[1986\]](#)). Il a également été utilisé pour observer l'environnement proche des étoiles. Le coronographe du MPG/ESO¹ de l'Observatoire de La Silla a notamment permis d'observer pour la première fois un disque de débris autour de l'étoile β -Pictoris [[Smith & Terrile, 1984](#)]. Les premières exoplanètes détectées grâce à des coronographes sont Fomalhaut b [[Kalas et al., 2008](#)] et HR8799 b,c et d [[Marois et al., 2008](#)]. Ces dernières ont été mises en évidence aussi bien par des télescopes au sol (Keck et Gemini) que par le HST. Les coronographes utilisés pour ces découvertes ont bien évidemment évolué par rapport au coronographe solaire de Bernard Lyot, mais leur principe de fonctionnement est resté le même. Cependant, contrairement au Soleil et aux planètes du système solaire, les étoiles

1. MPG/ESO = Max Planck Gesellschaft de l'*european southern observatory*.

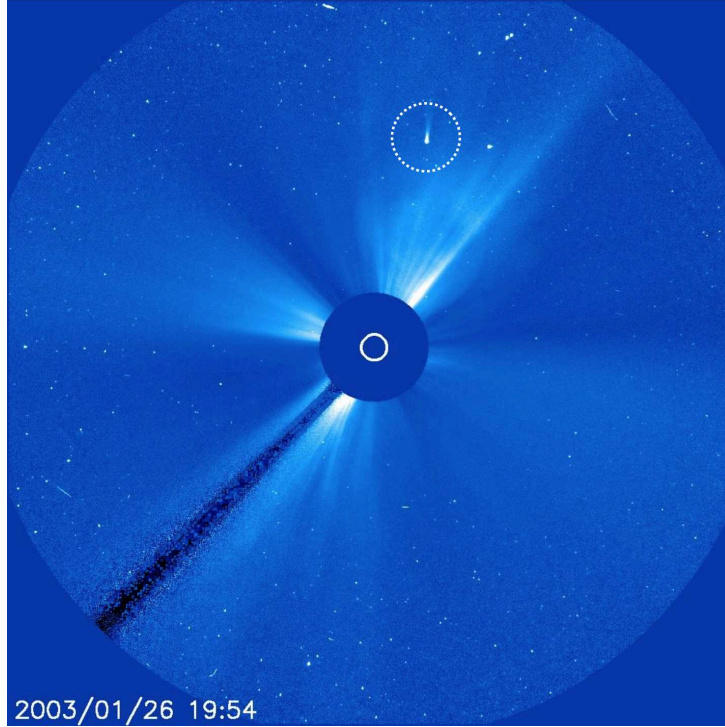


FIGURE 3.6 – Image obtenue avec l’instrument LASCO (voie C3) du télescope spatial SOHO le 26 janvier 2003. L’image couvre un champ de vue carré de 16 degrés de coté.

sont des objets non résolus. Cet avantage a poussé au développement de coronographes basés sur des masques de phase que je décris dans le paragraphe suivant.

3.2.2 Description analytique d’un coronographe stellaire à masque de phase

De la même manière que les coronographes basés sur des masques d’amplitude, les coronographes à masque de phase sont composés d’un masque de phase en plan focal, et d’un diaphragme de Lyot dans le plan pupille suivant (figure 3.7). Cependant, contrairement aux masques d’amplitude qui arrêtent la lumière de l’étoile située sur l’axe optique, les masques de phase laissent passer l’énergie stellaire mais modifient la figure de diffraction dans le plan du Lyot. Je définis ici la fonction complexe $M(\vec{\alpha}, \lambda)$ décrivant le masque focal de phase qui peut être chromatique ainsi que la fonction réelle $L(\vec{\xi})$ qui décrit le diaphragme de Lyot. De la même manière que la fonction $P(\vec{\xi})$ associée à la pupille, la fonction $L(\vec{\xi})$ peut prendre toutes les valeurs allant de 0 à 1.

Une étoile située sur l’axe optique de l’instrument éclaire la pupille. Comme nous l’avons vu dans le chapitre 2, pour observer l’environnement proche des étoiles, il est de notre intérêt d’utiliser un télescope spatial ou un télescope au sol équipé d’une optique adaptative. Dans ces deux cas, nous sommes en présence d’aberrations faibles. Pour simplifier, je vais exprimer l’ensemble des aberrations introduites par l’instrument dans la pupille où je définis la surface d’onde complexe $\Phi(\vec{\xi}, \lambda)$:

$$\Phi(\vec{\xi}, \lambda) = \phi - i \log(1 + a), \quad (3.2)$$

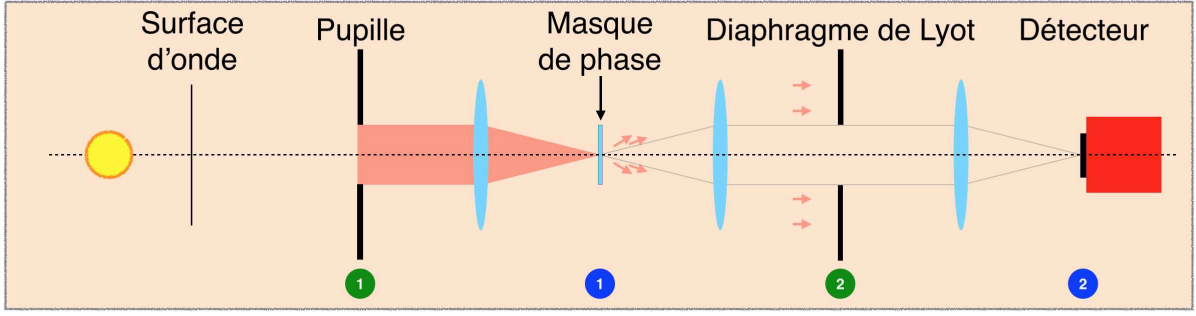


FIGURE 3.7 – Schéma de principe d'un coronographe basé sur un FQPM dans un cas idéal (coronographe parfait - sans aberration).

Je rappelle que $\phi(\vec{\xi}, \lambda)$ et $a(\vec{\xi}, \lambda)$ sont des réels de moyenne nulle qui décrivent respectivement les aberrations de phase et d'amplitude. En utilisant cette notation, le champ électrique complexe au sein de la pupille (équation 2.1) peut se réécrire :

$$\psi'_S(\vec{\xi}, \lambda) = P \exp(i\Phi). \quad (3.3)$$

En présence d'aberrations faibles ($|\Phi| \ll 2\pi$), on peut faire le développement limité au premier ordre :

$$\psi'_S(\vec{\xi}, \lambda) = P + i\Phi P \quad (3.4)$$

Dans le premier plan focal contenant le masque de phase, le champ de l'étoile $A'_S(\vec{\alpha}, \lambda)$ s'écrit :

$$A'_S(\vec{\alpha}, \lambda) = \mathcal{F}[P]M + i\mathcal{F}[\Phi P]M \quad (3.5)$$

On peut ainsi écrire dans le plan de Lyot le champ électrique de l'étoile ψ_S de la manière suivante :

$$\psi_S(\vec{\xi}, \lambda) = (P * \mathcal{F}^{-1}[M])L + i((\Phi P) * \mathcal{F}^{-1}[M])L \quad (3.6)$$

Après le coronographe, le champ A_S de l'étoile dans le plan du détecteur s'écrit :

$$A_S(\vec{\alpha}, \lambda) = (\mathcal{F}[P]M) * \mathcal{F}[L] + i(\mathcal{F}[\Phi P]M) * \mathcal{F}[L] \quad (3.7)$$

On constate ici que, dans un plan focal en aval d'un coronographe, le champ électrique complexe de l'étoile peut être décomposé en deux parties. Une partie indépendante des aberrations (diffractée) :

$$A_S^D(\vec{\alpha}, \lambda) = (\mathcal{F}[P]M) * \mathcal{F}[L] \quad (3.8)$$

et une partie dépendante des aberrations (aberrée) :

$$A_S^A(\vec{\alpha}, \lambda) = i(\mathcal{F}[\Phi P]M) * \mathcal{F}[L] \quad (3.9)$$

En utilisant ces notations, l'intensité de l'étoile sur l'axe dans le plan du détecteur $I_S(\vec{\alpha}, \lambda)$ après le coronographe s'écrit :

$$I_S(\vec{\alpha}, \lambda) = |A_S|^2 = |A_S^D + A_S^A|^2 \quad (3.10)$$

Pour étalonner la photométrie de cette image coronographiée, nous avons besoin d'une images de l'étoile non coronographiée que je note $\mathcal{I}_S(\vec{\alpha}, \lambda)$. Elle peut être obtenue en retirant le masque de phase. Dans ces conditions $\mathcal{I}_S(\vec{\alpha}, \lambda)$ s'écrit :

$$\mathcal{I}_S(\vec{\alpha}, \lambda) = |\mathcal{F}[P.L] + i(\mathcal{F}[\Phi.P.L])|^2 \approx |\mathcal{F}[P.L]|^2 \quad (3.11)$$

Le but d'un coronographe stellaire à masque de phase est de minimiser l'intensité lumineuse de l'objet sur l'axe (l'étoile) afin de faire ressortir les objets hors axe (planètes, disques) ce qui impose des contraintes sur le masque de phase $M(\vec{\alpha}, \lambda)$. Premièrement, il doit permettre, connaissant la pupille $P(\vec{\xi})$, de minimiser $|A_S^D(\vec{\alpha}, \lambda)|^2$. Deuxièmement, il doit minimiser son impact sur les objets hors axe pour ne pas réduire leur luminosité. Ainsi, pour un coronographe parfait, on a :

$$A_S^D(\vec{\alpha}, \lambda) = 0 \quad \forall \vec{\alpha} \text{ et } \forall \lambda \quad (3.12)$$

Pour mesurer les performances d'un coronographe, deux critères souvent utilisés sont l'énergie résiduelle et l'*inner working angle* (IWA). L'énergie résiduelle $E(\lambda)$ est l'énergie d'une source coronographiée intégrée dans le diaphragme de Lyot normalisée par l'énergie intégrée d'une source non coronographiée :

$$E(\lambda) = \frac{\int |\psi_S(\vec{\xi}, \lambda)|^2 d\vec{\xi}}{\int |\psi'_S(\vec{\xi}, \lambda)L(\vec{\xi})|^2 d\vec{\xi}} \quad (3.13)$$

En absence d'aberrations, l'énergie résiduelle est nulle pour les coronographes parfaits.

L'autre critère couramment utilisé, l'IWA, est la séparation angulaire à partir de laquelle plus de la moitié de la luminosité d'un compagnon est transmise par le coronographe.

Plusieurs masques de phase ont été développés, dans le paragraphe suivant, je décris le principe du masque de phase quatre quadrants (FQPM pour *four-quadrant phase-mask*) que j'ai utilisé pendant ma thèse.

3.2.3 Le masque de phase à quatre quadrants

Le FQPM proposé par Rouan et al. [2000] a passé avec succès toutes les étapes de développement : simulations numériques [Riaud et al., 2001], validation en laboratoire [Riaud et al., 2003] et validation sur le ciel [Boccaletti et al., 2004]. Il équipe aujourd'hui plusieurs instruments dédiés à l'imagerie haute dynamique comme les instruments NACO et SHERE du VLT. Trois FQPMs équiperont également l'instrument MIRI du futur télescope spatial JWST. Je présente plus en détails ces instruments dans le paragraphe 3.5.

Le schéma de la figure 3.8 décrit le FQPM. Comme son nom l'indique, c'est un masque de phase composé de quatre quadrants. Ces derniers sont répartis autour de l'axe optique situé à leur intersection (croix rouge). Deux d'entre eux, représentés en gris sur le schéma, introduisent un déphasage de π par rapport aux deux autres quadrants représentés en blanc. La fonction d'un FQPM peut alors s'écrire :

$$M(\vec{\alpha}) = \exp(i\epsilon\pi) \quad \text{avec} \quad \epsilon = \begin{cases} 1 & \text{si } xy < 0 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (3.14)$$

Dans les sous-paragraphes suivants, je vais présenter le comportement d'un FQPM dans des cas spécifiques avant de présenter son comportement dans un cas général.

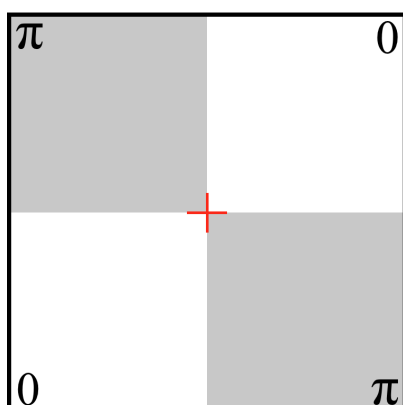


FIGURE 3.8 – Schéma de principe du FQPM. La croix rouge représente l'axe optique.

Comportement d'un FQPM parfait en l'absence d'aberration

Abe et al. [2003] ont prouvé que le FQPM est un coronographe² parfait si trois conditions sont réunies. Premièrement, il faut que la pupille d'entrée soit circulaire et pleine. Deuxièmement, il faut qu'il introduise un déphasage de π pour toutes les longueurs d'onde, autrement dit le déphasage doit être achromatique. Et troisièmement, le masque doit être infiniment grand.

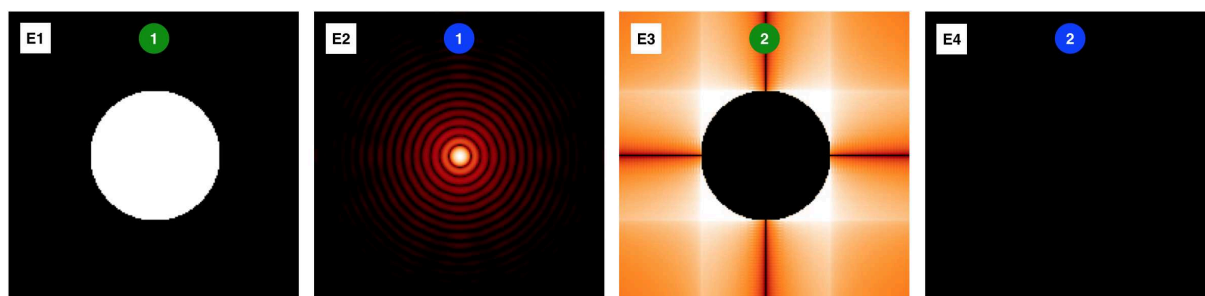


FIGURE 3.9 – Distribution de la lumière dans les différents plans pupilles et focaux de l'instrument présenté par la figure 3.7. Les images sont obtenues par simulations numériques dans un cas idéal (FQPM parfait - sans aberration). Le champ des vignettes en plan focal est de $32 \lambda/D$ de côté et le champ de celles en plan pupille est de $2,25 D$ de côté. Pour faciliter la lecture, j'ai normalisé toutes les images à leur maximum.

La figure 3.9 présente l'effet d'un instrument coronographique équipé d'un FQPM parfait. Je considère ici que l'instrument, décrit par la figure 3.7, observe une étoile à l'infini située sur son axe optique et qu'il n'y a pas d'aberrations ($A_S^A = 0$). Celui-ci a une ouverture circulaire de diamètre D_P (vignette E1) et observe l'étoile à la longueur d'onde λ . En absence d'aberration, l'image de l'étoile au niveau du FQPM est une tache d'Airy (vignette E2). Celle-ci est centrée dans le plan focal et donc sur le FQPM. Puisque nous considérons ici un FQPM parfait, la lumière de l'étoile est totalement diffractée à l'extérieur du diaphragme de Lyot de diamètre $D = D_P$ (vignette E3). Ce dernier intercepte toute la lumière de l'étoile ($A_S^D = 0$). Par conséquent, $I_S(\vec{\alpha}, \lambda)$ dans le plan du détecteur est nulle (vignette E4).

Je considère maintenant que l'instrument est éclairé par un compagnon hors axe (figure 3.10).

2. Le FQPM est un masque de phase et non un coronographe. Cependant, cet abus de langage est courant dans la communauté.

Contrairement à l'image de l'étoile, son image ne se forme pas au centre du FQPM (vignette P2) et n'en subit pas les effets³. Par conséquent, toute sa lumière passe à l'intérieur du diaphragme de Lyot (vignette P3). Elle parvient jusqu'au détecteur sur lequel se forme l'image du compagnon (vignette P4). En absence d'aberrations, l'image du compagnon I_C est une tache d'Airy dont la taille angulaire est de λ/D .

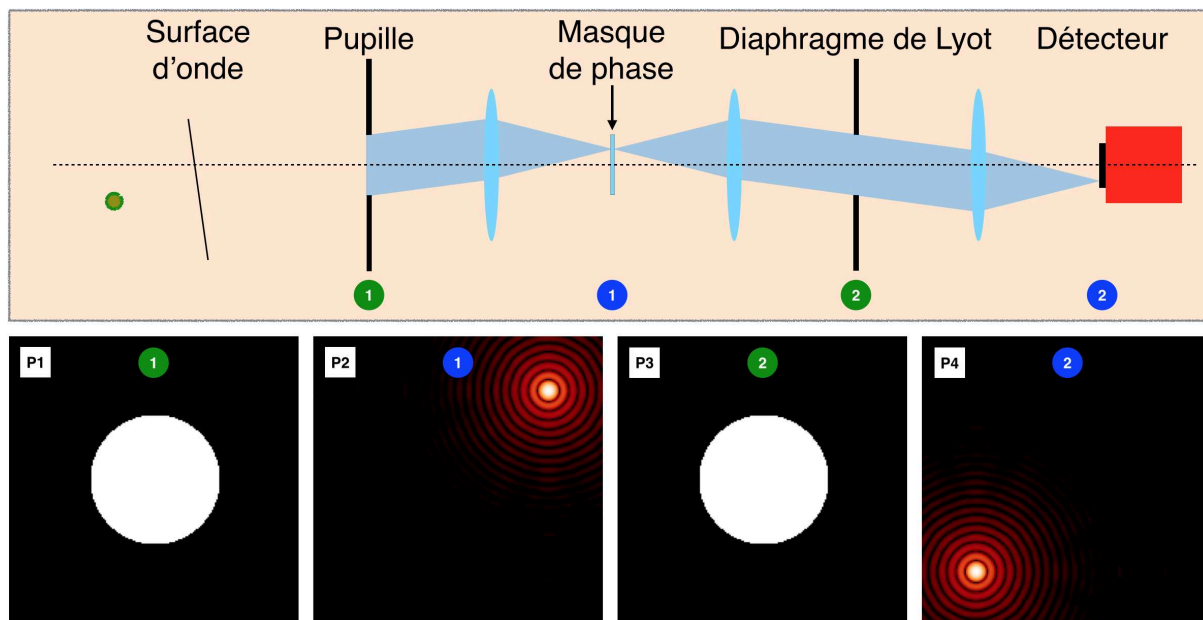


FIGURE 3.10 – Cette figure reprend les figures 3.7 et 3.9 en restant dans un cas idéal (coronographe parfait - sans aberration) mais en observant un compagnon hors axe.

Lors de l'observation d'un système exoplanétaire, il n'est pas possible de séparer la lumière de l'étoile de celle de son compagnon comme je l'ai fait dans ce paragraphe. Cependant, puisque les lumières de ces deux objets sont incohérentes, l'image coronographiée du système étoile-compagnon I est la somme des images des deux astres $I = I_S + I_C$. Puisque $I_S = 0$, I est égale à l'image du compagnon I_C qui peut être approximée à l'image non coronographiée du compagnon \mathcal{I}_C . En effet, le compagnon ne subit que très peu les effets du coronographe. Dans un cas idéal (FQPM parfait, absence d'aberrations), les compagnons sont détectables, quelles que soient leur intensité et leur séparation. Cependant, cette configuration est utopique.

Comportement d'un FQPM parfait en présence d'aberrations

La figure 3.11 reprend les figures 3.8 et 3.9 en considérant cette fois-ci des aberrations faibles ($|\Phi| \ll 2\pi$). En présence de ces dernières, l'image de l'étoile qui se forme au niveau du FQPM n'est pas exactement une tache d'Airy (vignette E2). Dans le plan de Lyot, la lumière de l'étoile n'est pas complètement diffractée à l'extérieur du diaphragme de Lyot (vignette E3). Puisque le FQPM est parfait ($A_S^D = 0$), la lumière résiduelle dans le diaphragme de Lyot est due aux aberrations. Ce résidu stellaire forme dans le plan du détecteur un champ de *speckles* $|A_S^A|^2$

3. Dans le cas du FQPM, l'image de la planète est affectée si elle se forme trop près des transitions des quadants.

(vignette E4). Son niveau et sa forme dépendent des aberrations, mais chaque *speckle* a une taille angulaire de λ/D .

En présence d'aberrations, l'image d'un objet hors axe sera une tache de diffraction très similaire à une tache d'Airy. En effet, que ce soit en présence d'aberrations ou non, son image est très peu affectée par le masque de phase.

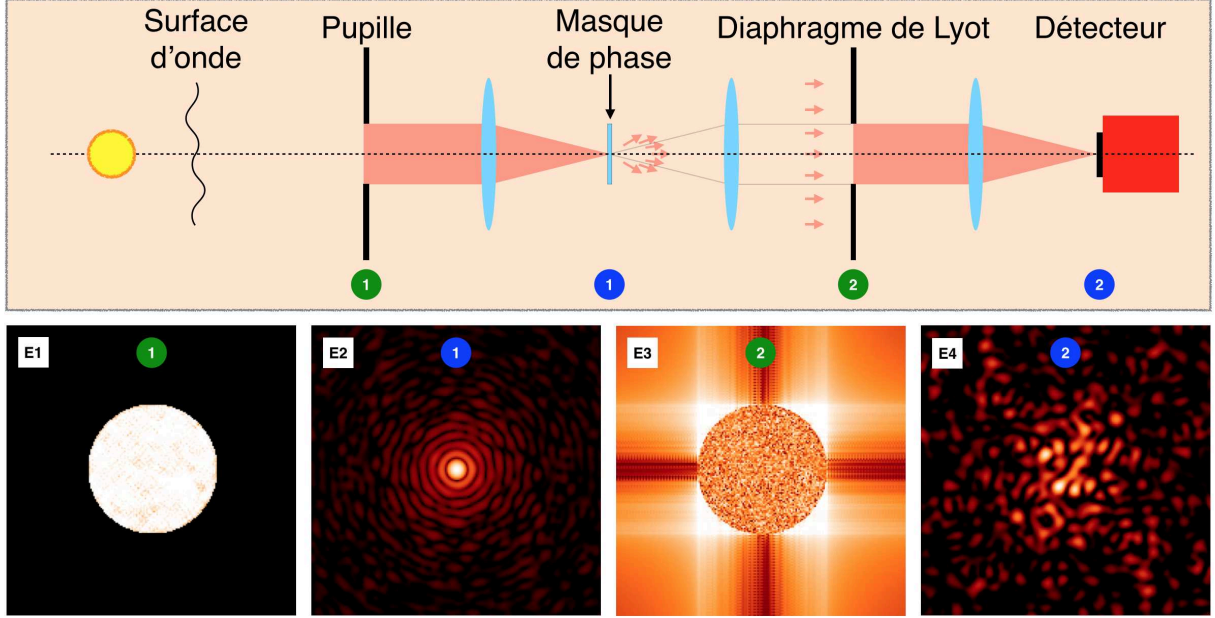


FIGURE 3.11 – Cette figure reprend les figures 3.7 et 3.9 en considérant des aberrations.

En considérant un FQPM parfait en présence d'aberrations, l'image du système est la somme d'un champ de *speckles* et de l'image non coronographiée du compagnon \mathcal{I}_C . Cette fois-ci, le compagnon situé au point $\vec{\alpha}_C$ peut être détecté sans utiliser de méthode de traitement a posteriori que si son intensité, normalisée par le maximum de l'image de l'étoile non coronographiée \mathcal{I}_S , est supérieure au contraste $C(\vec{\alpha}_C, \lambda)$:

$$\frac{\mathcal{I}_C(\vec{\alpha}_C, \lambda)}{\max(\mathcal{I}_S)} > C(\vec{\alpha}_C, \lambda) = \frac{\sigma(\vec{\alpha}_C, \lambda)}{\max(\mathcal{I}_S)} \quad (3.15)$$

Ici, σ l'ensemble des bruits contenus dans l'image (bruit de photons, de *speckles* et de lecture).

Comportement d'un FQPM réel

Jusqu'ici, j'ai considéré que nous avons à notre disposition un FQPM parfait ce qui n'est malheureusement pas le cas. En effet, les FQPMs que j'ai utilisés introduisent le déphasage $\Delta\phi$ entre les quadrants grâce à des différences d'épaisseur de matériaux. En notant ϵ la différence d'épaisseur entre les quadrants et $n(\lambda)$ l'indice du matériau utilisé à la longueur d'onde λ , le déphasage entre deux quadrants s'écrit :

$$\Delta\phi(\lambda) = \frac{2\pi(n(\lambda) - 1)\epsilon}{\lambda}, \quad (3.16)$$

Pour obtenir un déphasage de π à la longueur d'onde d'optimisation λ_{opt} , la différence d'épaisseur ϵ_π doit être :

$$\epsilon_\pi = \frac{\lambda}{2(n(\lambda) - 1)}, \quad (3.17)$$

En prenant en compte les différentes notations introduites, l'équation 3.14 se réécrit :

$$M(\vec{\alpha}, \lambda) = \exp\left(\frac{2i\pi(n(\lambda) - 1)\epsilon}{\lambda}\right) \quad \text{avec} \quad \epsilon = \begin{cases} \epsilon_\pi & \text{si } xy < 0 \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (3.18)$$

Le déphasage de π n'étant effectif que pour λ_{opt} , les FQPMs basés sur des différences de marche sont des composants chromatiques, c'est-à-dire qu'ils atténuent le flux de l'étoile sur une bande spectrale étroite.

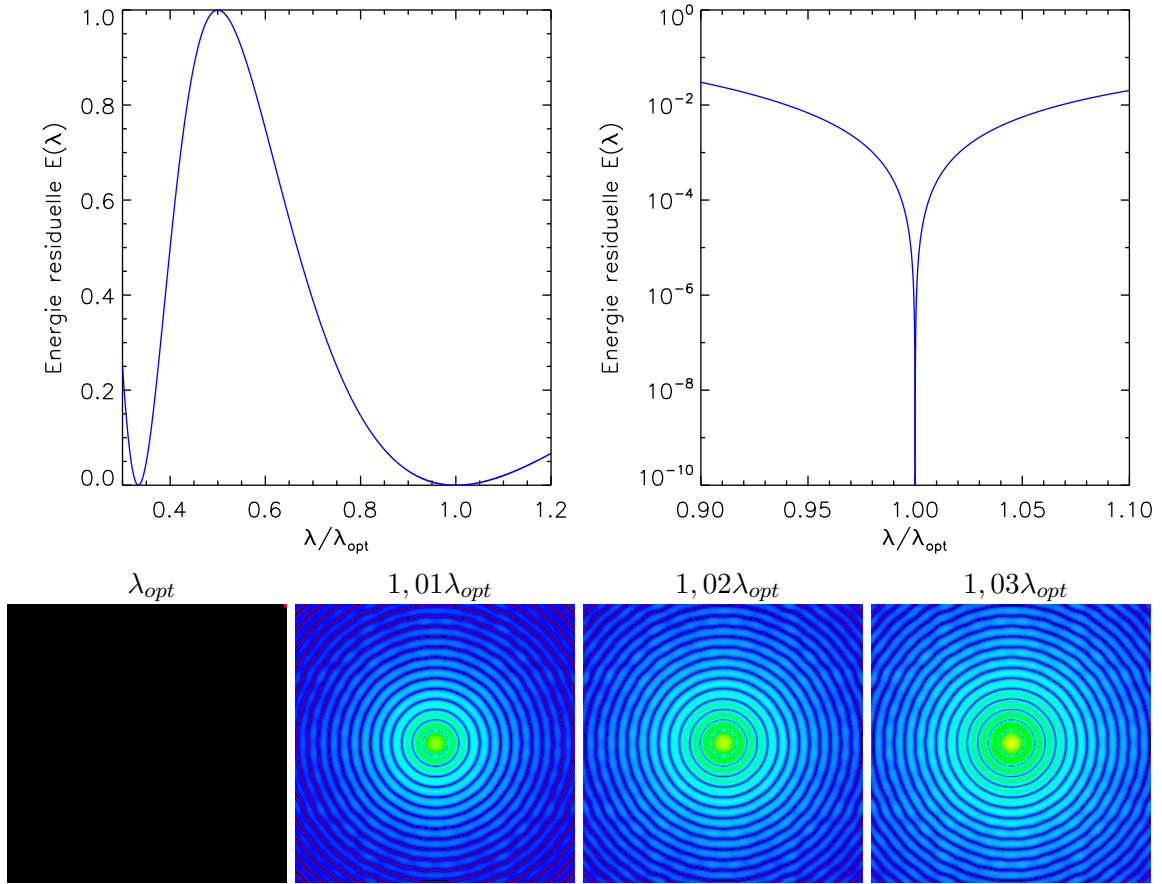


FIGURE 3.12 – Les deux graphiques, en haut, présentent l'évolution de l'énergie résiduelle $E(\lambda)$ d'un FQPM en fonction de la longueur d'onde exprimée en λ_{opt} . Le graphique de gauche, en échelle linéaire, est inspiré de Galicher et al. [2011]. Celui de droite, en échelle logarithmique, est tracé dans une bande spectrale étroite autour de λ_{opt} . En bas, les images présentent le résidu coronagraphique de l'étoile pour plusieurs longueurs d'onde. De gauche à droite, les images sont obtenues pour des longueurs d'onde de λ_{opt} , $1,01\lambda_{opt}$, $1,02\lambda_{opt}$ et $1,03\lambda_{opt}$. Ces données ont été obtenus grâce à une simulation numérique dans laquelle je considère un FQPM chromatique dépourvu de défaut de fabrication. Les images couvrent un champ carré de $27\lambda/D$ de côté.

La figure 3.12 présente, en haut, l'énergie résiduelle $E(\lambda)$ d'un FQPM optimisé pour une longueur d'onde λ_{opt} . Le graphique de gauche, en échelle linéaire, est tracé sur une gamme de longueurs d'onde large alors que celui de droite, en échelle logarithmique, est tracé dans une bande spectrale étroite autour de λ_{opt} . En dessous, les images présentent le résidu coronographique de l'étoile pour plusieurs longueurs d'onde. De gauche à droite, les images sont obtenues pour des longueurs d'onde de λ_{opt} , $1,01\lambda_{opt}$, $1,02\lambda_{opt}$ et $1,03\lambda_{opt}$. La simulation numérique qui a permis d'obtenir ces données a été réalisées en considérant un coronographe sans défaut de fabrication. Dans ces conditions, le FQPM peut être considéré comme parfait à la longueur d'onde optimale ce qui se traduit par une énergie résiduelle $E(\lambda_{opt})$ nulle et l'absence de résidu stellaire dans le plan du détecteur (image de gauche). Cependant, comme nous pouvons le voir sur le graphique en haut à droite, l'énergie résiduelle augmente rapidement quand on s'éloigne de λ_{opt} ou qu'on augmente la bande spectrale ce qui se traduit dans le plan focal par l'apparition d'un résidu stellaire en forme de tache d'Airy. Par conséquent, ce type de FQPMs nous impose de travailler autour de la longueur d'onde optimale. Plusieurs solutions ont été envisagées pour achromatiser les FQPMs. Ces solutions proposent d'introduire des déphasages entre les quadrants en utilisant par exemple des réseaux sublambdas [Mawet et al., 2005a] ou des lames demi-ondes achromatiques [Mawet et al., 2006].

Les FQPMs que nous utilisons ne sont pas dépourvus de défauts de fabrication. La figure 3.13 présente deux images, obtenues avec un microscope optique, du centre d'un FQPM produit par le GEPI⁴ que j'ai été amené à utiliser.

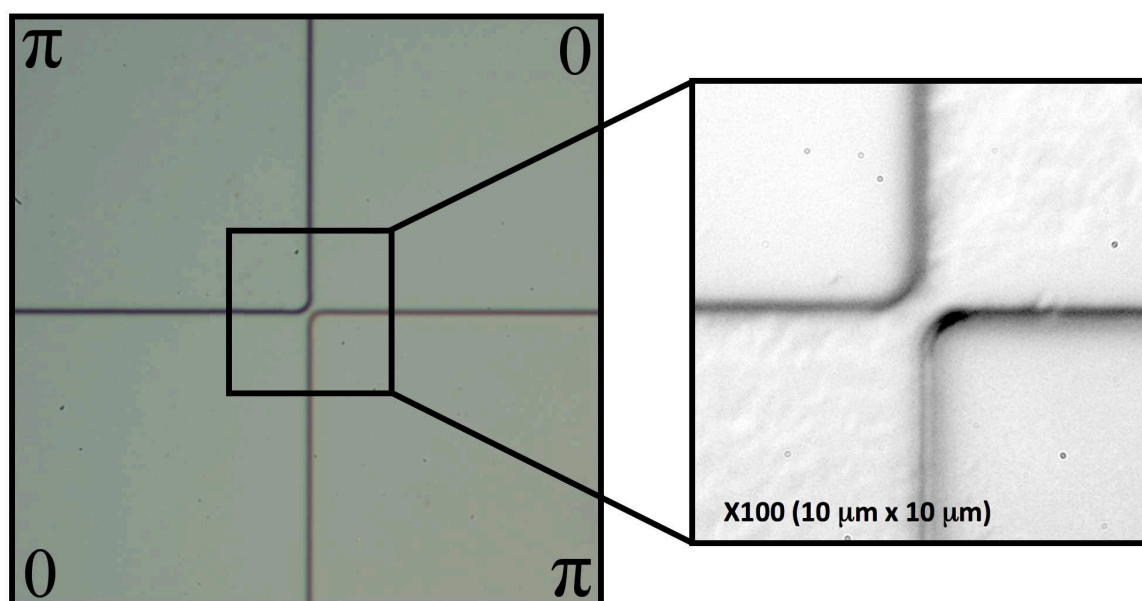


FIGURE 3.13 – Images obtenues avec un microscope optique du centre de l'un des FQPMs produit par le GEPI.

Idéalement, les transitions entre les quadrants sont infiniment fines ce qui n'est pas le cas de ce FQPM. On peut également constater qu'à l'intersection des quadrants (au centre de l'image), il y a un pont de matière qui relie le quadrant en haut à droite à celui en bas à gauche. Ces

4. Le GEPI (Galaxies, Étoiles, Physique et Instrumentation) est un laboratoire de l'Observatoire de Paris.

défauts de fabrication ainsi que le chromatisme de ce type de FQPM laissent une partie de la lumière de l'étoile atteindre le plan du détecteur ce qui contribue à accroître le terme A_S^D et ce même pour λ_{opt} . Ainsi, l'image d'un système étoile-compagnon pourra s'écrire :

$$I = I_S + \mathcal{I}_C = |A_S^D + A_S^A|^2 + |A_C|^2 \quad (3.19)$$

Notre but étant d'extraire le signal du compagnon de celui de l'étoile, nous devons minimiser A_S^D et A_S^A . Les FQPM avec lesquels j'ai été amené à travailler n'étaient pas parfaits. Cependant, leur qualité était suffisante pour que le terme A_S^A , lié aux aberrations de phase et d'amplitude, soit dominant sur le terme A_S^D .

Pour minimiser les aberrations à l'origine du terme A_S^A , plusieurs solutions ont été envisagées et mises en œuvre. Les premières sont des techniques de traitement a posteriori des *speckles* que je décris dans le paragraphe 3.3 et les secondes des méthodes de correction active du niveau des *speckles* que je décris dans le paragraphe 3.4. Avant cela, je présente quelques-uns des autres coronographes stellaires qui ont été proposés.

3.2.4 Autres coronographes stellaires

Parmi la grande diversité de coronographes stellaires qui ont été imaginés, il y a les coronographes à petit IWA que je présente brièvement ici. Je ne donne pas de performances en termes de contraste pour ces coronographes, car même si c'est un critère important pour le choix d'un coronographe ce n'est pas le seul critère pertinent. De plus, rares sont les coronographes qui ont pu être testés dans les mêmes conditions pour pouvoir être comparés.

Les premiers coronographes stellaires imaginés sont des coronographes de Lyot basés sur un masque d'amplitude qui peut être en transmission ou en réflexion (miroir percé). Il y a ensuite eu les coronographes basés sur des masques de phase. Le premier à avoir été proposé est le RRPM [Roddier & Roddier, 1997] dont le masque de phase est représenté à gauche de la figure 3.14. La pastille centrale introduit un déphasage de π qui crée une interférence destructive dans la pupille géométrique dans le plan du Lyot. Dans ce cas, la taille de la zone circulaire est optimisée pour une longueur d'onde particulière. Il est alors par construction chromatique.

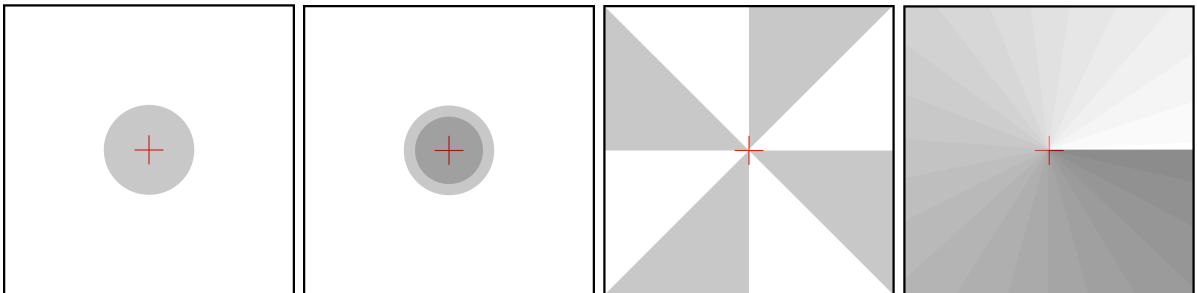


FIGURE 3.14 – De gauche à droite : schéma du RRPM, DZPM, 8OPM et OVC.

Une version plus achromatique du RRPM, le dual-zone phase mask [DZPM Soummer et al., 2003], a alors été proposée. Le masque de phase de ce coronographe, dont j'ai utilisé un exemplaire (chapitre 7 de cette thèse), est présenté sur la deuxième vignette en partant de la gauche de la figure 3.14. Cette fois-ci, la pastille centrale est divisée en deux parties concentriques qui introduisent des déphasages différents. Il est possible d'optimiser le diamètre des deux zones et

le déphasage qu'elles introduisent pour maximiser les performances du DZPM. Ce coronographe peut être couplé avec une pupille apodisée en amont. Dans ce cas, $P(\vec{\xi})$ n'est plus une distribution binaire (voir paragraphe 2.1). Cette apodisation peut être "grise" [Soummer et al., 2003] ou au contraire "colorée" [volontairement chromatique, N'Diaye et al., 2012].

Dans les deux cas précédents, la longueur d'onde contraint la taille des zones centrales. Le principal apport du FQPM (voir paragraphe 3.2.3) est qu'il ne subit pas cette dépendance, car la modulation de phase qu'il introduit n'est plus radiale mais azimutale. Dans la continuité de cette idée, Murakami et al. [2008] propose le *eight-octant phase-mask coronagraph* (8OPM) représenté sur la troisième vignette en partant de la gauche de la figure 3.14. Dans ce cas, il y a huit octans dont le déphasage alterne entre 0 et π . Mawet et al. [2005b] a proposé l'*optical vortex coronagraph* (OVC), représenté à droite de la figure 3.14, qui introduit un déphasage azimutal continu (de 0 à $2p\pi$ avec p l'ordre, un nombre entier). De la même manière que le FQPM, l'OVC peut être rendu moins sensible au chromatisme par exemple en utilisant des réseaux sublambdas.

Il y a ensuite les coronographes qui utilisent des combinaisons de techniques citées auparavant. Parmi eux se trouvent les coronographes hybrides qui proposent de faire varier simultanément la phase et l'amplitude dans le plan pupille comme c'est le cas du *hybrid band limited* [HBL, Trauger et al., 2011]. On peut également citer la famille des *phase induced amplitude apodisation coronagraph* [PIAAC, Guyon et al., 2005], qui utilisent des apodisations sans perte d'énergie ni perte de résolution angulaire. Contrairement aux apodiseurs classiques qui modifient la transmission de la pupille en ne transmettant pas une partie de l'énergie, les PIAACs apodisent le faisceau en amont d'un masque en plan focal grâce à un jeu de deux miroirs asphériques qui redistribuent l'intensité de la lumière au sein de la pupille. Cette apodisation est ensuite annulée en aval du masque en plan focal en utilisant un deuxième jeu de miroirs asphériques.

La famille des coronographes interférométriques, un peu à part, propose d'utiliser des interféromètres pour minimiser la lumière de l'étoile. Parmi eux, il y a le coronographe interférentiel achromatique [CIA, Baudoz et al., 2000], le *visible nuller coronagraph* [VNC, Lyon et al., 2006] et le *Palomar fiber nuller* [PFN, Martin et al., 2008].

Finalement, on peut citer les occulteurs externes [Cash, 2006] où le masque coronographique est placé à une très grande distance (50 000 km) du télescope. Ce type de coronographes cumule plusieurs avantages. Ils sont très peu sensibles au chromatisme et ne sont pas sensibles aux aberrations introduites par le télescope puisque le masque est en amont. Cependant, ils ont de nombreux défis technologiques à surmonter avant d'être opérationnels et présentent des contraintes observationnelles (pointage et vol en formation).

Les développements actuels des coronographes s'orientent vers l'amélioration des performances en présence d'une pupille segmentée et/ou obstruée. Pour plus d'informations sur les différents coronographe présenté dans ce paragraphe, j'invite le lecteur à consulter Mawet et al. [2012].

3.3 Soustraction des *speckles* a posteriori

Pour extraire le signal d'un compagnon d'une image coronographiée, nous utilisons des méthodes de traitement a posteriori. N'ayant pas travaillé sur ces méthodes pendant ma thèse, je me contente, dans ce paragraphe, de décrire brièvement les principales stratégies d'observations (modes d'observation) mises au point pour obtenir les données nécessaires à l'utilisation de ces méthodes de traitement a posteriori.

3.3.1 Les différentes approches

Les premières méthodes (étoile de référence et *roll deconvolution*) ont été développées pour réduire les données obtenues par le HST. Par conséquent, elles étaient adaptées aux télescopes spatiaux. Plus tard quand les grands télescopes au sol ont permis d'obtenir des images coronographiées avec un champ de *speckles* stables, la technique de *roll deconvolution* a été adaptée pour donner naissance à l'*angular differential imaging* (ADI). Finalement, la diversité des données obtenues par les télescopes au sol (données spectrales, données polarimétriques...) a incité la communauté à proposer et développer de nouvelles stratégies d'observations (*spectral differential imaging* (SDI), *polarimetric differential imaging* (PDI)...).

Étoile de référence

En revenant à l'équation 3.19, on constate que si nous sommes capables d'obtenir une image de référence du champ de *speckles* stellaires $I_{S,ref}$ la plus proche possible de I_S , nous pouvons la soustraire à l'image du système étoile-compagnon I afin de réduire le niveau du champ de *speckles* et ainsi faire ressortir le signal du compagnon I_C .

$$I - I_{S,ref} = I_S - I_{S,ref} + I_C \approx I_C \quad (3.20)$$

Pour maximiser les chances de détecter un compagnon, $I_{S,ref}$ doit être obtenue dans les mêmes conditions d'observations que l'image I (même temps de pose, même filtre). Elle doit également être obtenue à partir d'une étoile de référence similaire à l'étoile d'intérêt (même type spectral et même magnitude apparentée). De plus, il est préférable que l'étoile de référence soit dépourvue de compagnons surtout s'il s'agit d'un disque. Pour cela, nous utilisons des étoiles ne présentant pas d'excès infrarouge⁵. Cette méthode a notamment été utilisée pour réduire les premières images coronographiques obtenues par l'instrument NICMOS du HST [Lowrance et al., 1998; Schneider, 1998]. Cependant, elle est limitée par le temps d'évolution des *speckles* quasi statiques qui impose d'acquérir les deux images $I_{S,ref}$ et I_S dans un laps de temps court devant ce temps d'évolution ce qui a incité la communauté à développer d'autres méthodes. Aujourd'hui, grâce à la grande quantité de données collectées par le HST et au développement d'algorithmes plus sophistiqués, cette méthode connaît un regain d'intérêt [Choquet et al., 2014].

Roll deconvolution

Cette méthode a notamment été utilisée par Heap et al. [2000] pour réduire des images de β -Pictoris obtenues avec l'instrument STIS du HST et par Schneider & Silverstone [2003];

5. La présence d'un excès infrarouge dans le spectre d'une étoile trahit généralement la présence d'un disque circumstellaire.

Fraquelli et al. [2004] sur des images obtenues par l'instrument NICMOS du HST. Pour traiter ces images, ils n'utilisent plus l'image d'une étoile de référence, mais plusieurs images du même système étoile-compagnon obtenue au cours d'une seule orbite du HST autour de la Terre. Lors d'une orbite, le télescope observe le ciel sous des inclinaisons différentes. Ainsi, lors d'une rotation de l'instrument d'un angle θ par rapport au ciel, le champ de *speckles* produit par les éléments optiques du télescope reste fixe sur le détecteur contrairement aux objets présents dans le champ de l'étoile observée qui tournent d'un angle θ . En notant I_θ , $I_{S,\theta}$ et $I_{C,\theta}$ les images respectives du système étoile-compagnon, du champ de *speckles* et du compagnon obtenues après une rotation du télescope, on obtient :

$$I - I_\theta = I_S - I_{S,\theta} + I_C - I_{C,\theta} \approx I_C - I_{C,\theta} \quad (3.21)$$

Pour que cette méthode ait un intérêt, la rotation doit être suffisamment importante pour éviter que $I_{C,\theta}$ annule I_C . Si l'image du compagnon est invariante par rotation ($I_{C,\theta} = I_C$) comme c'est le cas pour certains disques circumstellaire vu de dessus (faible inclinaison) cette méthode ne peut pas être utilisée.

L'avantage de cette méthode par rapport à la précédente est que les images I et I_θ peuvent être prises rapidement sans avoir à pointer le télescope sur une autre étoile ce qui permet de soustraire plus efficacement le champ de *speckles*.

Angular differential imaging

Liu [2004] a appliqué la méthode de *roll deconvolution* pour traiter des images de l'étoile AU-Microscopii obtenues avec l'instrument NIRC2 du télescope Keck-II. Pour obtenir une rotation du champ suffisante pour avoir $I_{C,\theta} \neq I_C$, il utilise une caractéristique de la monture altitude-azimut du télescope. Par construction, ce type de monture fait tourner le champ d'observation autour de l'axe optique au cours des observations sans faire tourner les *speckles* générés par le télescope. La vitesse de rotation dépend de la position de l'étoile dans le ciel. Elle est d'autant plus grande que l'étoile est proche du zénith. Habituellement, cette rotation est compensée par un dérotateur de champ qu'il suffit d'arrêter pour obtenir pour se retrouver dans les conditions nécessaires à la méthode de *roll deconvolution*. Dans le cas du HST, seules deux ou trois images avec des angles différents peuvent être obtenues au cours d'une orbite (90 minutes) alors qu'avec un télescope altitude-azimut au sol, il est possible d'obtenir une séquence d'une centaine d'images pendant une observation de moins d'une heure avec θ variant continuellement. Ce grand nombre d'images permet de transformer la méthode de *roll deconvolution* qui est une méthode de soustraction des *speckles* en méthodes statistiques : ADI [Marois et al., 2006], LOCI [Lafrenière et al., 2007], TLOCI [Marois et al., 2014], Andromeda [Mugnier et al., 2009; Cantaloube et al., 2015], PCA/KLIP [Soummer et al., 2012].

Simultaneous spectral differential imaging

Le *Simultaneous spectral differential imaging* [SSDI, Racine et al., 1999] est à l'origine basée sur l'hypothèse que les spectres lumineux des exoplanètes présentent des bandes spectrales

d'absorption (bande du méthane à $2,2\ \mu\text{m}$ par exemple) différentes de celles de l'étoile. Cette méthode prend alors simultanément l'image du système étoile-exoplanète dans deux bandes spectrales de mêmes largeurs $\Delta\lambda_1$ et $\Delta\lambda_2$ dont l'une ($\Delta\lambda_2$ par exemple) est centrée sur la bande d'absorption supposée. Pour limiter les effets chromatiques, il est préférable de choisir deux bandes spectrales voisines. Ainsi, on obtient deux images $I_{\Delta\lambda_1}$ et $I_{\Delta\lambda_2}$ du même système enregistrées simultanément. Elles peuvent s'écrire :

$$I_{\Delta\lambda_1} = I_{S,\Delta\lambda_1} + I_{C,\Delta\lambda_1} \quad \text{et} \quad I_{\Delta\lambda_2} = I_{S,\Delta\lambda_2} + I_{C,\Delta\lambda_2} \quad (3.22)$$

où $I_{S,\Delta\lambda_1}$, $I_{C,\Delta\lambda_1}$, $I_{S,\Delta\lambda_2}$ et $I_{C,\Delta\lambda_2}$ sont les images respectives de l'étoile et de la planète dans les bandes spectrales $\Delta\lambda_1$ et $\Delta\lambda_2$.

Si la planète possède une bande d'absorption $I_{C,\Delta\lambda_2} \ll I_{C,\Delta\lambda_1}$ alors, après la remise à l'échelle spatiale, nécessaire pour compenser la dispersion spectrale des *speckles*, et l'ajustement de la photométrie, nous obtenons :

$$I_{\Delta\lambda_1} - I_{\Delta\lambda_2} = I_{S,\Delta\lambda_1} - I_{S,\Delta\lambda_2} + I_{C,\Delta\lambda_1} - I_{C,\Delta\lambda_2} \approx I_{C,\Delta\lambda_1} \quad (3.23)$$

Cette équation n'est vraie que si le compagnon possède une bande d'absorption dans la bande spectrale choisie. Par conséquent, le choix du filtre détermine le type d'objet observé. De plus, la séparation en deux canaux spectraux est à l'origine d'aberrations différentielles dont les effets ne peuvent pas être étallonnés. Cependant, grâce à des spectromètres à intégrale de champ (ou IFS pour *Integral Field Spectrometer*) présent sur certains instruments dédiés à l'imagerie haute dynamique comme P1640, SPHERE et GPI (voir paragraphe 3.5.2), nous pouvons obtenir des cubes d'images prises dans une trentaine de longueur d'onde. Dans ces cubes, l'image d'une exoplanète reste fixe contrairement aux *speckles* qui subissent un déplacement radial dépendant de la longueur d'onde. À partir des images d'un tel cube, il est possible, en utilisant des méthodes de traitement de données similaires à celle développées pour l'ADI décrite précédemment (Andromeda, PCA, TLOCI), d'extraire le signal d'un compagnon dans un champ de *speckles*.

Imagerie différentielle de polarisation

Lors de sa réflexion sur un compagnon, la lumière de l'étoile peut se polariser partiellement. En exploitant cette différence de polarisation, il est possible de détecter le compagnon [Kuhn et al., 2001; Baba & Murakami, 2003].

La lumière est répartie dans deux voies qui permettent d'obtenir simultanément deux images dans des polarisations orthogonales. Dans l'une des images, la lumière du compagnon, partiellement polarisée est plus intense. La différence des images permet ainsi de réduire le niveau du champ de *speckles* qui lui n'est pas polarisé.

Là encore, cette méthode est contrainte par les aberrations différentielles introduites entre les deux voies. Cependant, ce mode d'observation disponible sur les instruments SPHERE et GPI est très efficace pour l'étude des disques [Perrin et al., 2015].

Imagerie différentielle de cohérence

En partant du constat que la lumière de l'étoile est incohérente avec la lumière réfléchié ou émise par le compagnon, Guyon [2004] propose d'étalonner le champ de *speckles* en utilisant

un interféromètre. Dans l'une des voies de l'interféromètre, la lumière de la planète est filtrée. La lumière de l'étoile, présente dans les deux voies de l'interféromètre, interfère dans le plan du détecteur ce qui est à l'origine d'une modulation de l'intensité des *speckles*. La lumière du compagnon, qui n'est présente que dans une seule voie de l'interféromètre, est incohérente avec la lumière de l'étoile. Par conséquent, son image dans le plan du détecteur n'est pas modulée. Il devient alors possible de discriminer le signal du compagnon de celui de l'étoile. La *Self-Coherent Camera* [SCC, Baudoz et al., 2006] que je présente dans le chapitre 4 permet également de coder les *speckles* grâce à des interférences.

3.3.2 Conclusion

Comme nous l'avons entraperçu dans ce paragraphe, il y a une grande diversité de stratégies d'observations et les données qu'elles produisent peuvent être exploitées par une grande variété de méthodes de traitement a posteriori. Dans les meilleurs cas, l'étalonnage et la soustraction des *speckles* améliorent d'un facteur 50 à 100 le contraste. Cependant, pour atteindre des gains de l'ordre de 10^4 - 10^5 en termes de contraste, il est primordial de corriger les aberrations à l'origine des *speckles* pendant les observations. C'est la raison pour laquelle des techniques de contrôle actif du niveau des *speckles* doivent être développées.

3.4 Contrôle actif du niveau des *speckles*

Les aberrations de phase et d'amplitude quasi statiques à l'origine des *speckles* dans les images coronographiées peuvent être corrigées en utilisant un système de contrôle de surface d'onde. Cependant, pour éviter d'être limité par de nouvelles NCPA, l'analyse de la surface d'onde doit être réalisée à partir des données obtenues dans la voie scientifique (voir figure 3.15) qui sont dans notre cas des images coronographiées. L'estimation des aberrations obtenues à partir de ces images est ensuite utilisée pour contrôler un miroir déformable situé en amont du coronographe.

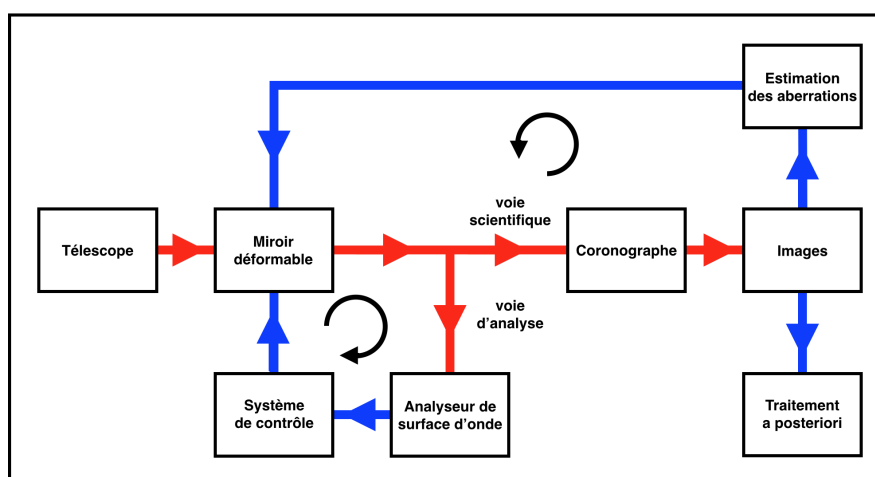


FIGURE 3.15 – Cette figure modulaire présente les différents éléments d'un système d'imagerie haute dynamique et leurs interactions.

Je commence par définir, dans le paragraphe 3.4.1, les zones d'influence, de correction et de mesure des performances que j'utilise dans la suite. Puis, je décris les méthodes qui permettent d'estimer les aberrations de phase et d'amplitude directement à partir des images coronographiées dans le paragraphe 3.4.2.

3.4.1 Zones d'influence, de correction et de mesure des performances

Dans la suite de ce mémoire, je vais être amené à utiliser les notions de zone d'influence du DM, zone de correction et zone de mesure des performances que je définis ici. Ces différentes zones d'intérêts sont représentées sur la figure 3.16

La zone d'influence du miroir déformable est la zone du plan focal dans laquelle le DM peut contrôler le niveau des *speckles*. Malbet et al. [1995] montrent que sous l'hypothèse de faibles aberrations ($|\Phi| \ll 2\pi$), une erreur de phase sinusoïdale de fréquence spatiale p_0/D dans le plan pupille se traduit dans le plan focal par la création de deux FEP localisées aux positions angulaires $\pm p_0\lambda/D$. Un système composé d'un DM reposant sur une matrice carrée de \mathcal{N} actionneurs de côté et d'une pupille circulaire sélectionnant N actionneurs dans son diamètre ne peut atteindre que les points du plan focal contenus dans un carré de $N(\lambda/D)$ de côté centré sur l'axe optique de l'instrument. Cette zone accessible au système est la zone d'influence du DM que je note ZI. Les bords de cette zone sont représentés par un trait pointillé sur la figure 3.16. Pour éviter toutes confusions dans la suite, je considère $\mathcal{N} = N$. Quand ce n'est pas le cas, je l'indique explicitement.

Même si un DM en plan pupille ne peut introduire que de la phase, Bordé & Traub [2006] ont démontré, qu'en présence de faibles aberrations, un DM situé en plan pupille est capable de compenser à la fois les aberrations de phase et d'amplitude à condition de limiter la correction à la moitié de la zone d'influence du DM. Par conséquent, nous pouvons faire le choix de corriger les deux types d'aberrations dans une partie restreinte du plan focal ou de ne corriger que les aberrations de phase dans une zone plus vaste. Je définis alors la zone de correction comme la zone où l'on cherche à réduire le niveau des *speckles*. Dans la littérature, la zone de correction est souvent appelée *dark hole*. Par conséquent, j'associe à la zone de correction l'acronyme DH. Cette zone représentée en gris sur la figure 3.16 peut s'étendre à toute la zone d'influence. Dans la suite, je me place essentiellement dans deux cas que je décris ici. Quand je corrige les aberrations de phase dans tout le DH accessible je parle de corrections FDH (pour *full dark hole*, figure 3.16 gauche) alors que je parle de corrections HDH (pour *half dark hole*, figure 3.16 droite) lorsque je corrige simultanément les aberrations de phase et d'amplitude dans la moitié du DH accessible.

Pour ne pas biaiser les performances estimées, nous ne calculerons pas les performances de la correction dans tout le DH mais dans une zone réduite que nous appelons zone de mesure du contraste ZM (voir paragraphe 4.5.2). Cette troisième zone, utilisée uniquement dans le cas d'une correction HDH, est obtenue en supprimant une bande de $1,5\lambda/D$ sur tous les bords du DH. Par définition, ZM est incluse dans le DH qui est lui-même inclus dans ZI. Les bords de la ZM utilisée dans le cas de la correction HDH sont représentés sur la figure 3.16 (droite) par un trait rouge continu.

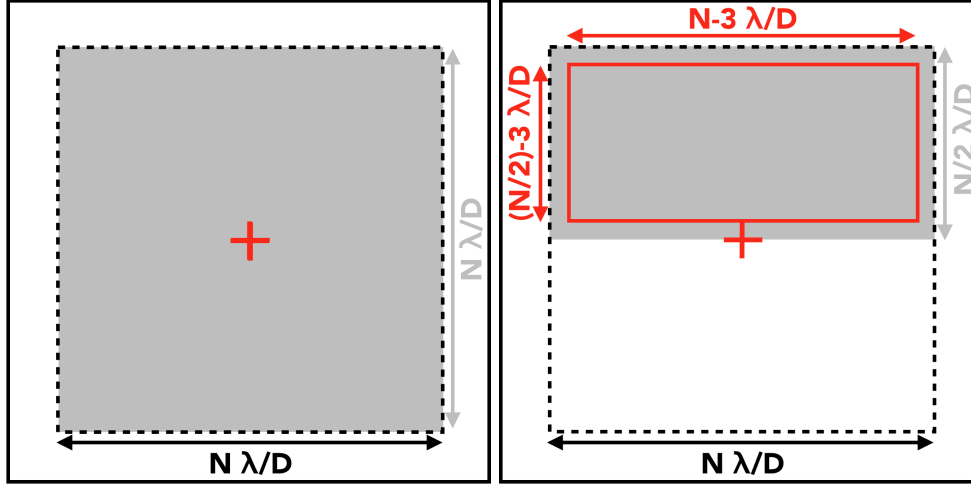


FIGURE 3.16 – Schéma des zones d'intérêts, dans le cas d'une correction FDH à droite et HDH à gauche. Les bords de la ZI sont représentés par un trait noir pointillé, le DH par une surface grise et les bords de la ZM par une trait rouge continu.

3.4.2 Estimation des aberrations de phase et d'amplitude

Pour pouvoir compenser les aberrations de phase et d'amplitude, il est nécessaire de les mesurer. Afin d'éviter les NCPA, cette estimation doit être faite directement à partir des images coronographiées. Le problème est que la plupart des analyseurs de surface d'onde utilisés par les optiques adaptatives sont des analyseurs en plan pupille. Il a donc fallu développer des analyseurs en plan focal.

Bordé & Traub [2006] ont montré que minimiser le champ électrique complexe du champ de *speckles* A_S permettait de minimiser l'intensité des *speckles* I_S . Malheureusement, en plan focal, les détecteurs ne donnent accès qu'à l'intensité du champ de *speckles* et donc au module carré de A_S . Par conséquent, il y a une incertitude sur la phase de A_S qui doit être levée pour estimer sans ambiguïté les aberrations de phase et d'amplitude. Le but des méthodes présentées dans les sous-paragraphes suivants est d'accéder à partir des images coronographiées I_S au champ électrique complexe des *speckles* A_S .

Modulation temporelle des *speckles*

Parmi les méthodes permettant de remonter à la surface d'onde complexe à partir d'images coronographiques, il y a celles basées sur la diversité de phase. Initialement proposée par Gonsalves [1982] pour des images non coronographiées, la diversité de phase nécessite de prendre plusieurs images dont certaines, en introduisant des aberrations de phases connues avec le DM. En utilisant les images et la connaissance des phases introduites, il est possible de remonter sans ambiguïtés à A_S .

Plusieurs techniques, que je ne décris pas ici, ont repris cette idée pour estimer A_S à partir d'images coronographiées. Parmi elles, on peut citer la technique du *speckles nulling* [Bordé & Traub, 2006], l'*Electric Field Conjugation* [EFC, Give'On et al., 2006; Give'On et al., 2007] qui est une amélioration de la précédente et la technique de *CORonographic Focal-plane wave-Front Estimation for Exoplanet detection* [COFFEE, Sauvage et al., 2012; Paul et al., 2013].

Ces différentes méthodes modulent le champ de *speckles* dans le temps en introduisant des aberrations de phase connues. C'est la raison pour laquelle on parle de modulation temporelle des *speckles*. Dans tous les cas, ces méthodes ont besoin de plusieurs images pour pouvoir estimer A_S .

Modulation spatiale des *speckles*

Parmi les méthodes basées sur la modulation spatiale des *speckles*, il y a l'*Asymmetric Pupil Fourier Wavefront Sensor* [APF-WFS, [Martinache, 2013](#)] qui comme son nom l'indique introduit une asymétrie dans la pupille. Cette dernière est introduite par un masque qui modifie la forme de la pupille. Les aberrations localisées dans les parties de la pupille masquées par l'asymétrie ne peuvent être estimées. Par conséquent, plusieurs images sont nécessaires pour estimer l'ensemble des aberrations.

On peut également citer les méthodes basées sur des interféromètre. Initialement, ces méthodes proposaient de combiner un interféromètre Mach-Zender avec un coronographe. En utilisant les images obtenues dans chacune des voies de l'interféromètre, il est possible de remonter aux aberrations de phase afin de les contrôler avec un DM [[Codona & Angel, 2004](#)]. La *Self-Coherent Camera* [SCC, [Baudoz et al., 2006](#); [Galicher et al., 2010](#)] reprend ce concept en utilisant un interféromètre de Fizeau. Cet instrument avec lequel j'ai travaillé pendant ma thèse sera au cœur des chapitres 4 et 8.

Comparaison des méthodes de modulation spatiale et temporelle

Comme nous l'avons vu dans les deux sous-paragraphes précédents, plusieurs méthodes permettent d'estimer les aberrations en plan focal. Étant relativement récentes, la plupart sont encore en phase de développement et rares sont celles qui ont pu être comparées sur un même banc de test. Ces diverses méthodes ont des avantages et des inconvénients que j'essaie de lister ici.

D'un côté, nous avons les méthodes basées sur la modulation temporelle des *speckles* qui utilisent plusieurs images (deux ou trois) et de l'autre côté, nous avons les méthodes basées sur la modulation spatiale des *speckles* qui nécessitent deux à trois fois plus de pixels pour échantillonner correctement les modulations spatiales. Autrement dit, les premières répartissent temporellement l'énergie alors que les secondes la répartissent spatialement. Par conséquent, ces deux familles de méthodes utilisent une quantité d'énergie équivalente pour estimer A_S . Le suréchantillonnage nécessaire aux méthodes basées sur la modulation spatiale n'est pas problématique pour les détecteurs actuels. En effet, le champ occupé par les systèmes exoplanétaires que nous cherchons à observer est suffisamment petit pour que l'on puisse suréchantillonner les images. Finalement, il faut considérer la facilité d'implémentation dans un instrument existant ou à construire.

Il y a aujourd'hui en France une volonté de tester, dans un futur proche, différents analyseurs en plan focal sur le banc *très haute dynamique* (THD, voir chapitre 5) : EFC, COFFEE et SCC. Ces tests, effectués dans les mêmes conditions, permettront de juger des avantages et des inconvénients de chacune des méthodes.

3.5 Les instruments dédiés à l'imagerie haut dynamique

Pour conclure cette partie sur l'imagerie haute résolution angulaire et haute dynamique, je présente les principaux instruments actuels et futurs qui équipent les télescopes spatiaux (3.5.1) et les télescopes au sol (3.5.2) ainsi que les principaux bancs optiques dédiés aux développements des techniques d'imagerie (3.5.3).

3.5.1 Télescopes spatiaux

Même si les télescopes spatiaux sont moins grands et moins accessibles que les télescopes au sol, ils ne sont pas soumis aux aberrations atmosphériques, ils sont dans un environnement plus stable et ne sont pas contraints à observer entre les bandes d'absorption de l'atmosphère terrestre.

Hubble Space Telescope

Le *Hubble space telescope* (HST) a été mis en orbite le 24 avril 1990. Équipé d'un miroir primaire de 2,4 m de diamètre, ce télescope a la particularité d'avoir subi plusieurs opérations de maintenance (5 au total) qui ont été l'occasion de renouveler certains instruments du télescope. Plusieurs de ces instruments sont équipés de coronographes :

- Le *space telescope imaging spectrographe* (STIS) a été mis en service au cours de la mission de maintenance de février 1997. Tombée en panne en 2004, elle a été réparée lors de l'ultime mission de maintenance de mai 2009. Équipé d'un coronographe de Lyot sans diaphragme de Lyot, il a permis l'observation, la détection et la caractérisation de nombreux disques [Heap et al., 2000; Grady et al., 2000].
- Le *near infrared camera and multi-object spectrometer* (NICMOS) a été en service de 1997 à 1999 puis de 2002 à 2008. Équipé d'un coronographe de Lyot en réflexion, cet instrument a permis de faire l'image de nombreux disques. Les données qu'il a fournies pendant ces périodes d'activité sont encore aujourd'hui exploitées et réanalysées avec les nouvelles méthodes de traitement a posteriori. Ce travail a notamment permis d'obtenir une image du système HR 8799 dans des données prises en 1998 [Hagan et al., 2010; Soummer et al., 2011] et la découverte de plusieurs nouveaux disques [Soummer et al., 2014; Choquet et al., 2016].
- L'*advanced camera for surveys* (ACS), installée en 2002, est construite autour de trois détecteurs : le *wide field channel*⁶ (WFC), le *solar-blind channel* (SBC) et le *high-resolution channel* (HRC). Le dernier malheureusement inutilisable depuis 2007 est équipé d'un coronographe qui a notamment permis la première détection de l'exoplanète Fomalhaut-b [voir figure 3.17, Kalas et al., 2008].

6. C'est cet instrument qui a permis d'obtenir le Hubble Ultra Deep Field.

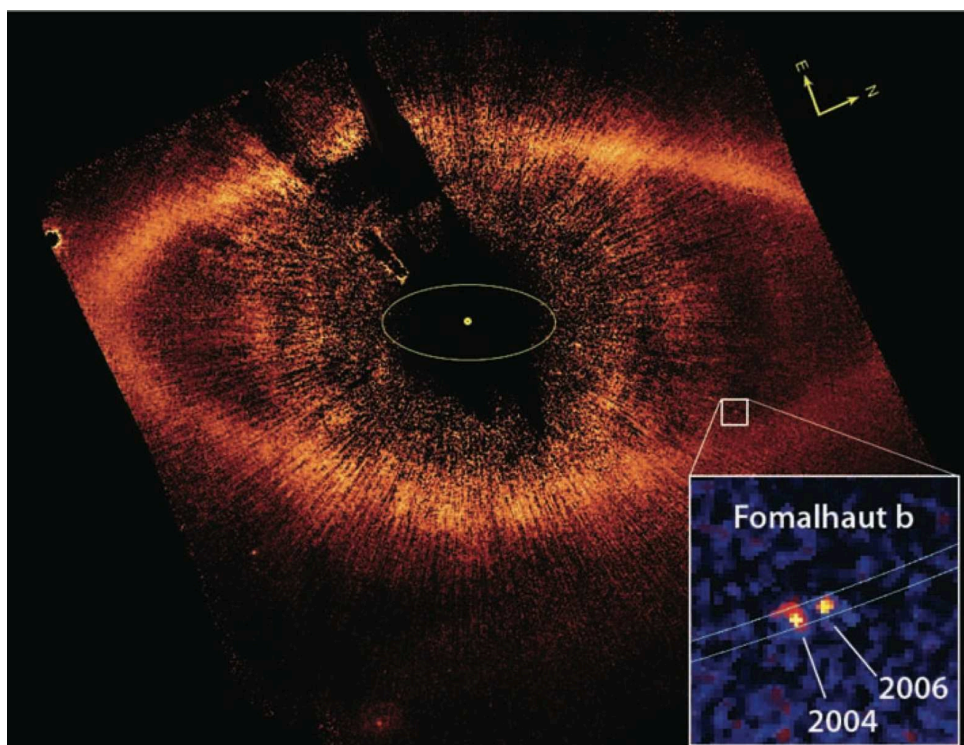


FIGURE 3.17 – Image de l'exoplanète Fomalhaut-b issue de Kalas et al. [2008].

James Webb Space Telescope

Le *James Webb space telescope* [JWST, Clampin, 2011], dont le lancement est prévu en octobre 2018, sera équipé d'un miroir segmenté d'environ 6,5 m de diamètre. Conçu pour observer dans le domaine infrarouge pendant une durée de 5 ans, il sera équipé de plusieurs coronographes utilisés par différents instruments :

- Le *fine guidance sensor* (FGS) utilisera un coronographe de Lyot optimisé pour des observations dans le proche infrarouge [Doyon et al., 2010].
- Le *mid-infrared instrument* (MIRI) embarquera plusieurs coronographes dont trois FQPM [Boccaletti et al., 2005] et un Lyot optimisés pour des observations dans le domaine de l'infrarouge moyen ($10,65 \mu\text{m}$, $11,4 \mu\text{m}$, $15,5 \mu\text{m}$ et $25 \mu\text{m}$) qui permettront certainement la détection de planètes froides. En effet, comme nous l'avons vu dans le paragraphe 3.1, dans cette partie du spectre, les rapports de luminosité entre les étoiles et les planètes froides sont plus favorables.
- La *near infrared camera* (NIRCam) embarquera cinq masques occultants optimisés pour couvrir une bande spectrale allant de 1 à $5 \mu\text{m}$ [Krist et al., 2009].

Wide field infrared survey telescope

The *wide field infrared survey telescope* [WFIRST, Spergel et al., 2015] a beaucoup évolué pendant sa phase d'étude. Parmi les différentes configurations qui ont été envisagées, c'est la configuration WFIRST-AFTA (*Astrophysics Focused Telescope Assets*) qui a finalement été retenue en février 2016. Ce télescope sera construit à partir de l'un des deux télescopes cédés à

la NASA en 2012 par la *national reconnaissance office*. Il sera équipé d'un miroir primaire de 2,4 m pouvant observer dans les domaines spectraux visible et proche infrarouge jusqu'à environ $2\ \mu\text{m}$. Son lancement est prévu pour le milieu des années 2020. Il devrait emporter plusieurs coronographes. Cependant, le choix n'est pas encore arrêté. En effet, le télescope a une forte obstruction centrale ce qui est problématique pour la plupart des coronographes. Des études sont en cours pour déterminer quels coronographes sont les mieux adaptés à une telle obstruction et comment minimiser les effets de l'obstruction centrale [Shaklan et al., 2013].

3.5.2 Télescopes au sol

Les télescopes au sol sont équipés d'optiques adaptatives de plus en plus efficaces. Ils bénéficient également de miroirs primaires plus grands que les télescopes spatiaux ce qu'il leur permet théoriquement d'atteindre des résolutions supérieures. Ils sont également plus accessibles, ce qui permet d'améliorer, réparer et renouveler leurs instruments.

NAOS-CONICA

L'instrument NAOS-CONICA plus connu sous le nom de NACO est composé de deux sous-systèmes. Le premier, *Nasmyth Adaptive Optics System* [NAOS, Rousset et al., 2003], est une optique adaptative composée d'un miroir déformable de 185 actionneurs, de deux analyseurs de surface d'onde fonctionnant respectivement dans les domaines infrarouge et visible ainsi que d'un système dédié aux aberrations de basculement. Le second, *Coudé Near Infrared Camera* [CONICA, Lenzen et al., 2003], est un spectro-imageur infrarouge haute résolution angulaire offrant la possibilité d'utiliser des coronographes de Lyot et des FQPMs. Plus récemment, un vortex a été testé [Mawet et al., 2013a]. NACO a été en 2001 le premier système d'optique adaptative installé sur l'un des quatre télescopes (Yepun ou UT4) de 8.2 m de diamètre du *Very Large Telescope* (VLT) situé au sommet du mont Paranal, dans le désert chilien d'Atacama. Cet instrument a notamment permis d'obtenir la première image d'un objet de masse planétaire en orbite autour de la naine brune 2M1207 [Chauvin et al., 2004] ainsi que le spectre d'exoplanète [HR 8799 c, Janson et al., 2010]. En 2013, il a été déplacé de l'UT4 à l'UT1 du VLT.

NICI

Le *Near Infrared Coronagraphic Instrument* [NICI, Toomey & Ftacilas, 2003] été installé au foyer cassegrain du télescope Gemini sud. Il utilisait un système d'optique adaptative basée sur un DM de 85 actionneurs et possédait plusieurs coronographes de Lyot. Grâce à la monture altitude-azimut du télescope et à sa configuration, l'instrument pouvait fournir des données SDI et ADI. Cet instrument a notamment permis la détection et l'étude de plusieurs disques [Boccaletti et al., 2013b; Casassus et al., 2013] ainsi que l'observation et la caractérisation d'exoplanètes déjà détectées comme HR 8799 [Barman et al., 2011] ou β -Pictoris b [Boccaletti et al., 2013a; Males et al., 2014].

Projet 1640

Le *Projet 1640* [P1640, Hinkley et al., 2011] a été installé sur le télescope Hale de l'Observatoire de Palomar en juillet 2008. Il a été le premier à intégrer à la fois des coronographes

et une optique adaptative dédiée. Il utilise un coronographe de type APLC (voir 3.2.4). Son optique adaptative PALM-3000 [P3K, Dekany et al., 2013] utilise deux miroirs déformables à empilement montés en série. Le premier est un miroir de 349 actionneurs utilisé pour compenser les aberrations basses fréquences et le second est un miroir de 4356 actionneurs utilisé pour compenser les aberrations hautes fréquences. P1640 utilise un interféromètre pour étalonner les aberrations différentielles [*calibrer interferometer* ou CAL, Wallace et al., 2010]. Le télescope n'étant pas construit sur une monture altitude-azimut, le mode d'observations ADI ne peut pas être utilisé (voir paragraphe 3.3.1). Cependant, il est équipé d'un IFS couvrant une bande spectrale allant de 0,95 à 1,8 μm qui lui donne accès au mode d'imagerie spectrale différentielle (voir paragraphe 3.3.1).

HiCIAO/SCEXAO

Le *high contrast imager with adaptiv optics* [HiCIAO, Tamura et al., 2006; Hodapp et al., 2008] a été le premier instrument haute dynamique du télescope Subaru. Il était alors basé sur une optique adaptative utilisant un miroir déformable de 188 actionneurs et un analyseur de surface d'onde de type Shack-Hartmann (voir 2.5.2). Le coronographe utilisé était un coronographe de Lyot. Les différents modes d'observations accessibles fournissaient des données polarimétriques et spectrales. Il a ensuite été amélioré pour devenir SCEXAO [Subaru coronagraphic extreme-AO project, Martinache & Guyon, 2009]. Il utilise désormais deux analyseurs de surface d'onde et un DM de 2000 actionneurs. Le premier analyseur est un analyseur à pyramide et le second un *coronagraphic low-order wavefront sensor* [CLOWFS, Guyon et al., 2009] capable d'estimer les aberrations de basculement et de focus. Le coronographe qu'il utilise est un PIAAC (voir 3.2.4).

GPI

La *Gemini planet imager* [GPI, Macintosh et al., 2008] est comme son nom l'indique un instrument dédié à l'imagerie de systèmes planétaires. Installé sur le télescope Gemini Sud depuis novembre 2013, il a d'ores et déjà commencé sa campagne d'observation qui lui permettra de sonder de nombreux systèmes stellaires. Son optique adaptative dédiée est basée sur un miroir déformable de type MEMS de 64 par 64 actionneurs pour corriger les hautes fréquences spatiale (*tweeter*) ainsi que d'un second miroir déformable bimorphe⁷ de 9 par 9 actionneurs pour compenser les basses fréquences spatiales (*woofer*). Ils sont contrôlés par un analyseur de surface d'onde de type *spatially filtered wave-front sensor* [SFWFS, Poyneer & Macintosh, 2004]. L'instrument dispose également d'un système d'étalonnage des *speckles* [CAL, Wallace et al., 2010] similaire à celui utilisé par P1640. L'unique coronographe disponible est un Lyot apodisé [Soummer et al., 2006]. En aval du coronographe peut être inséré un prisme de Wollaston dans le faisceau pour faire de l'imagerie différentielle polarimétrique. Finalement, un IFS, qui couvre un champ de 2,8 par 2,8 secondes d'angle pour une résolution de 14mas, permet d'acquérir des données spectrales dans une gamme de longueurs d'onde allant de 1 à 2,4 μm [Chilcote et al., 2012].

7. Ce type de miroir est capable de reproduire des déformations importantes

SPHERE

Le *Spectro-Polarimetric High-contrast Exoplanet REsearch instrument* [SPHERE, [Beuzit et al., 2008](#)] est un instrument de seconde génération du VLT. Installé depuis mai 2014 au foyer Nasmyth de l'UT3 (Melipal), il est l'équivalent européen de GPI. Son optique adaptative, *SPHERE extreme AO system* [SAXO, [Fusco et al., 2006](#)], est composée d'un DM à empilement de 41x41 actionneurs ainsi que d'un analyseur de surface d'onde de type Shack-Hartmann (voir paragraphe 2.5.2). La voie commune de l'instrument permet d'utiliser plusieurs coronographes : coronographe de Lyot, coronographe de Lyot apodisé et FQPM achromatisé [[Boccaletti et al., 2008](#)]. Après cette voie commune, plusieurs modes d'observation sont disponibles parmi lesquels on trouve : le *infrared dual imaging spectrograph* [IRDIS, [Dohlen et al., 2008](#)], un IFS permettant d'obtenir des données spectrales dans une gamme de 0,95 à 1,7 μ m [[Claudi et al., 2008](#)] et le *Zurich imaging polarimeter* [ZIMPOL, [Thalmann et al., 2008](#)], un imageur polarimétrique. Ces différents modes d'observations permettent d'utiliser plusieurs des méthodes de traitement a posteriori présenté dans le paragraphe 3.3.1.

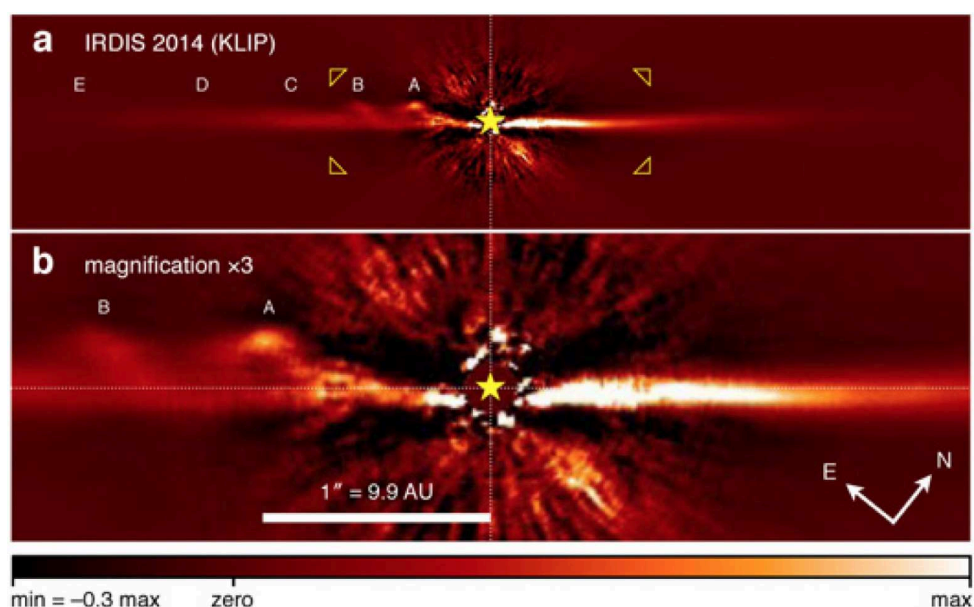


FIGURE 3.18 – Image du disque de l'étoile AU-Microscipii obtenue avec IRDIS/SPHERE. Issue de [Boccaletti et al. \[2015\]](#).

EPICS, PFI et TIGER

PCS [*Planetary Camera and Spectrograph*, [Kasper et al., 2013](#)], PFI [*Planetary Formation Instrument*, [Macintosh et al., 2006](#)] et TIGER [thermal infrared imager for the GMT which provides extreme contrast and resolution, [Hinz et al., 2012](#)] sont les futurs instruments haut dynamique qui équiperont les ELT. Ils seront respectivement installés sur l'*european extremely large telescope* (E-ELT), le *thirty meter telescope* (TMT) et le *giant magellan telescope* (GMT) Ils bénéficieront des acquis des instruments de la seconde génération (P1640, GPI et SPHERE) cependant, un travail spécifique doit être réalisé pour optimiser les performances des coronographes en présence d'une pupille segmentée comme ce sera le cas de ces trois télescopes.

3.5.3 Bancs expérimentaux

Je termine ce chapitre et cette partie par un tour d'horizon des principaux bancs optiques expérimentaux qui étudient sur des problématiques d'imagerie haute dynamique. Ces derniers peuvent être classés en deux grandes catégories. Il y a ceux qui permettent de faire des études spécifiques. Parmi eux, on peut citer :

- Le *high contrast imaging laboratory* (HCIL) de l'université de Princeton est dédié à l'étude et au développement de coronographes à pupille non circulaire [*shaped pupils*, Carlotti et al., 2012] ainsi qu'au développement d'occulteurs externes notamment ceux de la mission *telescope for habitable exoplanets and interstellar/intergalactic astronomy* [THEIA, Kasdin, 2009].
- Le banc *ames coronagraph experiment* (ACE) du centre AMES de la NASA est dédié à l'étude et le développement de la mission spatiale *exoplanetary circumstellar environments and disk explorer* [EXCEDE, Guyon et al., 2012].
- Le *high-contrast imager for complex aperture telescope* [HiCAT, N'Diaye et al., 2015] du *space telescope science institut* (STScI), le *Segmented pupil experiment for exoplanet detection* [SPEED, Martinez et al., 2014] de l'Observatoire de la côte d'Azur et le *Vacuum Nuller Testbed* [VNT, Lyon et al., 2012] du Goddard Space Flight Center sont quant à eux dédiés à l'étude des futurs télescopes segmentés.

Il y a également deux bancs plus modulables qui permettent de tester différents concepts dédiés à l'imagerie haut dynamique (coronographes et analyseurs de surface d'onde) :

- Le banc *high contrast imaging testbed* (HCIT) du Jet propulsion laboratory (JPL). Ce banc totalement sous vide est capable d'atteindre des contrastes brutes inférieures à 10^{-9} pour des séparations angulaires de $3\lambda/D$ [Trauger et al., 2012].
- Le banc *très haute dynamique* [THD, Galicher et al., 2014] de l'Observatoire de Paris avec lequel j'ai travaillé pendant ma thèse (voir chapitre 5). Initialement utilisé pour développer la SCC que je décris dans le chapitre 4, il est aujourd'hui au cœur de plusieurs de collaborations nationales et internationales.

Troisième partie

**Les outils haute dynamique
développés au LESIA**

Chapitre 4

La *Self-Coherent Camera*

Au cours de ces trois dernières années, j'ai participé au développement et j'ai testé la *self-coherent camera* dans différentes configurations. Dans ce chapitre, je reviens dans un premier temps sur les différentes évolutions que cette technique a connues avant le début de ma thèse. Je décris ensuite le principe de la SCC et comment elle est utilisée comme analyseur de surface d'onde en plan focal pour corriger activement les *speckles*. Je présente ensuite des résultats typiques obtenus à partir d'une simulation numérique dans laquelle la SCC est utilisée comme un analyseur. Finalement, je discute des facteurs qui limitent les performances en lumière monochromatique.

Sommaire

4.1	Mise au point et évolutions de la SCC au LESIA	66
4.2	Principe de la SCC	67
4.3	La SCC comme analyseur de surface d'onde en plan focal	70
4.4	L'estimateur SCC	72
4.4.1	Échantillonnage sur le détecteur	72
4.4.2	Saturation du détecteur	72
4.4.3	Ré-échantillonnage	73
4.5	Simulation numérique de la SCC	75
4.5.1	Paramètres de simulation	75
4.5.2	Résultats et méthodes de mesure des performances	77

4.1 Mise au point et évolutions de la SCC au LESIA

La SCC telle qu'elle a été décrite par [Baudoz et al. \[2006\]](#) et [Galicher & Baudoz \[2007\]](#) est un interféromètre à deux voies proche de ceux proposés par [Guyon \[2004\]](#) et [Codona & Angel \[2004\]](#) (voir paragraphe 3.4.2). La figure 4.1 présente l'une des configurations possibles.

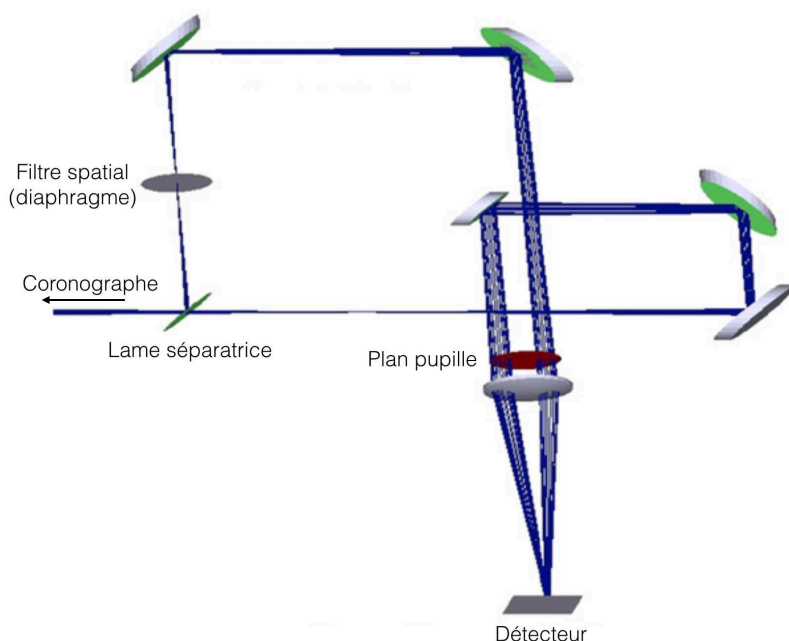


FIGURE 4.1 – Schéma de principe de la SCC basée sur un interféromètre de Fizeau. Ce schéma est issu de [Galicher & Baudoz \[2007\]](#).

Cet interféromètre est placé en aval d'un coronographe. La lumière de l'étoile, présente dans les deux bras, interfère dans le plan du détecteur. Autrement dit, la SCC module spatialement le champ de *speckles*. La lumière du compagnon qui est incohérente avec la lumière de l'étoile est filtrée dans l'un des bras de l'interféromètre. Par conséquent, son image n'est pas modulée spatialement. À l'origine, cet instrument a été proposé pour utiliser une méthode de traitement a posteriori basé sur la modulation spatiale des *speckles* comme je l'ai indiqué dans le paragraphe 3.4.2.

Avant moi, trois autres doctorants ont travaillé sur cet instrument sous la direction de Pierre Baudoz et Gérard Rousset : Raphaël Galicher de 2006 à 2009 [[Galicher, 2009](#)], Marion Mas de 2008 à 2012 [[Mas, 2012](#)] et Johan Mazoyer de 2011 à 2014 [[Mazoyer, 2014](#)].

Au cours de la thèse de Raphaël Galicher, deux avancées sont réalisées. Premièrement, la SCC est utilisée pour estimer le champ électrique A_S des *speckles* en plan focal, ce qui permet de les corriger activement [[Galicher et al., 2008](#)]. Deuxièmement, une modification du diagramme de Lyot permet de fusionner les deux bras de l'interféromètre pour éviter les aberrations différentielles introduites entre les bras. Cette modification transforme la SCC en un montage de trous d'Young plus simple à mettre en œuvre [[Galicher et al., 2010](#)]. C'est avec cette version de la SCC que j'ai travaillé pendant ma thèse.

Au début de la thèse de Marion Mas, l'équipe se concentre sur la construction du banc THD (voir chapitre 5) et la démonstration expérimentale de la SCC pour finalement obtenir les

premiers résultats expérimentaux [Mas et al., 2010]. Sa thèse s’est concentrée sur la stabilisation du banc (mise en place d’un capot, d’un système de contrôle de la température...). Elle a notamment développé une technique pour corriger les aberrations de basculement de manière indépendante à la SCC [Mas et al., 2012].

Grâce à cette stabilisation du banc, Johan Mazoyer a pu poursuivre l’étude paramétrique de la SCC commencée par M. Mas [Mas et al., 2010; Mazoyer et al., 2012]. Il publit les premiers résultats expérimentaux, obtenus avec M.Mas, en lumière monochromatique [Mazoyer et al., 2013]. Ensuite, il développe une nouvelle approche pour traiter les données SCC qui lui permet d’obtenir de meilleures performances [Mazoyer et al., 2014a]. Après les tests lumière monochromatique, les premiers tests en lumière polychromatique sont réalisés dans différentes bandes spectrales ce qui a permis de mettre en évidence les limites chromatiques de la technique. C’est dans ce contexte qu’a débuté ma thèse en octobre 2013.

4.2 Principe de la SCC

Le principe de la SCC est illustré par le schéma de la figure 4.2. J’ai placé sur ce schéma la SCC dans un système composé d’un miroir déformable et d’un coronographe. Le DM dont le rôle est de compenser les aberrations à l’origine des *speckles* est placé dans le second plan pupille de l’instrument (deuxième vignette verte).

Pour créer l’onde de référence de la SCC, nous ajoutons au diaphragme de Lyot une ouverture de référence que j’appellerai aussi référence dans la suite de ce mémoire. Cette ouverture circulaire est caractérisée par trois paramètres : $\vec{\xi}_0$, D_R et θ_H . $\vec{\xi}_0$ est un vecteur qui relie le centre de l’ouverture classique à celui de l’ouverture de référence. θ_H est l’angle entre l’axe horizontal \vec{u} du diaphragme de Lyot et l’axe défini par $\vec{\xi}_0$. Finalement, D_R est le diamètre de l’ouverture de référence. Le rapport entre le diamètre de l’ouverture classique D et le diamètre de l’ouverture de référence est noté γ :

$$\gamma = \frac{D}{D_R} \quad (4.1)$$

En utilisant ces paramètres, nous pouvons écrire la fonction du diaphragme de Lyot modifié de la manière suivante :

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

Un exemple de diaphragme de Lyot modifié, sur lequel sont reportés les paramètres définis précédemment, est présenté sur la figure 4.2.

La lumière d’une étoile sur l’axe, représentée en rouge sur le schéma, est diffractée par le masque de phase. Par conséquent, une partie de la lumière stellaire éclaire l’ouverture de référence. L’équation 3.6 qui décrit le champ électrique complexe d’une étoile dans le plan d’un diaphragme de Lyot classique en présence de faible aberration ($|\Phi| \ll 2\pi$) peut dans le cas d’un diaphragme de Lyot modifié être réécrite de la manière suivante :

$$\psi(\vec{\xi}, \lambda) = \left(P(1 + i\Phi) * \mathcal{F}^{-1}[M] \right) \cdot \left(L(\vec{\xi}) + R(\vec{\xi}) * \delta(\vec{\xi} - \vec{\xi}_0) \right) \quad (4.3)$$

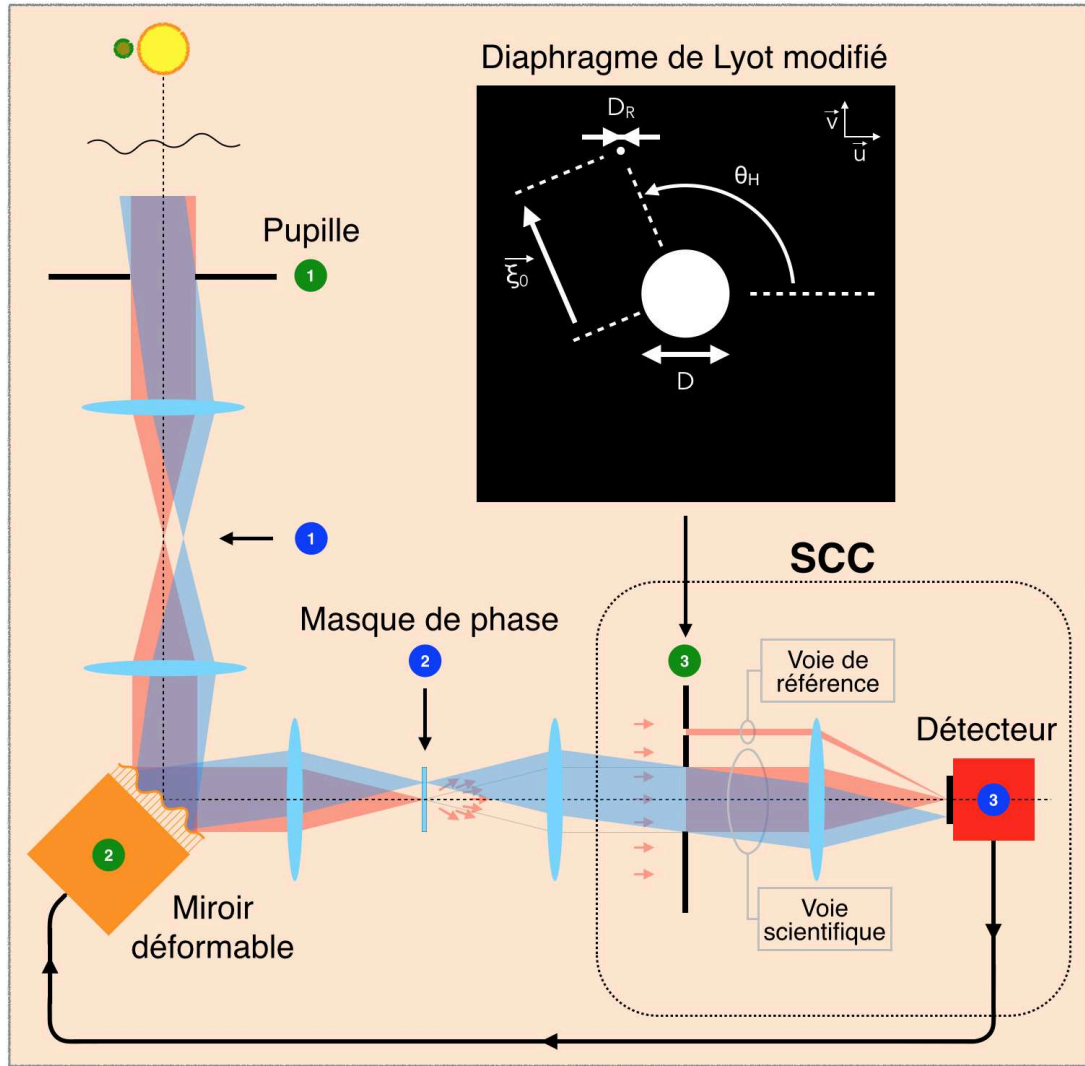


FIGURE 4.2 – Schéma de principe de la SCC basée sur un masque de Lyot modifié.

En définissant le champ électrique complexe de l'étoile au sein de la référence $\psi_R(\vec{\xi}, \lambda)$ telle que :

$$\psi_R(\vec{\xi} - \vec{\xi}_0, \lambda) = \left(P(1 + i\Phi) * \mathcal{F}^{-1}[M] \right) \cdot R(\vec{\xi} - \vec{\xi}_0) \quad (4.4)$$

et en utilisant la notation ψ_S définie par l'équation 3.6, le champ électrique complexe de l'étoile après le diaphragme de Lyot modifié devient :

$$\psi(\vec{\xi}, \lambda) = \psi_S(\vec{\xi}, \lambda) + \psi_R(\vec{\xi}, \lambda) * \delta(\vec{\xi} - \vec{\xi}_0). \quad (4.5)$$

En posant $A_R = \mathcal{F}[\psi_R]$ l'amplitude de la lumière passant par la référence, l'intensité lumineuse de l'étoile dans le plan focal de la SCC s'écrit alors :

$$\begin{aligned} I(\vec{\alpha}) &= |A_S|^2 + |A_R|^2 + 2\Re \left[A_S A_R^* \exp \left(\frac{2i\pi\vec{\alpha} \cdot \vec{\xi}_0}{\lambda} \right) \right] \\ &= I_S + I_R + 2\Re \left[A_S A_R^* \exp \left(\frac{2i\pi\vec{\alpha} \cdot \vec{\xi}_0}{\lambda} \right) \right] \end{aligned} \quad (4.6)$$

où A^* désigne le conjugué de A , $\Re[A]$ la partie réelle de A et $I_R = |A_R|^2$ l'intensité dans le plan focal de la lumière stellaire issue de la référence.

La lumière d'un compagnon hors axe, représentée en bleu sur le schéma, n'est pas diffractée à l'extérieur de l'ouverture centrale du diaphragme de Lyot. Par conséquent, son intensité I_C dans le plan focal du détecteur ne dépend pas de la présence de l'ouverture de référence (paragraphe 3.2.3). La lumière de l'étoile étant incohérente avec celle de son compagnon, l'intensité du système est la somme des intensités de chacune des composantes ce qui donne :

$$I(\vec{\alpha}) = I_S + I_C + I_R + 2\Re \left[A_S A_R^* \exp \left(\frac{2i\pi\vec{\alpha} \cdot \vec{\xi}_0}{\lambda} \right) \right] \quad (4.7)$$

Les trois premiers termes du membre droit de l'équation sont l'intensité stellaire du champ de *speckles* (c.-à-d., le résidu coronographique) que nous cherchons à minimiser, l'intensité du compagnon que nous cherchons à détecter et l'intensité stellaire issue de la référence. Ils ne donnent accès qu'au module carré des amplitudes complexes ce qui ne nous permet pas de remonter sans ambiguïté à A_S que l'on cherche à minimiser (paragraphe 3.4). Le dernier terme est le terme de modulation spatiale qui dépend directement de A_S et A_R . Il est à l'origine des franges visibles dans l'image SCC présentée à gauche de la figure 4.3. Cette image obtenue par simulation numérique couvre un champ de $20\lambda/D$ de côté. Afin de mieux voir le système de franges, j'ai artificiellement augmenté le flux de la référence. La période des franges en unité d'angle est égale à $\lambda/|\vec{\xi}_0|$.

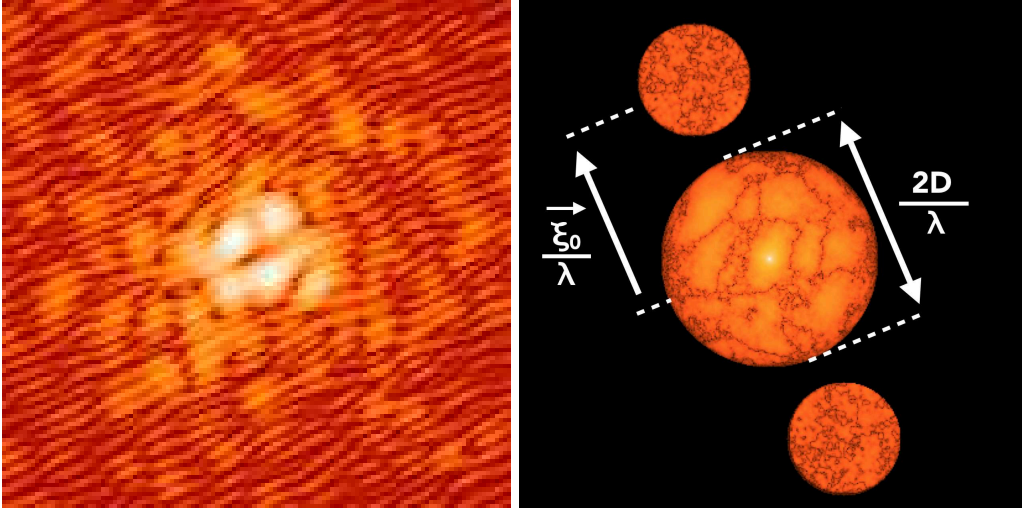


FIGURE 4.3 – À gauche, image SCC obtenue par simulation numérique. Le champ de vue couvert est un champ de $20\lambda/D$ de côté. À droite : la transformée de Fourier de l'image SCC.

Pour simplifier les équations, j'introduis les notations suivantes :

$$\begin{aligned} I_{cent} &= I_S + I_C + I_R \\ I_+ &= A_S^* A_R \\ I_- &= A_S A_R^* \end{aligned} \quad (4.8)$$

Pour obtenir une mesure de A_S et A_R contenus dans I_+ et I_- à partir de l'image SCC enregistrée sur le détecteur, nous prenons sa transformée de Fourier numérique¹. Ainsi, nous obtenons l'image de droite de la figure 4.3 sur laquelle j'ai reporté les principales dimensions. Elle est composée de trois composantes : une centrale et deux latérales. L'équation associée à cette transformée de Fourier peut s'écrire de la manière suivante :

$$\mathcal{F}^{-1}[I](\vec{\xi}) = \mathcal{F}^{-1}[I_{cent}] + \mathcal{F}^{-1}[I_+] * \delta\left(\vec{\xi} + \frac{\vec{\xi}_0}{\lambda}\right) + \mathcal{F}^{-1}[I_-] * \delta\left(\vec{\xi} - \frac{\vec{\xi}_0}{\lambda}\right) \quad (4.9)$$

Le premier terme de l'équation 4.9 correspond au pic central. Il contient la somme des pics d'autocorrélation des trois champs électriques ψ_S , ψ_C et ψ_R . Si l'on considère $\gamma \geq 1$, le diamètre du pic central est égal à D/λ . Les deux autres termes sont associés aux deux pics latéraux. Ce sont les pics de corrélation entre les lumières stellaires issues de l'ouverture classique et de l'ouverture de référence. Ils sont conjugués et contiennent par conséquent la même information même en présence de bruit de photons et de lecture, car la transformée de Fourier d'une image réelle a une symétrie hermitienne. Ils ont un rayon de $D(1 + 1/\gamma)/(2\lambda)$. Les trois pics ne sont pas superposés si la distance qui les sépare $\|\vec{\xi}_0\|$ est suffisamment grande [Galicher et al., 2010] :

$$\|\vec{\xi}_0\| > \frac{D}{2} \left(3 + \frac{1}{\gamma}\right) \quad (4.10)$$

Nous sélectionnons ensuite l'un des pics latéraux que l'on centre dans le plan de corrélation avant d'en faire la transformée de Fourier numérique. Cette opération permet d'obtenir I_+ ou I_- en fonction du pic latéral sélectionné. À partir de l'une de ces mesures, deux estimateurs ont été proposés pour corriger activement les *speckles* du plan focal. Dans le paragraphe suivant je présente celui que j'ai utilisé pendant ma thèse.

4.3 La SCC comme analyseur de surface d'onde en plan focal

L'objectif de la SCC comme analyseur de surface d'onde en plan focal est de minimiser l'intensité des *speckles* I_S qui masquent le signal I_C du compagnon. Comme le font remarquer Bordé & Traub [2006], la minimisation de l'amplitude complexe A_S par une méthode des moindres carrés permet d'atteindre cet objectif. Dans le cas de la SCC, Mazoyer [2014] a démontré que minimiser I_- est équivalent à minimiser A_S . Pour cela, l'amplitude de la référence A_R ne doit pas s'annuler à l'intérieur de la zone de correction. Avec N actionneurs dans le diamètre de la pupille, la plus haute fréquence spatiale accessible à la correction par le DM (Zone d'influence, ZI) est égale à $\sqrt{2} f_{DM} = \sqrt{2} (N/2) (\lambda/D)$. Par conséquent, pour que A_R soit différent de zéro au sein de la ZI, γ doit respecter la condition :

$$\gamma > \frac{N}{1,22\sqrt{2}} \quad (4.11)$$

La figure 4.4 présente des images en échelle logarithmique obtenues par simulations numérique de la référence pour trois valeurs de γ : $\gamma = 12$ à gauche, $\gamma = 16$ au centre et $\gamma = 20$ à droite.

1. Afin de ne pas multiplier les notations, j'utilise les mêmes notations pour les transformées de Fourier optiques et numériques. Par convention, je note \mathcal{F}^{-1} la transformée de Fourier utilisée pour passer dans le plan des fréquences spatiales

Sur chacune de ces images est reportée la zone d'influence d'un DM carré de 27 actionneurs de côté. Dans le premier cas, $\gamma = 12$, l'équation 4.11 n'est pas respectée. Par conséquent A_R s'annule dans la ZI. Dans les deux autres cas, l'équation 4.11 est respectée. Dans la pratique, nous choisirons une valeur de γ suffisamment grande pour que le flux de la référence au sein de la ZI soit relativement uniforme. Cependant, nous ne pouvons pas choisir γ trop grand car plus γ est grand plus D_R est petit et donc moins la référence est brillante. Une étude paramétrique sur la taille de la référence a été réalisée par Mazoyer et al. [2012].

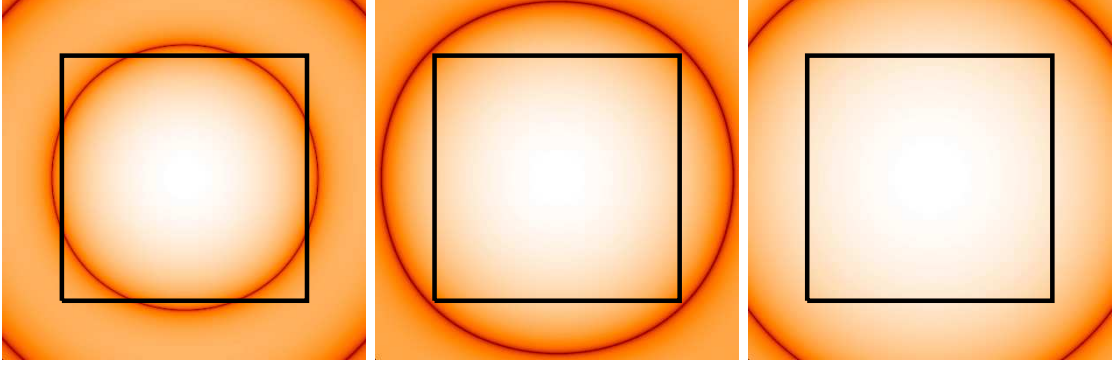


FIGURE 4.4 – Images en échelle logarithmique de la référence obtenues par simulation numérique dans les cas $\gamma = 12$ à gauche, $\gamma = 16$ au centre et $\gamma = 20$ à droite. Elles couvrent un champ de $40 \lambda/D$ de côté. Le cadre en trait plein noir représente la zone d'influence d'un DM de 27 d'actionneurs de côté.

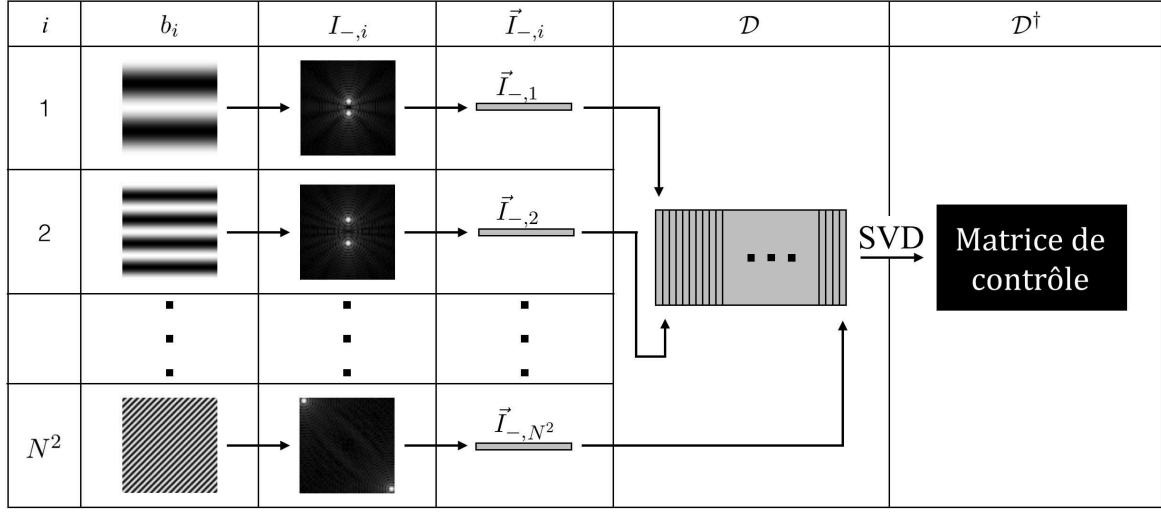
Si l'équation 4.11 est respectée, **nous pouvons utiliser I_- comme estimateur du champ électrique complexe des *speckles* en plan focal A_S .**

Pour minimiser I_- , nous utilisons une méthode, basée sur une matrice de contrôle, similaire à celle décrite dans le paragraphe 2.5.4. Il est donc pratique de mettre I_- sous la forme d'un vecteur que l'on note \vec{I}_- (voir paragraphe 4.4). Nous construisons la matrice de contrôle \mathcal{D}^\dagger , comme expliqué dans le paragraphe 2.5.4, en utilisant la base \mathcal{B} de Fourier qui est composée de N^2 fonctions sinus et cosinus (colonne b_i de la figure 4.5) que le DM peut reproduire [Poyneer et al., 2005]. L'utilisation de cette base présente plusieurs avantages. Comme le DM est en plan pupille, chaque fonction crée deux *speckles* localisés dans le plan focal du détecteur permettant d'atteindre un par un tous les *speckles* situés dans la zone d'influence du DM (Colonne I-i de la figure 4.5). Le fait que les *speckles* soient localisés dans le plan du détecteur est un avantage, car cela permet de maximiser le rapport signal à bruit des mesures de des $\vec{I}_{-,i}$ utilisés pour construire la matrice de contrôle (colonnes \vec{I}_- , \mathcal{D} et \mathcal{D}^\dagger de la figure 4.5).

Après avoir construit la matrice de contrôle, nous pouvons l'utiliser pour contrôler le DM en boucle fermée à partir des images SCC et ainsi minimiser I_- en utilisant les formules 2.22 et 2.23 qui s'écrivent ici :

$$s = \mathcal{D}^\dagger \cdot \vec{I}_- \quad \text{et} \quad S = S_{ini} - g \sum_{i=0}^{N^2} s_i b_i \quad (4.12)$$

Ainsi, nous minimisons l'intensité des *speckles* I_S à partir d'une mesure faite dans l'image scientifique, c'est-à-dire sans NCPA.

FIGURE 4.5 – Étapes suivies pour obtenir la matrice de contrôle \mathcal{D}^\dagger à partir des fonctions b_i de la base \mathcal{B}

4.4 L'estimateur SCC

Dans ce paragraphe, je présente toutes les étapes permettant de passer d'une image SCC I au vecteur \vec{I}_- . L'ensemble de ces étapes est résumé par la figure 4.7.

4.4.1 Échantillonnage sur le détecteur

Dans la pratique, l'image I est projetée sur la matrice de pixels d'un détecteur. Ici, je considère un détecteur carré de N_p pixels de côté et un échantillonnage de e pixels par élément de résolution (λ/D). Pour que la modulation spatiale du champ de *speckles* produit par la SCC soit exploitable, l'échantillonnage de sa période ($\lambda/|\vec{\xi}_0|$) doit satisfaire le critère de Shannon. Autrement dit, la période des franges doit être au minimum échantillonnée par deux pixels :

$$e \geq \frac{2|\vec{\xi}_0|}{D} \quad (4.13)$$

Cette image I , enregistrée par le détecteur, est représentée sur la figure (étape 1). Elle est constituée de $N_p \times N_p$ pixels de nombres réels.

4.4.2 Saturation du détecteur

Le détecteur a une capacité finie. Par conséquent, une partie des pixels peut être saturée. Nous verrons dans la suite que ces derniers sont essentiellement localisés à l'extérieur de la zone d'influence du DM (voir paragraphe 5.2.3) et au centre de l'image (residu stellaire). Ils sont à l'origine de hautes fréquences spatiales parasites dans les transformées de Fourier qui permettent d'obtenir I_- . Pour éviter qu'ils ne perturbent la mesure de l'estimateur, nous les filtrons en multipliant l'image SCC par un masque numérique noté \mathcal{M} . Celui-ci est construit en utilisant les polynômes de Butterworth afin que les bords des zones que nous souhaitons filtrer ne soient pas francs. En effet, l'utilisation d'un masque \mathcal{M} binaire à bords francs introduirait de hautes fréquences spatiales qui dégraderaient la qualité des transformées de Fourier ce que nous

voulons justement éviter. La figure 4.6 présente un masque \mathcal{M} qui permet de filtrer le signal des *speckles* situés à l'extérieur d'une zone carrée de $27 \lambda/D$ de côté. La multiplication de I par \mathcal{M} est représentée par l'étape 2 de la figure 4.7. Là encore, le résultat est une image de $N_p \times N_p$ pixels de nombres réels. L'étape suivante (numéro 3) représente la transformée de Fourier de $I\mathcal{M}$. Il s'agit d'une image de $N_p \times N_p$ pixels de nombres complexes.

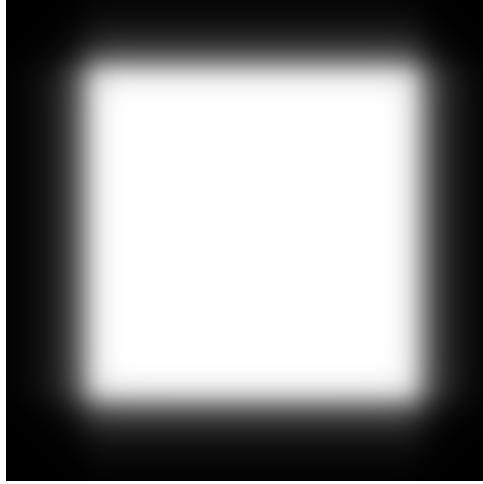


FIGURE 4.6 – Masques numériques \mathcal{M} utilisé pour filtrer le signal des *speckles* situés à l'extérieur d'une zone carrée de $27 \lambda/D$ de côté. Il couvre un champ de $40 \lambda/D$ de côté.

4.4.3 Ré-échantillonnage

Dans la pratique, nous sommes amenés à minimiser la taille de l'estimateur I_- pour réduire la taille des matrices \mathcal{D} et \mathcal{D}^\dagger . Puisque nous utilisons un DM avec un nombre fini d'actionneurs, celui-ci ne pourra réduire l'intensité des *speckles* qu'au sein de sa zone d'influence (voir paragraphe 3.4.1). Nous limitons alors l'estimation de I_- à cette zone et nous nous contentons de deux pixels par éléments de résolution. Puisque nous faisons deux transformées de Fourier successives pour obtenir I_- , il est possible de le ré-échantillonner pour diminuer sa taille sans perte d'information. Dans l'image transformée de Fourier de l'étape 3 de la figure 4.7, les pics latéraux $\mathcal{F}^{-1}[I_+]$ et $\mathcal{F}^{-1}[I_-]$ ont un diamètre de $N_p[1 + (1/\gamma)]/e$ pixels. Pour obtenir l'estimateur I_- , nous sélectionnons l'un de ces pics que nous centrons dans un tableau de $N \times N_p$ pixels de nombres complexes (étape 4). Avant de lui appliquer la seconde transformée de Fourier permettant d'obtenir I_- , nous redimensionnons le tableau à la limite de Shannon $2N_p[1 + (1/\gamma)]/e$ (étape 5). Ainsi, après la transformée de Fourier, chaque *speckles* dans le plan I_- est échantillonné par deux pixels de nombres complexes (étape 6). La zone d'influence du DM projetée sur I_- à une taille de $2N$ par $2N$ pixels. Puisque le DM n'a pas d'influence à l'extérieur de cette zone, l'information qui s'y trouve est superflue. Nous réduisons alors I_- à la zone d'influence du DM (étape 7), nous séparons sa partie réelle et sa partie imaginaire, $\Re[I_-]$ et $\Im[I_-]$ (étape 8) et nous les mettons sous forme de vecteurs (étape 9) que l'on concatène pour obtenir le vecteur réel \vec{I}_- de taille $K = 2(2N)^2$ (étape 10).

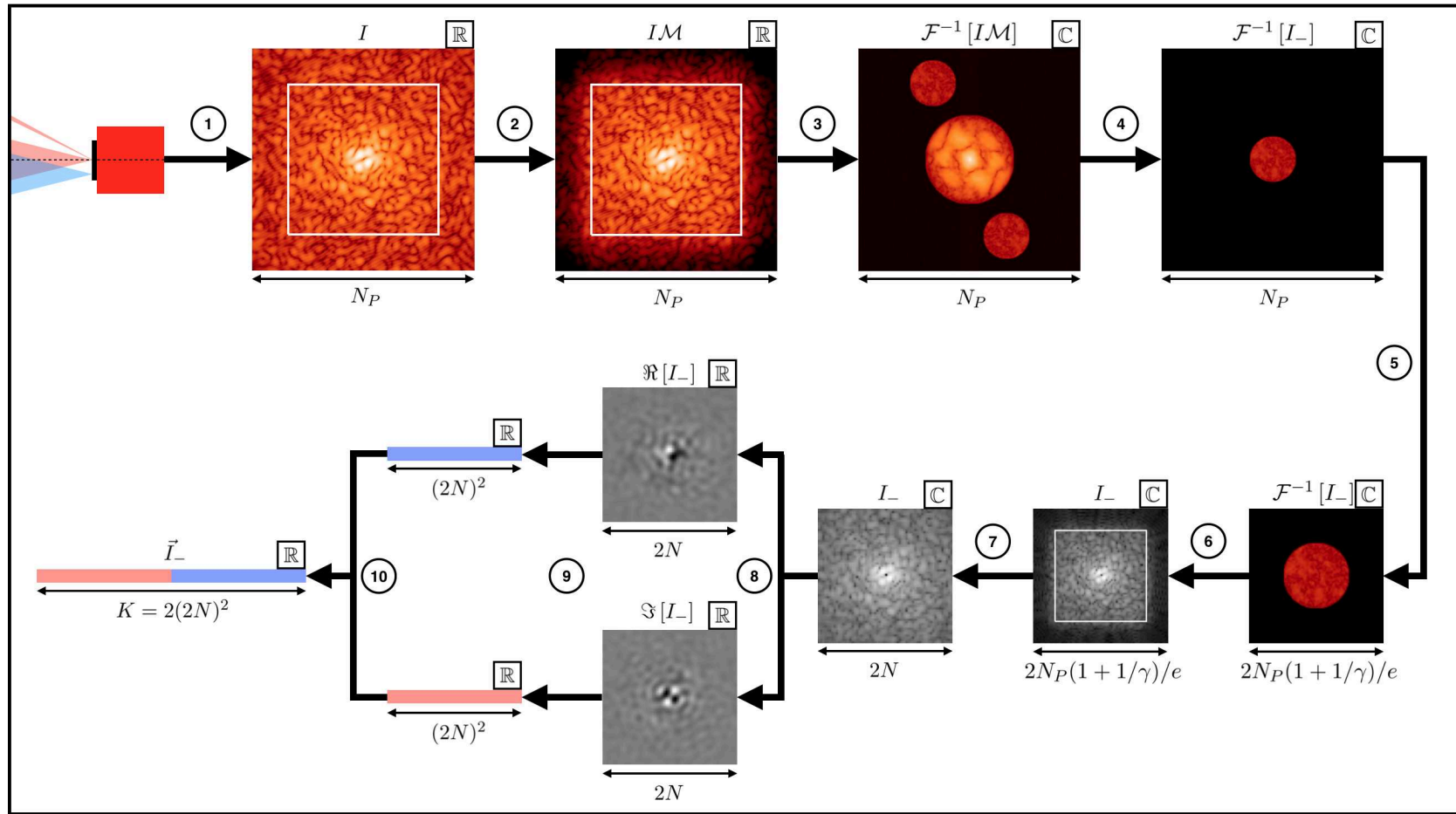


FIGURE 4.7 – Schéma des dix étapes suivies pour passer de I à \vec{I}_- : (1) Nous enregistrons une image. (2) Nous filtrons les *speckles* saturés. (3) Nous prenons la transformée de Fourier numérique de l'image filtrée. (4) Nous sélectionnons un pic de corrélation que nous centrons dans un tableau. (5) Nous réduisons la taille de ce tableau pour ajuster l'échantillonnage à la limite de Shannon. (6) Nous prenons la transformée de Fourier numérique de $\mathcal{F}^- [I_-]$. (7) Nous limitons I_- à la zone d'influence du DM (cadre blanc). (8) Nous séparons les parties réelle et imaginaire de I_- . (9) Nous mettons $\Re [I_-]$ et $\Im [I_-]$ sous forme de vecteurs. (10) Nous concaténons les vecteurs obtenus pour obtenir \vec{I}_- .

4.5 Simulation numérique de la SCC

Dans ce paragraphe, je propose une simulation numérique de la SCC en lumière monochromatique. Pour séparer les potentielles sources de limitation, je considère un coronographe numérique parfait [Cavarroc et al., 2006]. Les résultats obtenus seront utilisés comme référence dans la suite de ce mémoire. Par conséquent, j’ai fait le choix de baser ces simulations numériques sur des paramètres similaires à ceux qui ont été choisis pour l’expérience en laboratoire décrite dans le chapitre 5. Elles doivent également reproduire différents effets indissociables des expériences en laboratoire : présence d’aberrations de phase et d’amplitude, nombre limité de degrés de liberté du DM, bruit de photons, bruit de lecture et saturation du détecteur.

4.5.1 Paramètres de simulation

Dans cette simulation, je considère une source de lumière monochromatique $\lambda = 637$ nm. Elle éclaire une pupille de diamètre D_P dans laquelle j’introduis des aberrations de phase caractérisées par une écart type de 10 nm et une densité spectrale de puissance (DSP) variant en $f^{-2,3}$ ainsi que des aberrations d’amplitude caractérisées par un niveau de 5% RMS et une DSP variant en f^{-1} . Je rappelle que les aberrations de phase $\phi(\vec{\xi})$ et d’amplitude $a(\vec{\xi})$ sont de moyenne spatiale nulle. La figure 4.8 présente les tirages aléatoires de la phase et de l’amplitude utilisées pour la simulation numérique que je présente dans ce paragraphe.

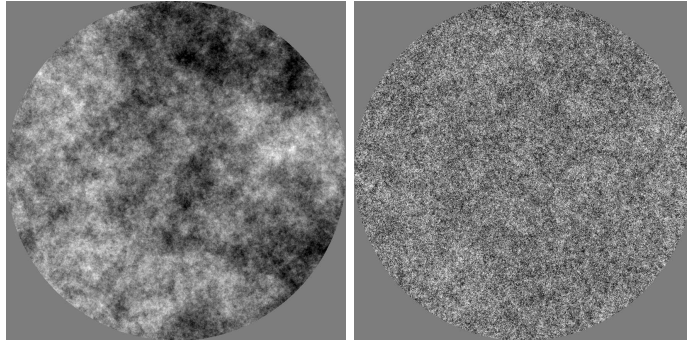


FIGURE 4.8 – Aberrations de phase (à gauche) et d’amplitude (à droite) utilisées dans cette simulation.

Le DM placé en plan pupille repose sur une matrice carrée de 27 actionneurs de côté dans laquelle la pupille est inscrite. Le diaphragme de Lyot modifié contient une ouverture classique de diamètre $D = D_P$ et une ouverture de référence caractérisée par les paramètres $\gamma = 25$, $\theta_H = +115^\circ$ et $\xi_0 = 1,8 D$ (voir paragraphe 4.2). Puisque le coronographe numérique utilisé ne reproduit pas le flux diffracté par un coronographe réel dans le plan de Lyot, j’introduis numériquement un flux au sein de la référence similaire à celui mesuré en laboratoire. Finalement, je considère un détecteur avec un bruit de lecture de $3,2 e^-$ par pixel et une capacité de $60\,000 e^-$ par pixel. Je reproduis également le bruit de photon et j’utilise un échantillonnage de 6,25 pixels par élément de résolution. L’essentiel des paramètres de simulation est résumé dans le tableau 4.1.

Comme nous l’avons vu dans le paragraphe 3.4.1, avec un DM en plan pupille, nous pouvons choisir soit de corriger uniquement les aberrations de phase dans l’ensemble de la zone d’influence du DM (figure 4.9 gauche) soit de corriger les aberrations de phase et d’amplitude dans la moitié

4.5. Simulation numérique de la SCC

Source de lumière	$\lambda = 637 \text{ nm}$
Aberrations de phase	DSP : $f^{-2,3}$, 10 nm RMS
Aberrations d'amplitude	DSP : f^{-1} , 5% RMS
Miroir déformable	$\mathcal{N} = N = 27$
Coronographe utilisé	Coronographe parfait
Diaphragme de Lyot	$\gamma = 25 \quad \xi_0 = 1,8 D \quad \theta_H = +115^\circ$
Bruit de lecture	$3,2 \text{ e}^-/\text{pixel}$
Capacité du détecteur	$60\,000 \text{ e}^-/\text{pixel}$
Échantillonnage	6,25 pixels par λ/D

TABLE 4.1 – Résumé des paramètres utilisés pour cette simulation numérique.

de ZI (figure 4.9 centre). Dans cette simulation, je choisis dans un premier temps de corriger uniquement les aberrations de phase dans une zone carrée de $27 \lambda/D$ de côté (correction FDH) avant de corriger les deux types d'aberrations dans une zone rectangulaire de $13,5 \lambda/D$ par $27 \lambda/D$ (correction HDH). La zone de mesure du contraste (ZM) définie uniquement dans le cas de la correction HDH est une zone rectangulaire de $10,5 \lambda/D$ par $24 \lambda/D$. La figure 4.9 présente les différentes zones d'intérêts associées à la correction FDH à gauche et HDH au centre.

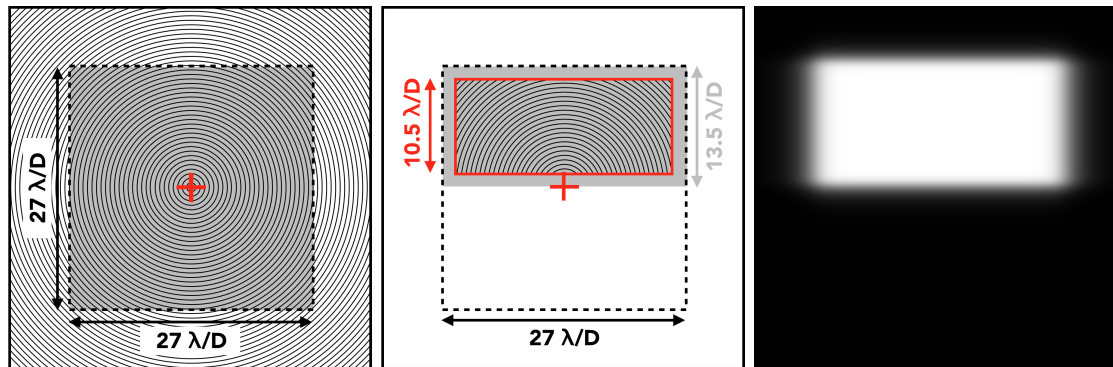


FIGURE 4.9 – Zones d'intérêts associées à la correction FDH à gauche et HDH au centre. Les bords des ZI sont représentés par des lignes pointillées noires, les DH par des surfaces grises et les bords de la ZM, associée à la correction HDH, sont représentés par une ligne rouge. Les cercles et arcs de cercle concentriques délimitent les anneaux dans lesquels sont calculés les courbes de contraste. À droite, le masque \mathcal{M}_H utilisé pour les corrections HDH de la simulation numérique. Les deux schémas ainsi que le masque couvrent un champ de $40 \lambda/D$ de côté.

Lorsque nous voulons corriger une partie réduite de la zone d'influence du DM comme c'est le cas pour la correction HDH, nous utilisons le masque numérique \mathcal{M} défini dans le paragraphe 4.4. Il suffit d'adapter sa forme à la zone que nous souhaitons corriger. Pour les corrections FDH de cette simulation j'utilise le masque présenté par la figure 4.6, que je note ici \mathcal{M}_F , alors que pour les corrections HDH j'utilise le masque présenté par la figure 4.9 (à droite), que je note \mathcal{M}_H .

4.5.2 Résultats et méthodes de mesure des performances

Initialement le DM reçoit une commande S_0 quelconque. Dans mes simulations numériques, S_0 est une commande nulle de taille $N \times N$. La figure 4.10 présente l'image SCC I_0 enregistrée pour cette commande.

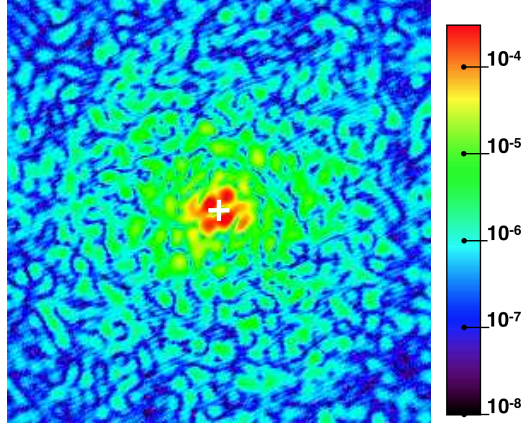


FIGURE 4.10 – Image SCC normalisée obtenue en considérant les paramètres présentés dans le tableau 4.1. L'image couvre un champ de $40 \lambda/D$ de côté.

Le maximum de cette image normalisée au maximum de l'image non coronographiée est de $5 \cdot 10^{-4}$. Je fixe alors le temps de pose de telle sorte qu'une intensité normalisée de $2 \cdot 10^{-7}$ corresponde à $17 e^-$. Dans ce cas une intensité normalisée de $5 \cdot 10^{-4}$ correspond à $42\,500 e^-$ ce qui est inférieur à la capacité des pixels du détecteur.

Je commence par corriger les aberrations de phase dans l'ensemble de la zone d'influence du DM. Pour cela, je construis une matrice de contrôle \mathcal{D}^\dagger en utilisant la procédure décrite dans le paragraphe 2.5.4. À partir de cette matrice et de l'image I_0 , je peux obtenir, en utilisant les équations 2.22 et 2.23, la commande S_1 qui permet de minimiser l'intensité du champ de *speckles* I_S dans la zone d'influence du DM. Dans cette simulation numérique, je fixe le gain g de la correction à 1. L'image obtenue en appliquant la commande S_1 est noté I_1 . Toujours en utilisant la matrice de contrôle \mathcal{D}^\dagger , nous pouvons obtenir une commande S_2 à partir de I_1 . En répétant cette procédure, je parviens à corriger les *speckles* en boucle fermée. La figure 4.11 présente les images SCC normalisées obtenues au cours des trois premières itérations. Sur chacune de ces images est reporté le DH qui est la zone où j'ai essayé de minimiser I_S .

On constate que les trois images sont similaires ce qui indique que la correction a convergé en une itération. Puisqu'il reste des *speckles* dans le DH, la correction est limitée. Les franges sont toujours visibles dans le DH ce qui indique que la correction n'est pas limitée par le codage spatial des *speckles*. Je continue la correction à partir de l'image I_3 en corrigeant simultanément les aberrations de phase et d'amplitude dans le DH présenté par le schéma au centre de la figure 4.9. Avant cela, j'ajuste le temps de pose. En effet, la correction des aberrations de phase a diminuée l'intensité maximale de l'image SCC d'un facteur 20 la faisant passer de $5 \cdot 10^{-4}$ dans l'image I_0 à $2,5 \cdot 10^{-5}$ dans l'image I_3 ce qui correspond à $2\,125 e^-$ soit environ 4% de la capacité du détecteur. Pour exploiter au mieux le détecteur, j'ajuste le temps de pose en le multipliant par un facteur 20. Autrement dit, je fais correspondre une intensité normalisée de 10^{-8} à $17 e^-$. De cette manière, le maximum de I_3 correspond de nouveau à $42\,500 e^-$.

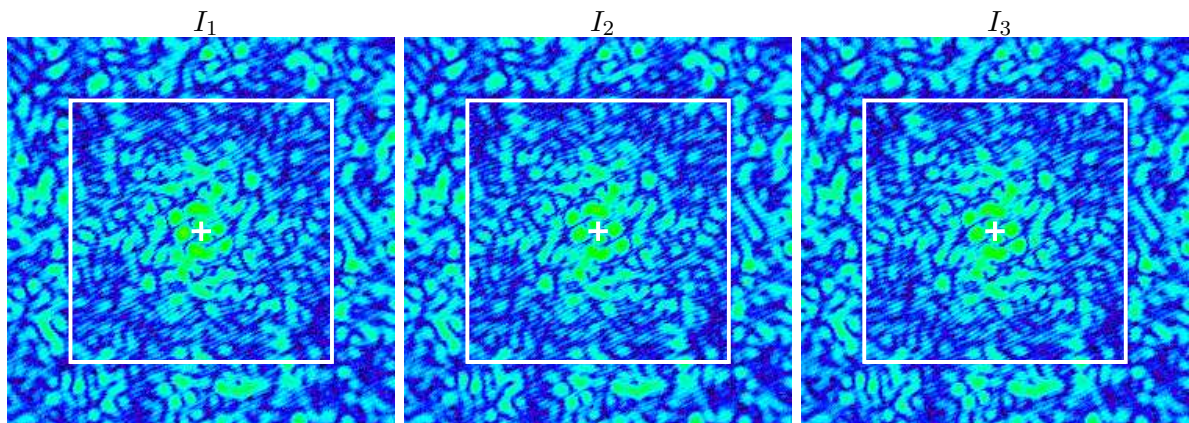


FIGURE 4.11 – Images SCC normalisées obtenues pendant les trois premières itérations de la correction. L'échelle de couleur et la taille des images sont les mêmes que celles utilisées par la figure 4.10

Pour limiter la correction à la moitié de ZI, j'utilise le masque \mathcal{M}_H (voir figure 4.9). Toujours en utilisant la matrice \mathcal{D}^\dagger , je calcule à partir de l'image SCC I_3 la commande S_4 qui permet d'obtenir I_4 . En répétant cette opération, j'obtiens les images SCC présentées sur la figure 4.12.

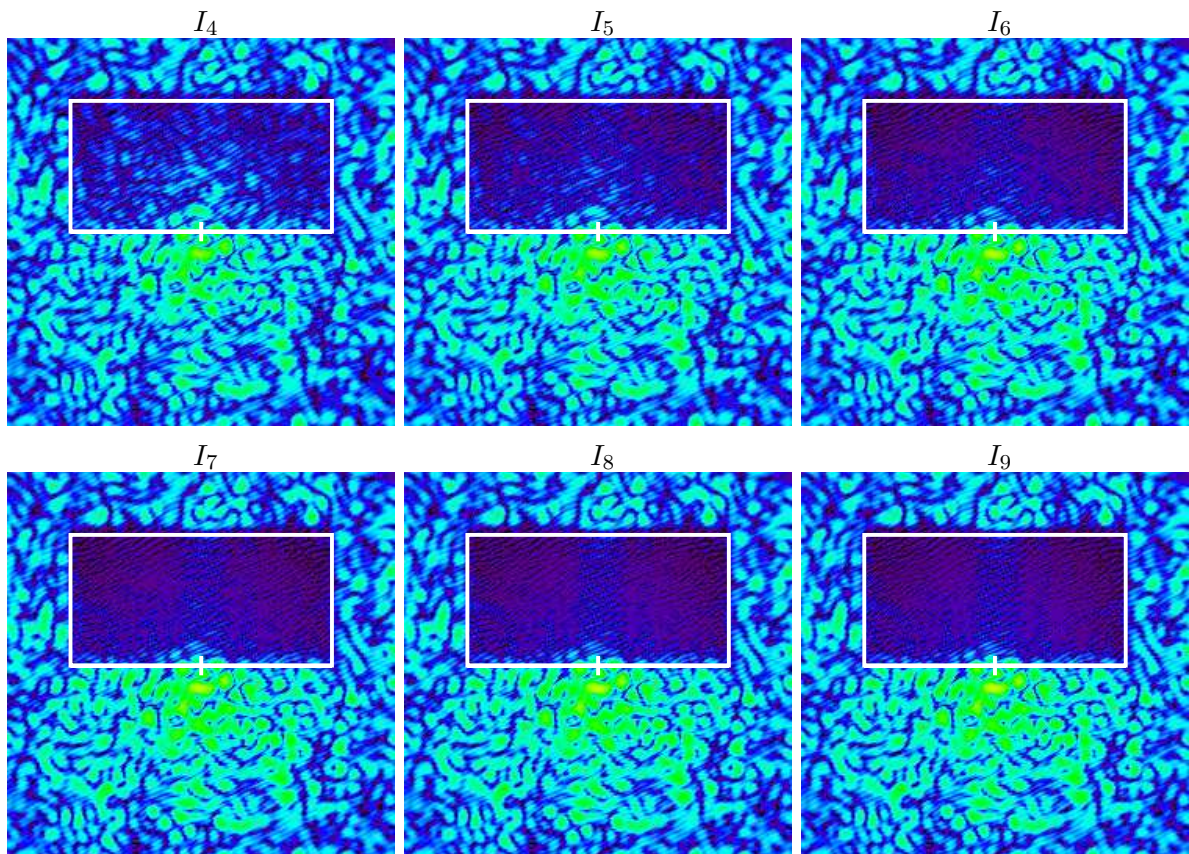


FIGURE 4.12 – Images SCC normalisées obtenues pendant les itérations 4 à 9 de la correction. L'échelle de couleur et la taille des images sont les mêmes que celles utilisées par la figure 4.10

Contrairement à la correction FDH, trois itérations sont nécessaires pour que la correction converge. Puisque les franges sont toujours visibles dans le DH, la correction n'est pas limitée par le codage spatial des *speckles*. En comparant l'image I_9 à l'image I_0 , nous constatons qu'en lumière monochromatique, l'intensité des *speckles* présents initialement dans le DH, a été fortement diminuée. Si nous comparons maintenant les images I_3 et I_9 nous pouvons constater que la correction HDH est plus efficace que la correction FDH. Nous déduisons alors que la correction FDH est limitée par les aberrations d'amplitude qu'elle ne permet pas de corriger. Comme nous cherchons à réduire au maximum l'intensité des *speckles*, je présente essentiellement dans ce mémoire des résultats obtenus grâce à des corrections HDH. En regardant maintenant les images I_3 à I_9 , nous remarquons que l'intensité des *speckles* dans la partie inférieure de la zone d'influence du DM se dégrade progressivement. En effet, contrairement à ce que nous disons par abus de langage, nous ne corrigeons pas les aberrations d'amplitude dans le DH de la correction HDH. En réalité, nous compensons les effets des aberrations d'amplitude dans le DH en introduisant une aberration de phase avec le DM, ce qui dégrade la partie de la zone d'influence qui se trouve en dehors du DH.

Pour juger de l'efficacité de nos corrections, nous utilisons deux critères : la courbe de contraste et la fonction cumulative. La courbe de contraste est l'écart type de l'intensité calculée dans des couronnes concentriques de $0,5 \lambda/D$ d'épaisseur centrées sur l'axe optique (voir figure 4.9). Elle donne accès au niveau à 1σ du résidu stellaire après correction pour chaque séparation angulaire. Les courbes de contraste associées aux images I_0 , I_3 et I_9 sont présentées à gauche de la figure 4.14. Celles associées aux images I_0 et I_3 , respectivement en noire et en bleue, sont calculées dans tout le champ de l'image alors que celle qui est associée à l'image I_9 (en rouge) est calculée dans la ZM pour ne pas être biaisée par les *speckles* non corrigés. En corrigeant les deux types d'aberrations, nous sommes capables d'atteindre, dans cette simulation, des contrastes inférieurs à $4 \cdot 10^{-8}$ entre 5 et $17 \lambda/D$ et d'améliorer d'un facteur ≈ 100 la performance sans correction et d'un facteur ≈ 20 la performance de la correction FDH.

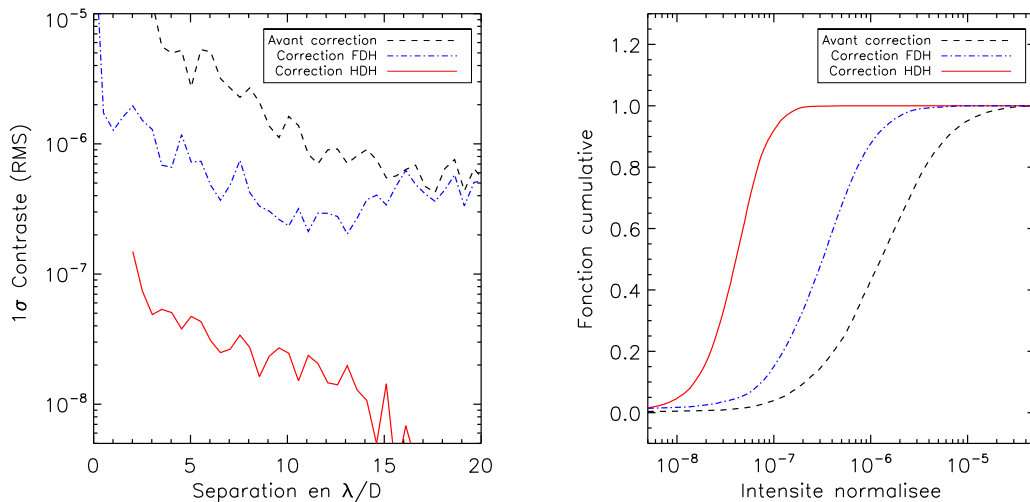


FIGURE 4.13 – Courbes de contraste à gauche et fonctions cumulatives à droite associées aux images I_0 (lignes pointillées noires), I_3 obtenue après la correction FDH (lignes trait-pointillées bleues) et I_9 obtenue après la correction HDH (lignes pleines rouges).

Les fonctions cumulatives sont calculées dans une zone déterminée. Pour pouvoir comparer les fonctions cumulatives de plusieurs images cette zone doit être la même. Ici, je calcule les fonctions cumulatives associées aux images I_0 , I_3 et I_9 dans la zone de mesure du contraste (ZM) associée à l'image I_9 . Pour les calculer, je choisis une gamme d'intensités normalisées $\{h\}$. Je choisis ici une gamme volontairement large qui contient des valeurs d'intensités normalisées h_i uniformément réparties sur une échelle logarithmique allant de 10^{-10} à 1. Pour chaque h_i , je définis p_i comme le rapport entre le nombre de pixels dont l'intensité est inférieure à h_i et le nombre de pixels dans la ZM. La grandeur p_i estime donc l'aire relative dans la ZM où l'intensité normalisée est inférieure ou égale à h_i . La fonction cumulative associée à I_9 est présentée à droite de la figure 4.14 (ligne pleine rouge). Elle est comparée aux fonctions cumulatives associées aux images I_0 (ligne pointillée noire) et I_3 (ligne trait-pointillée bleue). Contrairement aux courbes de contraste, les fonctions cumulatives donnent des informations globales sur l'intensité dans la ZM. On peut par exemple lire l'intensité médiane au sein de la ZM qui est de $1,4 \cdot 10^{-6}$ dans l'image I_0 , de $4,1 \cdot 10^{-7}$ dans l'image I_3 et de $4,1 \cdot 10^{-8}$ dans l'image I_9 .

Pour comprendre quel est le paramètre qui limite la correction, j'ai refait trois fois la même simulation numérique en modifiant à chaque fois un paramètre. Alors que l'image I_9 de la figure 4.12 est obtenue pour une simulation dans laquelle je considère des aberrations d'amplitude (a), des aberrations de phase (ϕ) et des bruits de lecture et de photons (b), l'image SCC présentée à gauche de la figure 4.14 est obtenue en supprimant les aberrations d'amplitude ($b + \phi$), celle du centre en supprimant les bruits de lecture et de photons ($a + \phi$) et celle de droite en supprimant les aberrations de phase ($a + b$).

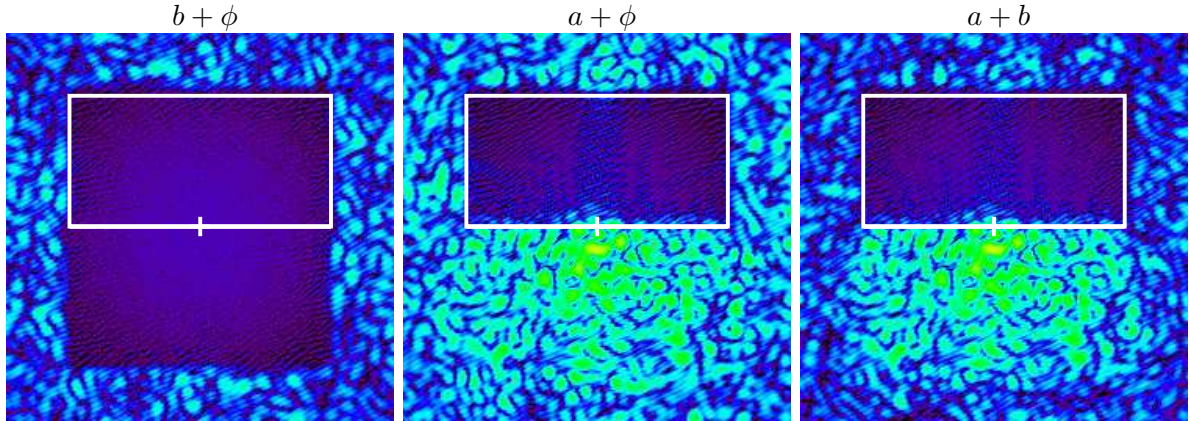


FIGURE 4.14 – Images SCC normalisées obtenues à la neuvième itération de simulations numériques faites sans aberration d'amplitude à gauche, sans bruit de lecture et de photons au centre et sans aberration de phase à droite. L'échelle de couleur et la taille des images sont les mêmes que celles utilisées par la figure 4.10

Dans l'image SCC ($b + \phi$) obtenue avec des aberrations de phase et du bruit, l'ensemble des *speckles* initialement présents dans la zone d'influence du DM ont été corrigés, et ce même si je ne les ai corrigés que dans le DH du haut (cadre blanc). En effet, les aberrations de phase induisent des *speckles* symétriques par rapport à l'axe optique de l'instrument comme nous pouvons le voir à l'extérieur de la zone d'influence du DM. La correction d'un *speckle* entraîne la correction de son symétrique. Par conséquent, corriger les *speckles* dans la moitié de la zone d'influence du DH est équivalent à corriger la totalité de la ZI.

L'image SCC ($a + \phi$) obtenue sans bruit est très similaire à l'image I_9 de la figure 4.12 obtenue à partir de la simulation complète ($a + b + \phi$). En effet, au cours de la simulation avec bruit (image I_9), j'ai ajusté le temps de pose de telle sorte que le signal à l'intérieur du DH soit toujours supérieur aux bruits de photons et de lecture. Par conséquent, ces bruits ne perturbaient pas la correction.

Finalement, l'image ($a + b$), obtenue avec des aberrations d'amplitude et du bruit, est de nouveau similaire à l'image I_9 . Les *speckles* situés à l'extérieur du DH sont moins intenses, car je considère moins d'aberrations ($\phi = 0$).

La figure 4.15 présente les courbes de contraste et les fonctions cumulatives associées aux images de la figure 4.14 ainsi que celles associées à l'image I_9 de la figure 4.12. Les courbes de contraste montrent que, dans cette simulation, les performances atteintes en fin de correction sont limitées par le niveau des aberrations d'amplitude, ce qui correspond à ce que nous observons en laboratoire comme nous allons le voir dans le chapitre suivant. Les fonctions cumulatives quant à elles sont limitées à une intensité médiane de $4,1 \cdot 10^{-8}$ qui correspond à l'intensité médiane de la référence dont l'éclairement est quasi uniforme dans le DH. Ceci ne fait qu'ajouter du bruit de photons à la détection. Nous pouvons imaginer un système qui adapte son diamètre afin de réduire l'intensité de la référence dans le DH.

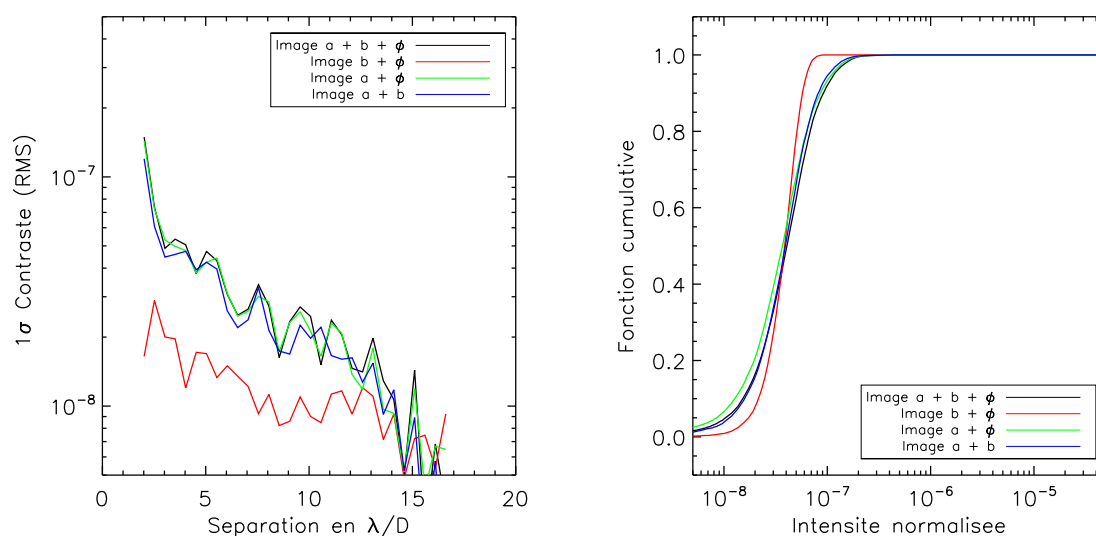


FIGURE 4.15 – Courbes de contraste à gauche et fonctions cumulatives à droite associées aux images obtenue sans aberration d'amplitude ($a + b$, lignes rouges), sans bruit ($a + \phi$, lignes vertes) et sans aberration de phase ($b + \phi$, lignes bleues) et à la simulation complète ($a + b + \phi$, lignes noires).

Chapitre 5

Le banc très haute dynamique

Ce chapitre est dédié au banc très haute dynamique (THD). Au début de ma thèse, celui-ci était déjà opérationnel. Cependant, pour pouvoir faire certains tests, j'ai dû apporter des modifications que je mettrai en avant en temps voulu. Dans un premier temps, je fais une présentation globale du banc et de ses objectifs. Puis, je décris en détail les éléments clés qui le composent. Je présente ensuite les procédures utilisées pour étalonner les images en flux. Finalement, je présente des images obtenues en lumière monochromatique et polychromatique sur le banc THD en associant la SCC à un FQPM.

Sommaire

5.1	Objectifs et description globale	83
5.2	Description détaillée des principaux composants	85
5.2.1	Module d'injection	85
5.2.2	Miroir <i>tip-tilt</i> et méthode de centrage du faisceau	87
5.2.3	Miroirs déformables	88
5.2.4	Diaphragme de Lyot	90
5.2.5	Détecteurs	91
5.3	Procédures d'étalonnage du flux	93
5.3.1	En lumière monochromatique	93
5.3.2	En larges bandes spectrales	94
5.4	Performance en laboratoire de la combinaison FQPM-SCC	95

5.1 Objectifs et description globale

Le banc THD a été conçu pour tester différentes techniques d'imagerie à haute dynamique dans des conditions similaires. Assemblé essentiellement pendant la thèse de Marion Mas, le banc a, au cours des premières années de son exploitation, surtout servi à développer la SCC en laboratoire [Baudoz et al., 2012; Mas et al., 2012; Mazoyer et al., 2013, 2014a]. Il a également été utilisé par Marion Mas pour prouver l'efficacité d'une méthode de contrôle des aberrations de basculement [Mas et al., 2012]. Au cours de ma thèse, il m'a permis de tester plusieurs prototypes de coronographes à masque de phase conçus pour travailler en lumière polychromatique (voir partie IV). Il m'a également permis de tester une nouvelle version de la SCC (voir partie V). En 2015-2016, il a été modifié pour devenir le THD-2. Cette nouvelle version du banc a été optimisée pour étudier la correction des aberrations d'amplitude ainsi que les problématiques liées au chromatisme tout en conservant les objectifs initiaux du THD. En effet, comme je l'ai indiqué dans le paragraphe 3.5.3, ce banc se veut accessible à la communauté. Actuellement, il est au cœur de plusieurs collaborations nationales et internationales qui visent à tester différents concepts dédiés à l'imagerie haute dynamique dans des conditions expérimentales similaires : coronographes et analyseurs de surface d'onde. Puisque j'ai essentiellement travaillé avec la première version du banc THD, je me limite à la description de celle-ci.

En vue des objectifs à atteindre, il a fallu mettre le banc THD dans un environnement contrôlé. Le banc a été placé dans une salle blanche pressurisée de classe 10 000¹ pour limiter la présence de poussières dans la salle. En effet, les poussières présentes sur les optiques diffusent de la lumière qui parasite les mesures. Le banc optique est sur une table conçue pour minimiser la propagation des vibrations hautes fréquences. De plus, il repose sur système hydraulique permettant d'amortir les vibrations en provenance du sol. Pour minimiser les mouvements d'air à proximité des éléments qui composent le banc, la quasi-totalité a été mise dans un coffrage construit directement sur la table. Seuls les détecteurs sont à l'extérieur du coffrage, car ils chauffent et ventilent de l'air. Les cellules de convection produites au sein du coffrage ont une énergie proportionnelle à la hauteur du coffrage au cube. Elles ont été minimisées en choisissant des éléments optiques permettant au faisceau de se propager proche de la table (8,5 cm). Les gradients de température pouvant être à l'origine de mouvement d'air, ils ont été réduits d'une part en thermalisant la salle blanche au dixième de degrés et d'autre part en déplaçant les systèmes électroniques qui pouvaient l'être dans la salle contrôle mitoyenne à la salle blanche. Grâce à un grand nombre de moteurs et à des éléments contrôlables à distance, l'essentiel des opérations peut être fait depuis la salle de contrôle en limitant la présence humaine dans la salle blanche.

La figure 5.1 est un schéma du banc THD. Les dimensions et l'orientation des différents éléments sont globalement respectées. Le faisceau (en rouge) a été volontairement agrandi. Un module d'injection de lumière (5.2.1) situé à l'extérieur de la salle blanche alimente le banc *via* une fibre optique monomode qui joue le rôle d'une source de lumière ponctuelle non résolue angulairement. Elle est fixe et sert de référence pour l'alignement du banc. À sa sortie la lumière se propage dans un faisceau divergent. Celui-ci traverse dans un premier temps une roue à filtres puis il est collimaté par une parabole hors axe (PHA-1) qui réfléchit le faisceau vers un miroir

1. Une salle blanche de classe 10 000 ou encore ISO-7 est une salle blanche qui contient moins de 352 000 particules de 0,5 μm , 83 200 particules de 1 μm et 2 930 particules de 5 μm par mètre cube d'air.

5.1. Objectifs et description globale

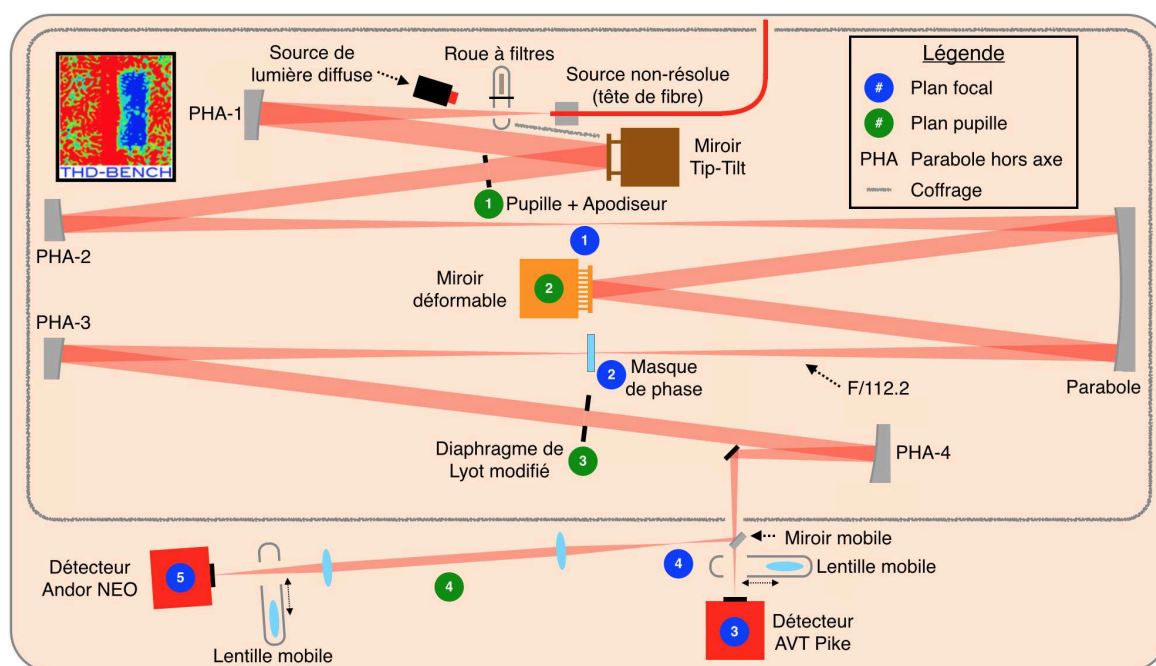


FIGURE 5.1 – Schéma de principe du banc THD. Les différents plans focaux et plans pupilles ont été mis en évidence par des pastilles numérotées respectivement bleues et vertes.

tip-tilt (paragraphe 5.2.2) situé à 90 mm du premier plan pupille du banc. Le diamètre de celle-ci est fixé à 8,1 mm. Le faisceau peut être apodisé à ce niveau-là en mettant un apodiseur très proche de la pupille. Après ce plan pupille, le faisceau est intercepté par la seconde parabole hors axe (PHA-2) qui focalise le faisceau dans un plan focal vide. Le faisceau est ensuite réfléchi une première fois par une parabole, puis par un DM situé dans le second plan pupille (paragraphe 5.2.3). Le DM renvoie le faisceau sur la parabole qui le fait converger dans le second plan focal du banc. C'est dans ce plan que se trouve le masque de phase coronographique. La lumière est ensuite interceptée et collimatée par la troisième parabole hors axe (PHA-3). Elle traverse ensuite le Lyot stop modifié (paragraphe 5.2.4) situé dans le troisième plan pupille et est interceptée par la dernière parabole hors axe (PHA-4). Celle-ci focalise de nouveau le faisceau. Un miroir plan le replie pour l'envoyer à l'extérieur du coffrage dans lequel se trouvent toutes les optiques précédentes. Là, deux détecteurs sont à notre disposition : le détecteur Pike et le détecteur NEO. Ils se trouvent tous deux dans un plan focal et sont décrits en détail dans le paragraphe 5.2.5. Dans le cas où nous utilisons le détecteur NEO, un système composé d'un miroir plan et de deux lentilles fait l'image du plan focal sur le détecteur avec un grandissement de 1. Finalement, il est possible de faire l'image du plan pupille sur les détecteurs en ajoutant dans le faisceau des lentilles situées sur des montures motorisées (lentille mobile, sur la figure 5.1).

Les paraboles hors axe et la parabole sont issues de paraboles en Zerodur². Des mesures de surface ont permis d'estimer que leur rugosité de surface est de l'ordre de quelques nanomètres RMS. Les focales, notées F , des première et quatrième paraboles hors axe (PHA-1 et PHA-4) sont égales à 505,9 mm. Celles de la deuxième et troisième (PHA-2 et PHA-3) sont égales

2. Le Zerodur est un type de verre jouissant d'une grande stabilité thermique et d'un coefficient de dilatation très faible.

à 908,7 mm ce qui correspond à une ouverture $F/D = 112,2$ au niveau du masque de phase.

La roue à filtres située juste après la fibre d'injection (figure 5.1) dispose de quatre emplacements. L'un est vide, deux sont occupés par des densités "neutres" et le quatrième par un miroir plan incliné dont le côté réfléchissant fait face à PHA-1. Le verso de ce miroir est opaque. Ces éléments nous permettent d'accéder à différents modes du banc sans modifier le flux de la source :

- Le mode **correction** dans lequel nous faisons l'essentiel de nos tests utilise l'emplacement vide de la roue.
- Le mode *sky* permet d'enregistrer des *sky* avec les détecteurs. Pour cela, on place le miroir devant le faisceau qu'il intercepte avec son côté opaque.
- Le mode *flat* permet d'éclairer uniformément les plans focaux avec une source de lumière diffuse qui se reflète sur le miroir de la roue à filtre. Ce mode permet de faire des *flats* des détecteurs. Il est également utilisé dans la procédure d'alignement des détecteurs par rapport au masque coronographique.
- Les deux densités "neutres"³ permettent de réduire le flux de la source sans avoir à modifier sa puissance. Dans la suite du manuscrit, les deux densités sont notées ND4 et ND6. Leur pouvoir d'atténuation, noté η , est respectivement de 10^4 et de $8 \cdot 10^5$ à 637 nm.

Pour certains tests, des modifications ont été apportées au banc. Celles-ci seront décrites dans ce manuscrit en temps voulu.

5.2 Description détaillée des principaux composants

Je décris ici les éléments clefs du banc THD à savoir : le module d'injection, le miroir *tip-tilt*, le miroir déformable, le diaphragme de Lyot et les détecteurs.

5.2.1 Module d'injection

Comme je l'ai indiqué dans la partie 5.4, le banc est alimenté en lumière par un module d'injection situé en dehors de la salle blanche. Le rôle de ce dernier est de fournir en temps réel le spectre et le flux de la lumière envoyée au banc THD pour faciliter l'étalonnage photométrique (voir paragraphe 5.3).

Dans ce chapitre, je décris en détail ce module schématisé sur la figure 5.2. Celui-ci est composé de deux sources et d'un système d'étalonnage.

Les sources

Nous avons à notre disposition deux sources de lumière. La première est une diode laser fibrée stabilisée en température d'une puissance de 70 mW. Elle produit une lumière de largeur spectrale $\Delta\lambda$ inférieure à 1 nm centrée autour d'une longueur d'onde centrale $\lambda_0 = 637$ nm. La seconde est une source supercontinuum (Fianium WL-SC450-2) capable de produire une lumière polychromatique dans une gamme de longueurs d'onde allant de 450 à 2400 nm pour une puissance totale de 2,4 W (données constructeur). Afin de ne pas endommager les optiques

3. Le paragraphe 5.3 explique les guillemets autour du "neutre".

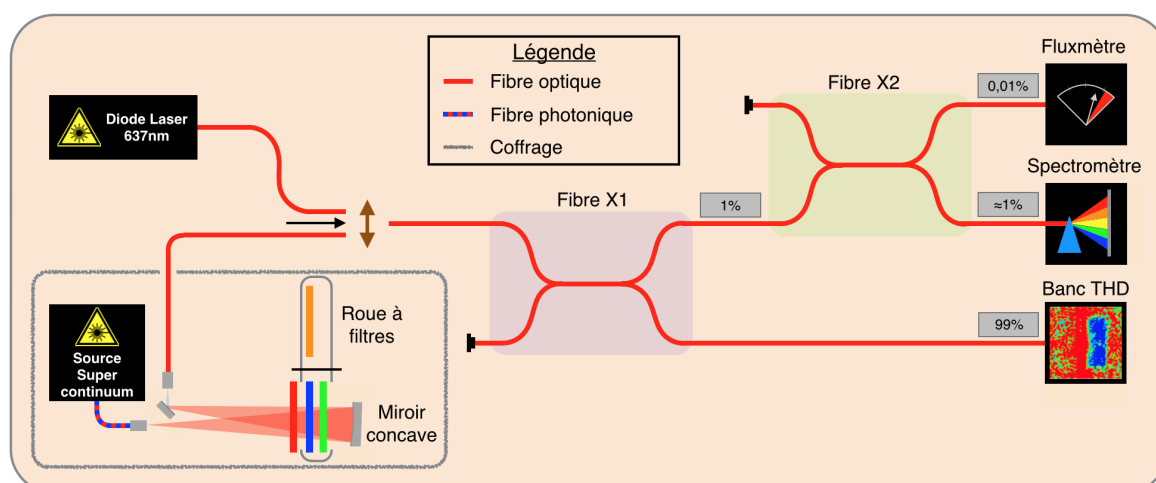


FIGURE 5.2 – Schéma de principe du module d'injection utilisé par le banc THD.

du banc et pour pouvoir travailler avec les bandes spectrales qui nous intéressent, nous filtrons la lumière de cette dernière. Pour des raisons de sécurité, la source supercontinuum et son système de filtrage sont localisés dans une enceinte confinée représentée en bas à gauche de la figure 5.2. La source alimente une fibre photonique. À la sortie de celle-ci, la lumière se propage dans un faisceau divergent. Celui-ci est intercepté par un miroir sphérique. Pour maximiser l'injection, le miroir focalise la lumière très proche de la fibre photonique. Un petit miroir plan intercepte le faisceau et le replie pour qu'il soit injecté dans la fibre de sortie. Sur cette portion de trajet optique, le faisceau traverse à deux reprises une série de filtres. Le premier est fixe. C'est un filtre passe-haut centré à $1\ \mu\text{m}$. Son rôle est de protéger les optiques qui le suivent en filtrant les longueurs d'onde supérieures à $1\ \mu\text{m}$ qui concentrent l'essentiel de la puissance de la source et que nous n'utilisons pas. Les autres filtres suivants sont mobiles. Ils sont placés dans une roue à filtres qui dispose de six emplacements dans lesquels on peut mettre un ou deux filtres. Nous pouvons utiliser un filtre passe-bande ou en composer un avec deux filtres (un passe-bas et un passe-haut). Le second cas est essentiellement utilisé pour produire des bandes passantes larges ($> 100\ \text{nm}$).

Système d'étalonnage

Le système d'étalonnage permet d'obtenir le spectre et le flux de la source sélectionnée. Il est composé de deux fibres en X, d'un fluxmètre et d'un spectromètre fibré. Les fibres en X possèdent deux entrées et deux sorties. La lumière injectée dans chacune des entrées est répartie sur les deux sorties avec un ratio du flux étalonné. Le spectromètre utilisé est le modèle USB4000-FL fabriqué par la compagnie *Ocean Optics* (figure 5.3). Ses principales caractéristiques sont données dans le tableau 5.1.

Le choix de la source se fait en connectant une des sources à la fibre d'entrée du système d'injection. Cette dernière transporte la lumière jusqu'à une première fibre en X (Fibre X1 sur la figure 5.2). Le but de celle-ci est de prélever une partie de la lumière envoyée sur le banc pour pouvoir l'analyser. Nous utilisons donc qu'une seule de ses entrées. La fibre envoie 99% de l'intensité lumineuse dans la fibre reliée au banc THD et 1% vers une seconde fibre en X

(Fibre X2). Cette seconde fibre répartit à son tour la lumière qu'elle reçoit : 99% de l'énergie vers le spectromètre et 1% vers le fluxmètre. Pour résumer, le flux issu de la source est réparti vers le banc THD (99% du flux), un spectromètre ($\approx 1\%$ du flux) et un fluxmètre (0,01% du flux).



Gamme spectrale	345,81 nm - 1 041,77 nm
Résolution	0,20 nm
Capacité	1 300/1
Rapport signal à bruit	300/1
Temps d'intégration	3,8 ms - 10 seconds

TABLE 5.1 – Principales caractéristiques du spectromètre.

FIGURE 5.3 – Spectromètre du banc THD.

Comme nous le verrons dans le paragraphe 5.3.2, la mesure spectrale nous permet d'étalonner en flux les images polychromatiques du banc. La mesure du flux quant à elle nous permet d'optimiser l'injection de la lumière émise par la source supercontinuum. En effet, comme nous l'avons vu précédemment, la lumière de cette source est filtrée. Nous pouvons aisément changer les caractéristiques spectrales de la lumière injectée en changeant de filtre grâce à une roue à filtres motorisée. Cependant, tous les filtres n'ont pas les mêmes caractéristiques (épaisseur et orientation). En passant d'un filtre à l'autre, nous modifions la position du faisceau sur la fibre qui se trouve après le miroir sphérique. Nous maximisons la mesure du fluxmètre pour optimiser l'injection en orientant et déplaçant longitudinalement ce miroir grâce à des montures motorisées. Dans une moindre mesure, il est également possible de modifier la forme du spectre en déplaçant la parabole hors axe. Le spectromètre nous permet alors de contrôler cette opération.

5.2.2 Miroir *tip-tilt* et méthode de centrage du faisceau

Le miroir *tip-tilt* (voir figure 5.4) est un miroir plan qui peut être orienté avec des cadences élevées (100 Hz). Celui que nous utilisons est un prototype fabriqué pour l'instrument SPHERE.

Le miroir *tip-tilt* a deux fonctions au sein du banc THD. Il peut être utilisé pour déplacer transversalement dans les plans focaux l'image de l'étoile artificielle produite par la fibre d'injection. Cela nous permet, comme je l'explique dans le paragraphe 5.3, d'obtenir des images non-coronographiées sans déplacer le masque coronographique. Le miroir *tip-tilt* est également utilisé pour corriger les aberrations de basculement (voir paragraphe 2.3). La présence de ces aberrations est critique pour les performances des coronographes. Par conséquent, elles font l'objet d'un traitement particulier. Sur le banc THD, elles sont estimées à partir des images coronographiques en utilisant la méthode proposée par Mas et al. [2012]. Les estimations fournies par cette méthode sont envoyées sous forme de commandes au miroir *tip-tilt* qui les compensent. De cette manière, l'essentiel des aberrations de basculement sont corrigées par le miroir *tip-tilt* ce qui permet d'économiser la course du DM qui corrige les aberrations d'ordres supérieurs.

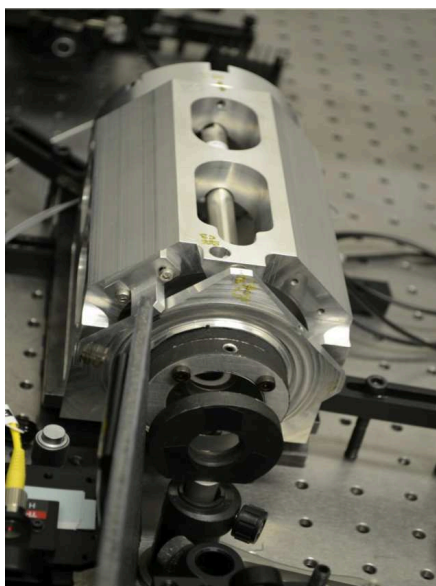


FIGURE 5.4 – Photographie du miroir *tip-tilt* tel qu’il est sur le banc THD.

5.2.3 Miroirs déformables

Le banc THD est équipé d’un Kilo-DM (voir figure 5.6 à gauche) fabriqué par la compagnie *Boston Micromachine Corporation* (BMC). Ce DM a fait l’objet d’une étude approfondie dont les résultats sont présentés dans l’acte de conférence [Mazoyer et al. \[2014b\]](#) et dans la thèse de Johan Mazoyer [Chapitre II.3 de [Mazoyer, 2014](#)]. Je redonne ici uniquement les principaux résultats et j’invite le lecteur à consulter les documents précédents pour plus d’information.



FIGURE 5.6 – Photographie du DM.

Ce DM est un MEMS (voir paragraphe 2.5.3) composé de 1024 actionneurs répartis sur une matrice carrée de 32 actionneurs de côté. La figure 5.7 présente un schéma de la matrice des actionneurs numérotés de 0 à 1023. Les actionneurs situés dans les coins (numérotés 0, 31, 992 et 1023) sont fixés donc inutilisables. Quatre actionneurs sont défectueux : l’actionneur 769 ne répond pas, ceux numérotés 197 et 863 sont couplés et le 841 répond lentement. La pupille représentée par un disque rouge est centrée sur le DM. Elle contient 27 actionneurs

5.2. Description détaillée des principaux composants

dans son diamètre ($N = 27$). Les actionneurs 769 et 863, situés à l'extérieur de la pupille, sont suffisamment loin pour ne pas perturber les corrections. L'actionneur 197, couplé au 863, peut alors être contrôlé comme si de rien n'était. Seul l'actionneur 841, inclus dans la pupille, peut perturber la correction. Cependant, dans la pratique, sa lenteur n'est pas problématique. En effet, Mazoyer [2014] (paragraphe II.3.6.1) a mesuré pour l'actionneur 841 un temps de réponse d'environ 8 s ce qui est inférieur au temps d'évolution des aberrations que nous cherchons à corriger⁴.

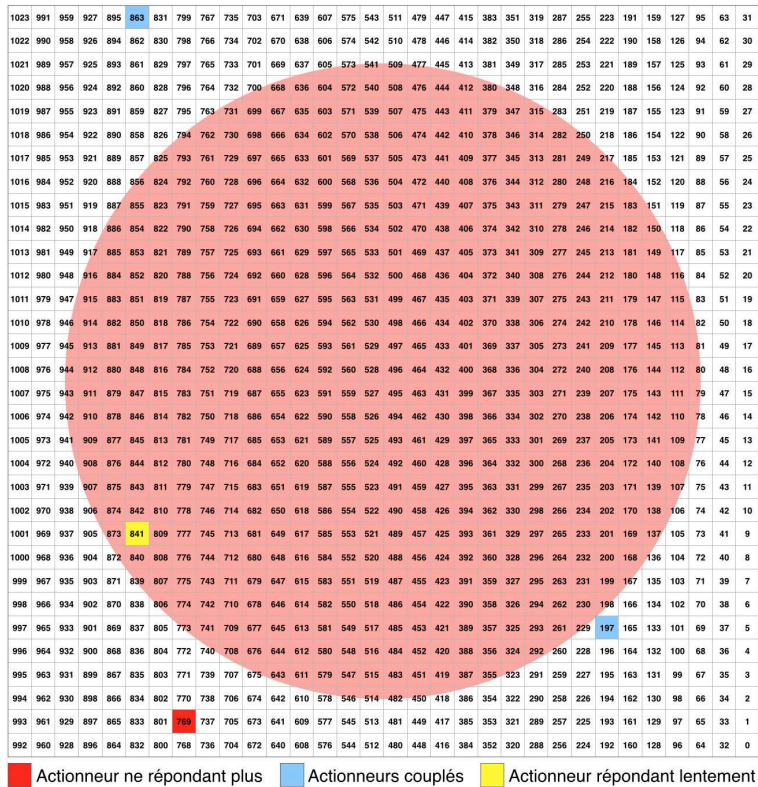


FIGURE 5.7 – Schéma de la matrice des actionneurs numérotés de 0 à 1023. L'image de la pupille est représentée par un disque rouge. L'actionneurs qui ne répond plus est représenté en rouge, celui qui répond lentement en jaune et ceux qui sont couplés en bleu.

L'image située à gauche de la figure 5.8 présente une image du plan pupille enregistrée sur le banc THD. Pour cela, nous avons utilisé le mode d'imagerie pupillaire accessible grâce aux lentilles mobiles (figure 5.1). Cette image mesure donc la carte d'amplitude de la pupille non coronographiée. La majorité des structures visibles sur cette image sont introduites par le DM et des effets de vignettage. Ce sont essentiellement de hautes fréquences spatiales ($> f_c$) liées aux défauts de forme de la membrane du DM non corrigibles par les actionneurs. Je peux prendre en compte ces structures dans mes simulations numériques en y introduisant cette carte d'amplitude. L'image coronographiée au centre de la figure 5.8 est obtenue grâce à une simulation numérique dans laquelle je considère pour seules aberrations celles introduites par la carte d'amplitude (à gauche de la figure 5.8). Elle est obtenue avec un coronographe parfait en lumière polychromatique ($\lambda_0 = 652 \text{ nm} - \Delta\lambda = 30 \text{ nm}$). Sur cette image, qui couvre un champ de

4. Le constructeur annonce un temps de réponse inférieur à $20 \mu\text{s}$ pour chaque actionneur.

$64 \lambda/D$ de côté, est représentée la zone d'influence du DM (ligne blanche). Comme nous avons 27 actionneurs dans le diamètre de la pupille, la ZI est une zone carrée de $27 \lambda/D$ de côté centrée sur l'axe optique (croix blanche). On constate que les hautes fréquences spatiales, qui ne peuvent pas être corrigées par le DM, sont à l'origine des huit structures brillantes situées à l'extérieur de la zone d'influence du DM. Ces dernières sont également visibles dans l'image coronographiée obtenue en laboratoire ($\lambda_0 = 652 \text{ nm} - \Delta\lambda = 30 \text{ nm}$), présentée à droite de la figure 5.8. Elles peuvent perturber la correction quand elles sont saturées, ce qui est fréquent quand nous faisons des corrections HDH. Pour limiter leur impact, nous les filtrons numériquement grâce au masque \mathcal{M} introduit dans le paragraphe 4.3.

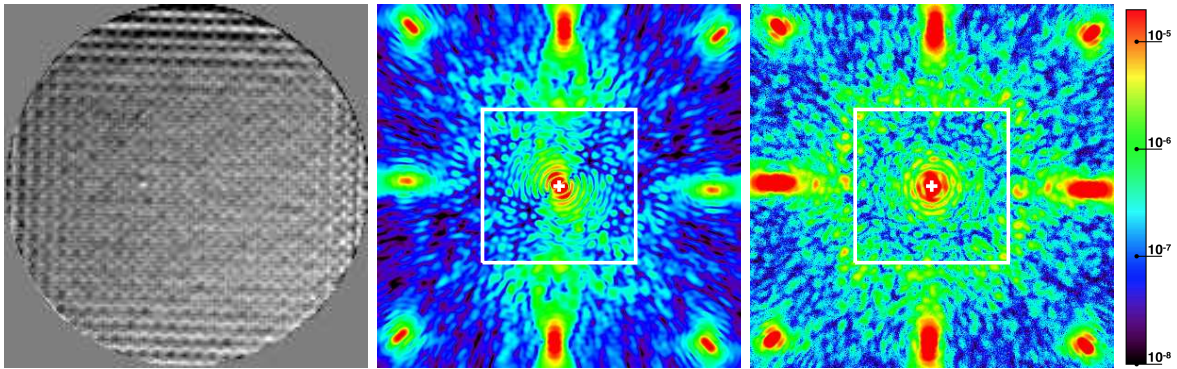


FIGURE 5.8 – À gauche : image de la pupille non coronographiée enregistrée sur le banc THD. Au centre : image coronographiée obtenue par simulation numérique en considérant la carte d'amplitude mesurée sur le banc comme unique source d'aberrations. À droite : image coronographiée obtenue en laboratoire ($\lambda_0 = 652 \text{ nm} - \Delta\lambda = 30 \text{ nm}$). Les images couvrent un champs de $64 \lambda/D$ de côté. Le carré blanc représente la zone d'influence du DM.

5.2.4 Diaphragme de Lyot

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe 4.2, le diaphragme de Lyot modifié pour la SCC contient le diaphragme de Lyot et des voies de référence. La figure 5.9 gauche présente une photographie de celui utilisé sur le banc THD . Grâce à plusieurs éléments mobiles, nous pouvons sélectionner plusieurs configurations. Ici, je décris le diaphragme de Lyot dans son ensemble.

Sur une monture mobile dans les trois directions de l'espace est fixée une plaque métallique représenté en gris sur le schéma à droite de la figure 5.9. Celle-ci est placée perpendiculaire au faisceau. La face orientée vers la troisième parabole hors axe (PHA-3) doit être dans le plan pupille représenté par une pastille verte numérotée 3 sur le schéma de la figure 5.1. La plaque est percée d'une ouverture circulaire centrale et d'un ou plusieurs trous latéraux destinés à accueillir des ouvertures de référence. Tous les trous sont surdimensionnés. Pour définir les différentes ouvertures, les trous sont recouverts par des diaphragmes représentés en noir sur la figure. Il est également possible condamner les référence 2 et 3 qui ne sont utilisées que pour la *multi-reference self-coherent camera* (MRSCC, voir partie V)

Nous avons également la possibilité de définir une référence grâce à une barrette motorisée composée de plusieurs ouvertures de diamètres différents (0,3 mm, 0,35 mm, 0,4 mm, 0,5 mm, 0,8 mm et 1,5 mm). En déplaçant cette barrette devant l'un des trous latéraux, nous pouvons

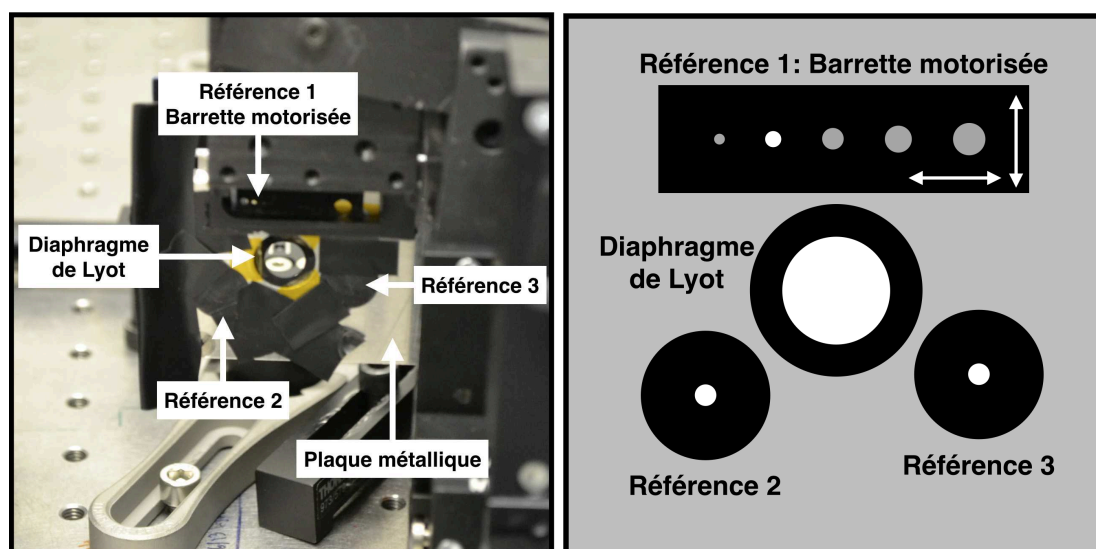


FIGURE 5.9 – Photographie (à gauche) et schéma (à droite) du diaphragme de Lyot modifié.

modifier le diamètre de la référence. Dans une moindre mesure, les moteurs peuvent également être utilisés pour déplacer la référence et ainsi optimiser sa position (ξ_0 , voir figure 4.3).

Un dernier élément compose le diaphragme de Lyot. Il s'agit d'une plaque qui intercepte une partie de la lumière en amont du diaphragme de Lyot. Cet élément, aussi appelé "couteau", est mobile. En fonction de sa position, il permet d'accéder à différents modes d'imagerie :

- Le mode **SCC** est accessible quand le couteau laisse passer la lumière arrivant sur l'ouverture classique et l'une des ouvertures de référence.
- Le mode **MRSCC** est accessible quand le couteau laisse passer la lumière arrivant sur l'ouverture classique et plusieurs des ouvertures de référence.
- Le mode **coronographique** est accessible quand le couteau laisse passer la lumière arrivant sur l'ouverture classique et intercepte la lumière arrivant sur les ouvertures de référence.
- Les modes **référence** sont accessibles quand le couteau laisse passer la lumière arrivant sur l'une des ouvertures de référence et intercepte la lumière arrivant sur les autres ouvertures. Il y a autant de modes référence qu'il y a d'ouvertures de référence.

5.2.5 Détecteurs

Comme indiqué dans le paragraphe 5.4, le banc THD est équipé de deux détecteurs. La figure 5.10 présente des photographies de ces deux détecteurs.

À gauche, le détecteur Pike F-0.32B du constructeur *Allied Vision Technologie* (AVT) et à droite le détecteur NEO du constructeur ANDOR. Le premier est équipé d'un capteur CCD⁵ alors que le second est équipé d'un capteur CMOS⁶. Dans la suite, je les appellerai Pike et NEO pour faciliter la lecture. ils sont respectivement situés dans les plans focaux numérotés 4 et 6 sur la figure 5.1.

De la même manière que pour le miroir déformable (5.2.3), ces deux détecteurs ont été

5. CCD : *charge-coupled device* qui peut se traduire par "dispositif à transfert de charge"

6. CMOS : *complementary metal-oxide-semiconductor*



FIGURE 5.10 – Images des deux détecteurs utilisés sur le banc THD. À gauche la Pike et à droite la NEO.

caractérisés avant d'être intégrés au banc THD. Les résultats de ces études sont présentés dans le chapitre II.2 de Mazoyer [2014]. Dans ce paragraphe, je donne uniquement les caractéristiques principales qui sont résumées dans le tableau 5.2.

Nom du détecteur	Pike	Neo
Type de capteur	CCD	CMOS
Taille totale du capteur en pixel	640 x 480	2 592 x 2 160
Taille des pixels	7,4 μm	6,5 μm
Format des données	14 bits	11 bits - 16 bits
Gain (e^-/ADU)	0,8	0,9
Bruit de lecture (e^-)	14,4	3,2
Saturation (e^-)	13 100	60 000
Échantillonnage (pixels/ (λ/D))	5,5	6,25

TABLE 5.2 – Caractéristiques des détecteurs du banc THD.

Initialement, le banc THD n'était équipé que du détecteur Pike. Cependant, ce détecteur a une dynamique relativement faible pour le type de contrastes que nous sommes amenés à mesurer. Il a donc été décidé d'investir dans un nouveau détecteur avec une plus grande capacité. Le banc THD a été modifié pour accueillir la NEO tout en conservant la Pike. Les modifications se résument à l'ajout du miroir mobile et des deux lentilles (voir figure 5.1). Le détecteur NEO peut être refroidi à -40° grâce à un système de modules Peltier combinés à un système de refroidissement à circulation d'eau. Cet ensemble encombrant justifie la position du détecteur sur le banc (voir figure 5.1) et la nécessité d'utiliser deux lentilles supplémentaires pour refaire l'image de plan focal sur le détecteur. Je rappelle que les deux détecteurs sont situés à l'extérieur du coffrage, car ils chauffent l'air qui les entoure ce qui entraîne des mouvements de convection que l'on cherche à minimiser dans le coffrage.

5.3 Procédures d'étalonnage du flux

Le banc THD nous permet d'obtenir des images SCC et des images coronographiées. Ces images brutes, notées I_B , sont exprimées dans une unité arbitraire. Afin de pouvoir les exploiter, nous devons étalonner leur photométrie. Puisque nous avons pour dessein d'atteindre des contrastes de l'ordre de $10^{-7} - 10^{-8}$, nous avons dû établir des procédures d'étalonnage de la photométrie adaptées.

Par convention, nous choisissons de normaliser les images par rapport au maximum de l'intensité de l'étoile non coronographiée \mathcal{I}_S . Pour estimer le maximum de \mathcal{I}_S , nous prenons la valeur de son pixel le plus brillant. Avec un échantillonnage de 6,25 pixels par élément de résolution, nous faisons, dans le pire des cas (maximum de la FEP réparti sur quatre pixels), une erreur de 3 %.

En laboratoire, nous avons deux solutions pour obtenir \mathcal{I}_S . La première consiste à retirer le masque de phase coronographique. Cependant, l'absence du masque de phase introduit un léger focus dans l'image finale qui biaise la mesure du flux. La seconde solution consiste à décaler le faisceau du centre du masque de phase afin que l'image de l'étoile ne soit pas coronographiée. Cette méthode a aussi des limites. En effet, à moins de décaler fortement l'image de l'étoile sur le masque de phase, une partie de sa FEP continue à en subir les effets ce qui peut également perturber la mesure du flux. Malgré tout, les perturbations de flux introduite par les deux méthodes sont faibles. Sur le banc THD, nous utilisons la seconde qui est facile à mettre en œuvre grâce au miroir tip-tilt situé en amont du masque de phase (voir figure 5.1 et paragraphe 5.2.2).

Comme nous allons le voir dans le paragraphe 5.3.1, une première procédure basée sur l'utilisation des densités neutres présentes dans la roue à filtre (voir paragraphe 5.4) est utilisée pour des bandes spectrales étroites (≤ 10 nm). Pour les bandes spectrales plus larges, qui n'avaient pas beaucoup été utilisées avant le début de ma thèse, un problème lié aux densités neutres nous empêche d'utiliser la première méthode. Pour surmonter ce problème, j'ai proposé une nouvelle procédure que je présente dans le paragraphe 5.3.2.

5.3.1 En lumière monochromatique

L'étalonnage de la photométrie des images brutes enregistrées en lumière monochromatique se fait de la manière suivante. Dans un premier temps, nous enregistrons une image coronographiée ou SCC I_B . Le temps de pose utilisé pour enregistrer cette image est noté τ_B . Puisque nous nous intéressons à la zone de correction qui est très peu lumineuse, nous nous assurons que le rapport signal à bruit au sein de celle-ci est suffisant. Autrement dit, nous nous assurons que le signal des *speckles* qui n'ont pas pu être corrigés est supérieur au bruit de lecture du détecteur utilisé. Dans certains cas, l'image I_B peut être en partie saturée.

Dans un second temps, nous insérons dans le chemin optique une des deux densités neutres localisées dans la roue à filtre (voir figure 5.1)⁷. Nous utilisons ensuite le miroir *tip-tilt* pour obtenir une image non-coronographiée de l'étoile \mathcal{I}_S . Le temps de pose τ_S associé à cette image peut être ajusté pour éviter toutes saturation du détecteur.

7. Le pouvoir d'atténuation η des densités neutres du banc THD est donnée dans le paragraphe 5.4.

L'intensité d'une image normamalisée I , peut alors s'écrire :

$$I = \frac{I_B}{\max(\mathcal{I}_S)} \frac{\tau_S}{\tau_B} \frac{1}{\eta}$$

5.3.2 En larges bandes spectrales

La procédure précédente ne peut pas être utilisée en lumière polychromatique. En effet, cette dernière est basée sur l'utilisation d'une densité neutre. Celles du banc THD, contrairement à ce que leur nom indique, sont tout sauf neutres. Pour illustrer mes propos, j'ai tracé sur la figure 5.11 l'extinction en fonction de la longueur d'onde d'une densité neutre similaire à celles utilisées sur le banc THD (même fabricant et même gamme de densité neutre). Il ne s'agit pas de celles présentes dans la roue à filtre car nous ne voulions pas la démonter et risquer de devoir réaligner une partie du banc.

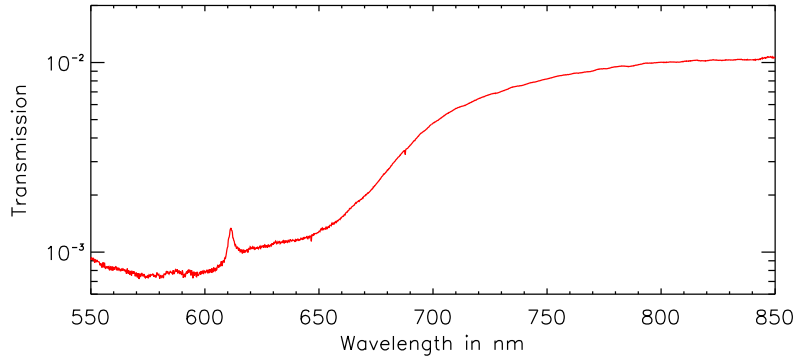


FIGURE 5.11 – Transmission d'une densité neutre en fonction de la longueur d'onde.

Cette figure montre que les densités neutres que nous utilisons ont un facteur d'extinction $\eta(\lambda)$ fortement dépendant de la longueur d'onde. Entre 650 et 750 nm l'efficacité varie d'un facteur dix. Puisque nous travaillons essentiellement entre ces deux valeurs, il est impossible d'utiliser la procédure précédente en lumière polychromatique. J'ai donc élaboré une autre procédure.

Pour étalonner en flux les images coronographiées obtenues en lumière polychromatique, j'ai utilisé une procédure non plus basée sur l'utilisation d'une densité neutre, mais sur les spectres enregistrés par le spectromètre présent dans le système d'injection (voir figure 5.2). Dans un premier temps, j'enregistre une image coronographiée ou SCC I_B avec un temps de pose τ_B et le spectre \mathcal{S}_B qui lui est associé. Le temps de pose utilisé pour obtenir ce dernier est noté t_B . Je réduis ensuite le flux de la source supercontinuum. Lors de cette étape, il faut veiller à ce que le spectre ne soit pas modifié. Enfin, j'utilise le miroir *tip-tilt* pour obtenir une image non-coronographiée \mathcal{I}_S avec un temps de pose τ_S . J'enregistre également le spectre \mathcal{S}_S , obtenu avec un temps de pose t_S , qui lui est associé. Puisque le flux a été réduit, le temps de pose du spectromètre a dû être augmenté. Autrement dit, t_S est supérieur à t_B . En utilisant les deux spectres et les temps de pose qui leur sont associés, je parviens à obtenir l'image normalisée I en utilisant

la relation suivante :

$$I = \frac{I_B}{\max(\mathcal{I}_S)} \frac{\tau_S t_S}{\tau_B t_B} \frac{\int_{\Delta\lambda} S_B(\lambda) d\lambda}{\int_{\Delta\lambda} S_S(\lambda) d\lambda}$$

De la même manière que la procédure utilisée en lumière monochromatique ne peut pas être utilisée en lumière polychromatique, celle-ci ne peut pas être utilisée en lumière monochromatique. En effet, quand nous réduisons la puissance de la diode laser, le spectre de la lumière émise s'élargit. Il est donc impossible de normaliser correctement les spectres \mathcal{S}_B et \mathcal{S}_S l'un par rapport à l'autre. Cet effet est illustré par la figure 5.12 où le spectre du laser enregistré à faible puissance (courbe rouge pointillée) est plus large et décalé par rapport à celui obtenu à pleine puissance (courbe noire pleine). Pour faciliter la lecture, j'ai normalisé les deux spectres par rapport à leur maximum.

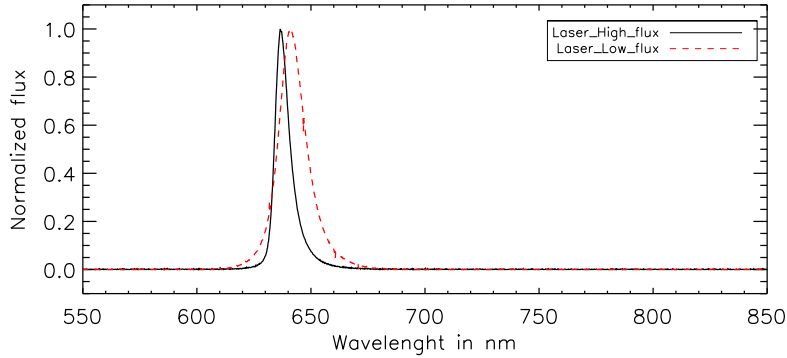


FIGURE 5.12 – Spectres du laser enregistrés à pleine puissance (courbe noire pleine) et à faible puissance (courbe rouge pointillée). Les deux spectres sont normalisés par leur maximum.

Pour les bandes spectrales (≤ 10 nm), nous pouvons utiliser les deux procédures. En effet, il est possible d'étalonner le facteur d'extinction des densités neutres pour chaque bande passante comme cela a été fait dans la thèse de Johan Mazoyer [Paragraphe II.1.6 de [Mazoyer, 2014](#)]. Puisque ces bandes spectrales sont obtenues en filtrant la lumière de la source Fianium (voir paragraphe 5.2.1), elles ne s'élargissent pas quand on diminue la puissance de la source ce qui nous permet d'utiliser la seconde procédure.

Afin d'augmenter la précision des procédures d'étalonnages, toutes les images et tous les spectres enregistrés subissent les traitements usuels (soustraction du *dark* et division par un *flat*).

5.4 Performance en laboratoire de la combinaison FQPM-SCC

Comme je l'ai indiqué dans le paragraphe 4.1, le banc THD a permis de développer la SCC qui était déjà opérationnelle au début de ma thèse. La version de la SCC que j'ai utilisée doit être associée à un coronographe qui diffracte une partie de la lumière stellaire à l'extérieur du diaphragme de Lyot afin d'éclairer l'ouverture de référence. Parmi les coronographes qui répondent à ce critère, il y a le FQPM que j'ai présenté dans le paragraphe 3.2.3. Il a été le premier à avoir été associé à la SCC. La figure 5.13 présente deux images obtenues avec cette

combinaison (FQPM-SCC) sur le banc THD. Elles sont obtenues avec le détecteur NEO et un diaphragme de Lyot caractérisé par $\gamma = 25$, $\theta_H = +115^\circ$, $\xi_0 = 1,8 D$ et $D \approx 0,99 D_P$.

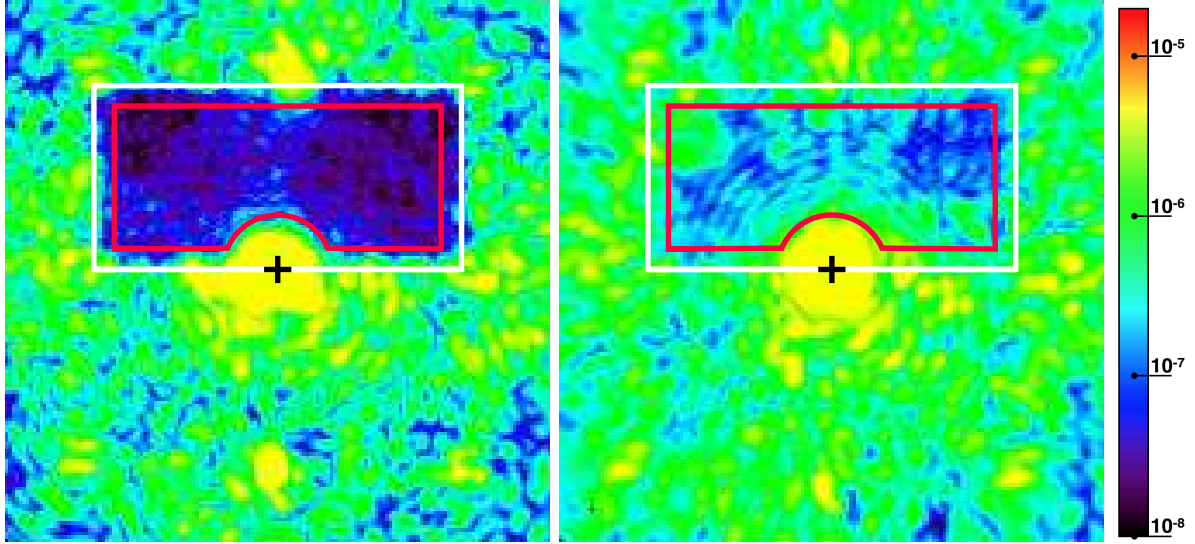


FIGURE 5.13 – Images SCC obtenues sur le banc THD au cours d’une correction faite en lumière monochromatique ($\lambda_0 = 637 \text{ nm} - \Delta\lambda < 1 \text{ nm}$) à gauche et polychromatique ($\lambda_0 = 650 \text{ nm} - \Delta\lambda = 30 \text{ nm}$) à droite. Elles couvrent un champ de $40 \lambda_0/D$ de côté. Les bords du DH sont représentés en blanc et ceux de la ZM en rouge.

Pour obtenir ces images nous avons, dans un premier temps appliqué au DM une commande initiale. Nous avons ensuite construit une première matrice de contrôle en lumière monochromatique ($\lambda_0 = 637 \text{ nm} - \Delta\lambda < 1 \text{ nm}$) que nous avons utilisée pour corriger les *speckles* dans la moitié de la zone d’influence du DM, soit un DH rectangulaire de $13,5$ par $27 \lambda_0/D$. Une fois la correction terminée, nous avons enregistré l’image présentée à gauche de la figure 5.13. Nous avons ensuite remis le DM dans sa position initiale. Nous avons construit une matrice de contrôle en lumière polychromatique ($\lambda_0 = 650 \text{ nm} - \Delta\lambda = 30 \text{ nm}$) que nous avons utilisée pour réaliser la correction qui nous a permis d’obtenir l’image présentée à droite de la figure 5.13.

Le fait de réaliser les corrections les unes à la suite des autres et de repartir de la même commande initiale nous permet d’obtenir des images facilement comparables. En effet, comme nous pouvons le voir sur la figure 5.13, la majorité des *speckles* situés à l’extérieur de la zone de correction n’a pas eu le temps d’évoluer.

Si nous regardons l’image obtenue au cours de la correction en lumière monochromatique (à gauche), nous pouvons constater que la correction est efficace et uniforme dans l’ensemble du DH contrairement à l’image obtenue en lumière polychromatique (à droite) où la correction est peu efficace et inhomogène.

Au centre, les images sont saturées à cause du résidu stellaire de l’étoile. Il peut être dû soit aux défauts de fabrication du FQPM utilisé soit à des aberrations d’amplitude de bas ordres non corrigées⁸. Le résidu stellaire est saturée dans une zone d’environ $4 \lambda/D$ de rayon autour de l’axe optique (croix noire) où il empêche la correction des *speckles*. Pour ne pas biaiser la

8. Aujourd’hui, on sait grâce au banc THD-2 qu’il s’agissait essentiellement d’aberrations bas ordres. En effet, sur ce banc, nous avons réduit d’un facteur 50 à 100 l’intensité du résidu central.

mesure des performances, je retire à la zone de mesure du contraste (ZM) un disque de $4\lambda/D$ centré sur l'axe optique. Les bords de la ZM résultante sont représentés en rouge sur les images de la figure 5.13. La figure 5.14 présente les courbes de contraste à gauche et les fonctions cumulatives à droite associées aux images SCC obtenues en lumière monochromatique (lignes rouges pleines) et polychromatique (lignes bleues pointillées). J'ai également reporté sur ces graphiques, la courbe de contraste et la fonction cumulatives obtenues par simulation numérique dans le paragraphe 4.5.2.

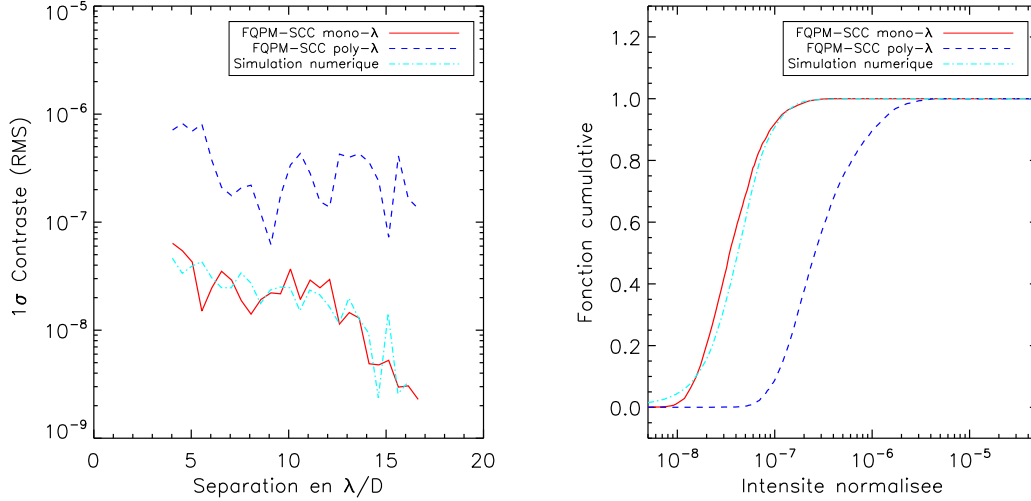


FIGURE 5.14 – Courbes de contraste et fonctions cumulatives associées aux images SCC obtenues en lumière monochromatique (lignes rouges pleines) et polychromatique (lignes bleues pointillées). Les lignes cyan trait pointillée sont celles obtenues par simulation numérique (coronographe parfait - monochromatique) au paragraphe 4.5.2.

En comparant la courbe de contraste et la fonction cumulative associées à l'image obtenue en lumière monochromatique et celles obtenues en simulation numérique, nous constatons qu'elles sont très similaires. Nous pouvons donc en conclure que la correction en lumière monochromatique est limitée par les aberrations d'amplitude sur le banc optique comme prédit par les simulations numériques (voir paragraphe 4.5.2).

D'après les courbes de contraste, la correction en lumière monochromatique permet d'atteindre des contrastes inférieurs à $4 \cdot 10^{-8}$ pour des séparations angulaires comprises entre 5 et $17\lambda/D$ alors qu'en lumière polychromatique, le contraste n'est pour aucune séparation angulaire inférieur à $\approx 10^{-7}$. Sur les fonctions cumulatives nous pouvons lire la médiane de l'intensité des *speckles* dans la ZM qui est de $3,4 \cdot 10^{-8}$ en lumière monochromatique et de $2,6 \cdot 10^{-7}$ en lumière polychromatique. De plus, en lumière monochromatique, 92% de la ZM a une intensité inférieure à 10^{-7} contre 8% seulement en lumière polychromatique. Finalement, en calculant l'écart type de l'intensité au sein de la ZM, je trouve un contraste global de $3,9 \cdot 10^{-8}$ en lumière monochromatique et de $5,2 \cdot 10^{-7}$ en lumière polychromatique ce qui confirme les plus faibles performances de la correction en lumière polychromatique.

Dans la zone de correction de l'image obtenue en lumière polychromatique on remarque deux types de structures : des anneaux lumineux concentriques et des *speckles* non corrigés. En revenant à la figure 3.12, nous remarquons que les anneaux concentriques sont dus au chromatisme

du FQPM. Les *speckles* non corrigés sont quant à eux imputables à la SCC qui est, comme tous les analyseurs de surface d'onde en plan focal, sensible au chromatisme. Pour comprendre la source du chromatisme de la SCC, j'ai simulé numériquement des images SCC avant corrections en lumière monochromatique ($\lambda_0 = 637 \text{ nm} - \Delta\lambda < 1 \text{ nm}$, figure 5.15 gauche) et en lumière polychromatique ($\lambda_0 = 650 \text{ nm} - \Delta\lambda = 30 \text{ nm}$, figure 5.15 droite). Pour les obtenir, j'ai artificiellement augmenté le flux dans l'ouverture de référence afin que les modulations spatiales soient visibles. Dans l'image monochromatique, la totalité du champ de *speckles* est modulée spatialement contrairement à l'image obtenue en lumière polychromatique. En effet, comme nous l'avons vu dans le paragraphe 4.2, la période des franges est proportionnelle à la longueur d'onde. Par conséquent, dans l'image polychromatique qui est une somme d'images monochromatiques, les franges de période différentes s'accumulent. À mesure que l'on s'éloigne de la frange centrale commune à toutes les images (la frange blanche), les franges perdent en contraste. La largeur de la bande autour de la frange blanche où les franges sont bien contrastées est proportionnelle à la longueur de cohérence de la source de lumière ($\lambda_0^2/\Delta\lambda$). Autrement dit, plus la bande spectrale utilisée est large, plus les franges se brouillent rapidement. Dans notre cas, le champ de *speckles* n'est plus modulé spatialement dans l'ensemble du DH dont les bords sont représentés par un cadre blanc sur les images de la figure 5.15. Les *speckles* qui ne sont pas modulés spatialement ne sont pas vus par la SCC et par conséquent, ils ne peuvent pas être corrigés.

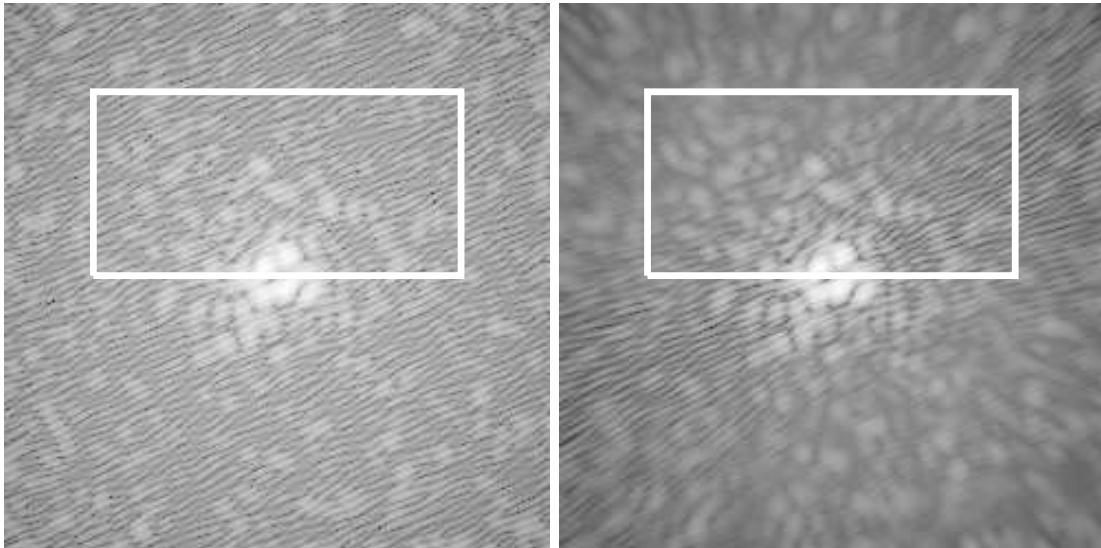


FIGURE 5.15 – Images SCC obtenues par simulation numérique en considérant les paramètres du banc THD. Elles sont obtenues avant correction et couvrent un champ de $40 \text{ par } 40 \lambda/D$. Le cadre en trait blanc plein représente le DH.

Puisque l'image polychromatique a été obtenue sur le banc THD, nous pouvons, à juste titre, supposer que le THD est chromatique et donc en partie responsable de la dégradation des performances observée en lumière polychromatique. Cependant, dès sa construction, le banc a été conçu pour minimiser son chromatisme. En effet, il est essentiellement composé de miroirs. Au cours de ma thèse, j'ai réalisé une expérience qui permet d'affirmer que l'impacte de banc THD sur les performances obtenues en lumière polychromatique n'est pas significatif dans l'image polychromatique présentée dans ce paragraphe (figure 5.13, droite). Les résultats de cette expé-

rience sont présentés dans la partie IV.

La correction en lumière polychromatique est donc essentiellement limitée par le chromatisme du FQPM et le chromatisme de la SCC. Comme nous l'avons vu dans le paragraphe 3.2.3, les FQPMs que nous utilisons sont chromatiques par construction. Par conséquent, nous devons utiliser un autre coronographe moins sensible au chromatisme. Au cours de ma thèse, j'en ai testé deux sur le banc THD. Les résultats de ces tests font l'objet de la partie IV. La sensibilité de la SCC au chromatisme est un problème commun à tous les analyseurs de surface d'onde en plan focal. Par conséquent, la solution n'est pas de changer d'analyseur, mais d'améliorer la SCC. Cette problématique a également fait partie de mes recherches. Les développements que j'ai apportés à la SCC font l'objet de la partie V.

Quatrième partie

**Des coronographes pour larges
bandes spectrales**

Chapitre 6

Le multi four-quadrant phase-mask

Les FQPMs que nous avons testés jusque là étaient chromatiques par construction (voir paragraphe 3.2.3). Pour pouvoir travailler en lumière polychromatique, nous devons utiliser un coronographe moins sensible au chromatisme. Nous voulons également qu'il soit compatible avec la SCC afin qu'elle puisse être utilisée pour réduire le niveau des aberrations. Au cours de ma thèse, j'ai testé deux de ces techniques coronographiques optimisées pour de larges bandes spectrales. Dans ce chapitre, je présente le *multi four-quadrant phase masque* (MFQPM). Je décris le principe et le prototype que nous avons développé et testé sur le banc THD. Je présente ensuite les résultats obtenus en laboratoire.

Sommaire

6.1	Principe	102
6.2	Le prototype	104
6.2.1	Description générale	104
6.2.2	Modifications du banc THD	106
6.2.3	Les composants du MFQPM	107
6.3	Performance en laboratoire : MFQPM-SCC	110
6.3.1	En lumière monochromatique	111
6.3.2	En lumière polychromatique	112

6.1 Principe

Comme son nom l'indique, le *multi four-quadrant phase-mask* [MFQPM, [Baudoz et al., 2008](#); [Galicher et al., 2011](#)] est composé de plusieurs FQPMs monochromatiques que nous mettons les uns à la suite des autres. Chaque FQPM associé à un diaphragme de Lyot forme un étage du MFQPM. J'associe une lettre à chaque étage pour pouvoir les identifier : A pour le premier, B pour le second... La figure 6.1 est le schéma de principe du MFQPM à 3 étages dans le cas d'une source sur l'axe en haut et d'une source hors axe en bas.

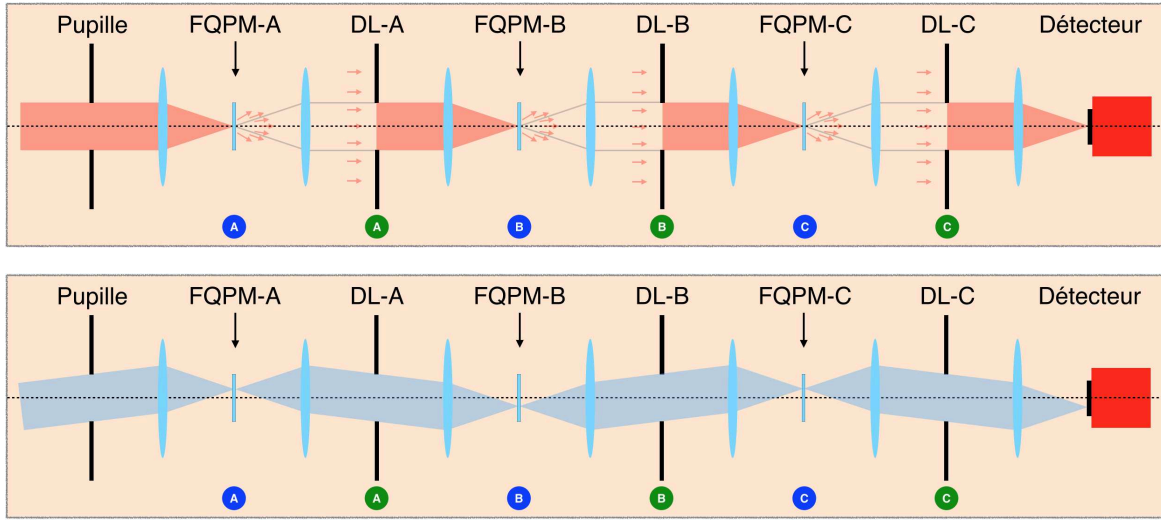


FIGURE 6.1 – Schémas de principe d'un MFQPM à 3 étages. En haut dans le cas d'une source sur l'axe optique et en bas dans le cas d'une source hors axe.

Si la source est placée sur l'axe optique de l'instrument (figure 6.1, en haut), son image se forme au centre du premier FQPM qui diffracte une partie de la lumière de la source à l'extérieur du premier diaphragme de Lyot (DL-A sur le schéma). Comme nous l'avons vu dans le paragraphe 3.2.3, la lumière qui parvient dans le plan focal suivant (B sur le schéma) à deux composantes. La première A_S^A , due aux aberrations, est à l'origine du champ de *speckles* et la seconde A_S^D , due au chromatisme du premier FQPM, est à l'origine d'un résidu coronagraphique qui a la forme de la FEP (voir paragraphe 3.2.3). Contrairement à la composante A_S^A , la composante A_S^D peut être réduite par les FQPMs des étages suivants.

Si la source est hors axe (figure 6.1, en bas), son image ne se forme pas au centre des différents masques de phase. Par conséquent, son image dans le plan du détecteur est peu affectée par le MFQPM.

Pour comprendre l'intérêt du MFQPM par rapport au FQPM, je propose une simulation numérique de ces performances théoriques. Grâce à cette simulation, je calcule l'énergie résiduelle E (voir équation 3.13) dans les différents diaphragmes de Lyot d'un MFQPM à trois étages. Dans celle-ci, je considère trois FQPMs sans défaut de fabrication et je me place dans un cas sans aberrations ($A_S^A = 0$). Je considère également que le diamètre de la pupille et les diamètres des trois diaphragmes de Lyot sont égaux. La figure 6.2 présente les énergies résiduelles obtenues dans les trois diaphragmes du MFQPM. Elles sont normalisées par l'énergie intégrée dans la pupille. Les courbes vertes, bleues et rouges sont respectivement les énergies résiduelles dans le

premier, deuxième et troisième diaphragme. Le graphique de gauche est obtenu en considérant trois FQPMs optimisés pour la même longueur d'onde alors que celui de droite est obtenu en considérant des FQPMs optimisés pour $0,95 \lambda_{opt}$, λ_{opt} et $1,05 \lambda_{opt}$ où λ_{opt} est la longueur d'onde optimale du premier FQPM. Comme nous pouvons le constater, l'énergie résiduelle théorique d'un MFQPM est le produit des énergies résiduelles de chacun des FQPMs qui le composent. Cette accumulation de FQPMs, rend l'ensemble moins sensible au chromatisme permettant d'atteindre des atténuation de l'ordre de 10^{-7} sur des bandes spectrales larges ($\Delta\lambda/\lambda_0 \approx 10\%$). En utilisant plusieurs FQPMs optimisés pour la même longueur d'onde (6.2, gauche), nous pouvons théoriquement réduire fortement l'énergie résiduelle autour de la longueur d'onde optimale λ_{opt} . En utilisant des FQPMs optimisés pour des longueurs d'onde différentes (6.2, droite) l'énergie résiduelle au voisinage proche de λ_{opt} est moindre mais nous pouvons atténuer l'énergie résiduelle de l'étoile sur de plus larges bandes spectrales. Le choix des FQPMs utilisés permet donc de faire un compromis entre la largeur de la bande spectrale exploitable et l'énergie résiduelle après le coronographe MFQPM.

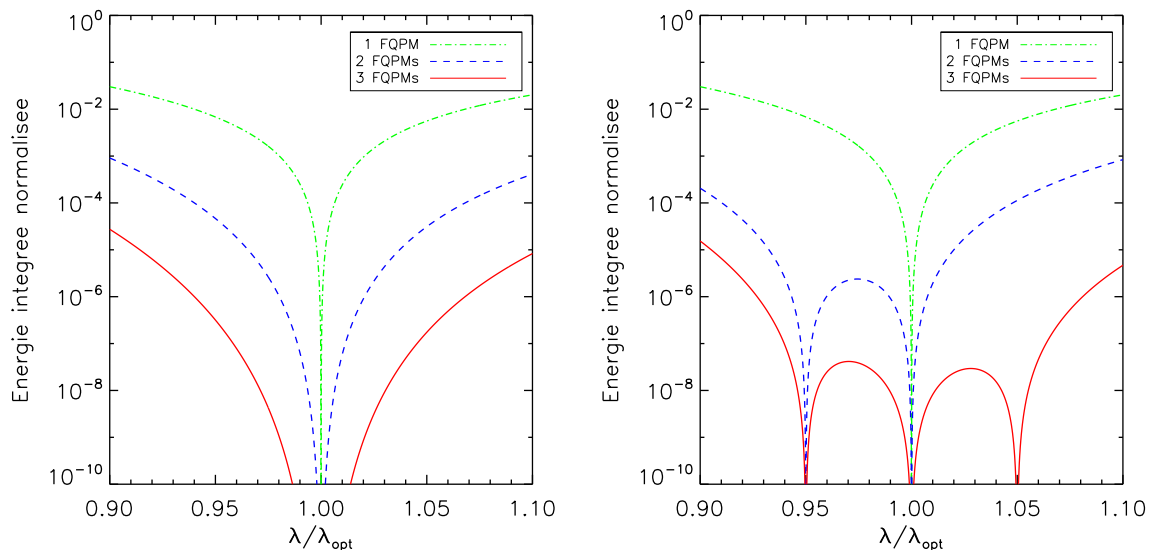


FIGURE 6.2 – Énergies résiduelles obtenues par simulations numériques dans un cas idéal (sans aberration et FQPMs sans défaut de fabrications). À gauche, celle d'un MFQPM composé de trois FQPMs optimisés pour la même longueur d'onde λ_{opt} . À droite, celle d'un MFQPM composé de trois FQPMs optimisés pour des longueurs d'onde différentes : $0,95 \lambda_{opt}$, λ_{opt} et $1,05 \lambda_{opt}$.

Dans ce paragraphe, j'ai présenté un MFQPM à trois étages. Il est envisageable d'augmenter le nombre d'étages afin d'améliorer les performances coronagraphiques globales. Cependant, chaque étage supplémentaire augmente la complexité du MFQPM, la procédure d'alignement et affecte la transmission de la lumière de la source hors axe.

6.2 Le prototype

Dans ce paragraphe, je présente le prototype de MFQPM, conçu et fabriqué au LESIA, que j'ai testé sur le banc THD. Dans un premier temps, je décris le prototype de manière globale avant de présenter les modifications que nous avons dû apporter au banc THD pour pouvoir l'intégrer. Finalement, je présente plus en détail les FQPMs et les diaphragmes de Lyot qui constituent le prototype.

6.2.1 Description générale

La figure 6.3 présente un schéma et une photographie du prototype à trois étages (trois FQPMs et trois diaphragmes de Lyot) que nous avons testé sur le banc THD. Sur le schéma de cette figure la lumière se propage de droite à gauche afin d'être cohérent avec la photographie. Les plans focaux sont identifiés par des pastilles bleues et les plans pupilles par des pastilles vertes. Le deuxième plan focal du banc THD est confondu avec le plan focal A où se trouve le premier FQPM et le troisième plan pupille du banc THD est confondu avec le plan pupille C où se trouve le troisième diaphragme de Lyot du MFQPM (DL-C). Les trois FQPMs et les deux premiers diaphragmes de Lyot sont dans des montures assemblées les unes avec les autres et fixées à une plaque métallique qui garde l'ensemble uni. Ce module principal du MFQPM repose sur un support trait-point-plan qui permet de l'enlever et de le remettre rapidement en place. Les éléments optiques du MFQPM qui permettent de passer des plans focaux aux plans pupille et des plans pupille aux plans focaux sont des lentilles chromatiques. Le choix de ces dernières a été fait pour minimiser le nombre de surfaces optiques traversées et par là, le niveau des aberrations introduites en amont de chaque FQPM. Leurs positions sont repérées sur la figure 6.3 par des pastilles rouges (L1 à L4). Elles sont toutes les quatre contenues dans le module principal du MFQPM dans lequel elles sont fixes et donc non réglables.

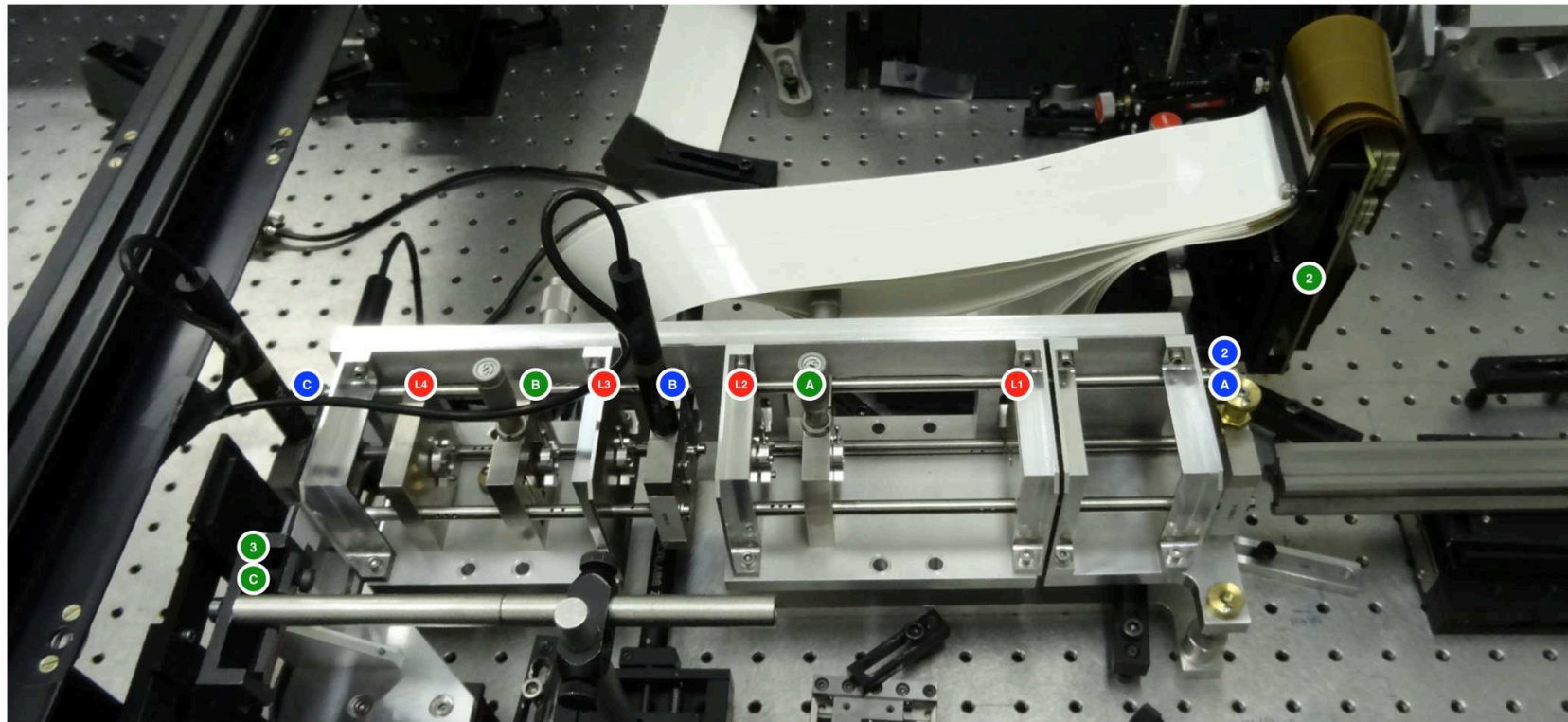
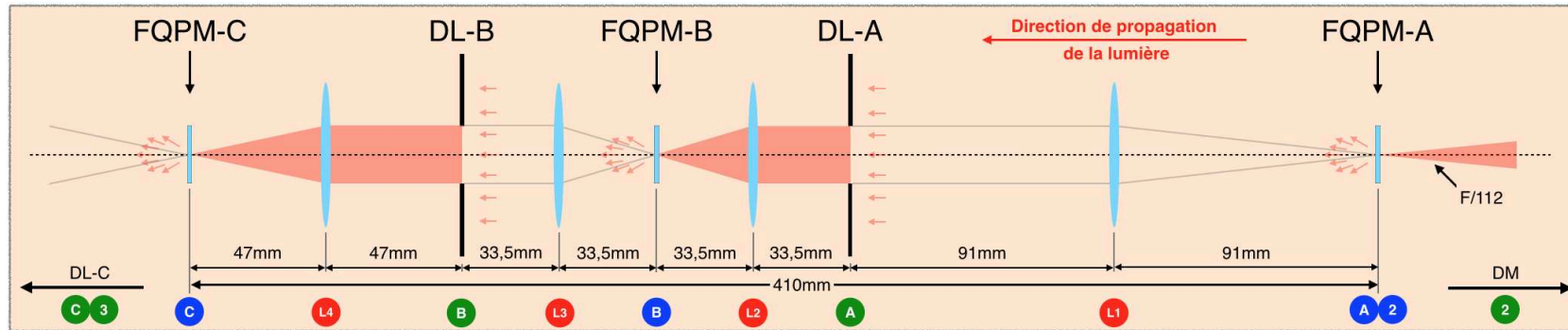


FIGURE 6.3 – Schéma (en haut) et photographie (en bas) du MFQPM testé sur le banc THD. Les différents éléments sont identifiés par des pastilles vertes, bleues et rouges. Les pastilles vertes sont associées aux plans pupilles alors que les bleues sont associées aux plans focaux. Sur la photographie on peut voir le DM situé dans le deuxième plan pupille du banc et le diaphragme de Lyot situé dans le troisième plan pupille du banc. Le plan focal A et le plan pupille C du MFQPM sont respectivement confondus avec le deuxième plan focal et le troisième plan pupille du banc THD. Les pastilles rouges L1, L2, L3 et L4 sont associées aux lentilles plan-convexe qui composent le MFQPM. **Dans le module principal du MFQPM, la lumière se propage de droite à gauche.**

6.2.2 Modifications du banc THD

Contrairement aux autres coronographes testés sur le banc THD, le MFQPM n'est pas contenu dans le deuxième plan focal du banc THD. En effet, le premier et le dernier FQPMs qui composent le module principal sont séparés de 41 cm (voir figure 6.3). Par conséquent, le banc THD a dû être modifié pour pouvoir tester ce prototype.

La figure 6.4 présente le schéma de la fin du banc THD dans sa configuration habituelle (en haut) et dans une configuration adaptée au MFQPM (en bas). Dans les deux cas, le banc THD conserve la configuration présentée par la figure 5.1 avant le second plan focal, identifié sur les deux schémas par une pastille bleue numérotée 2.

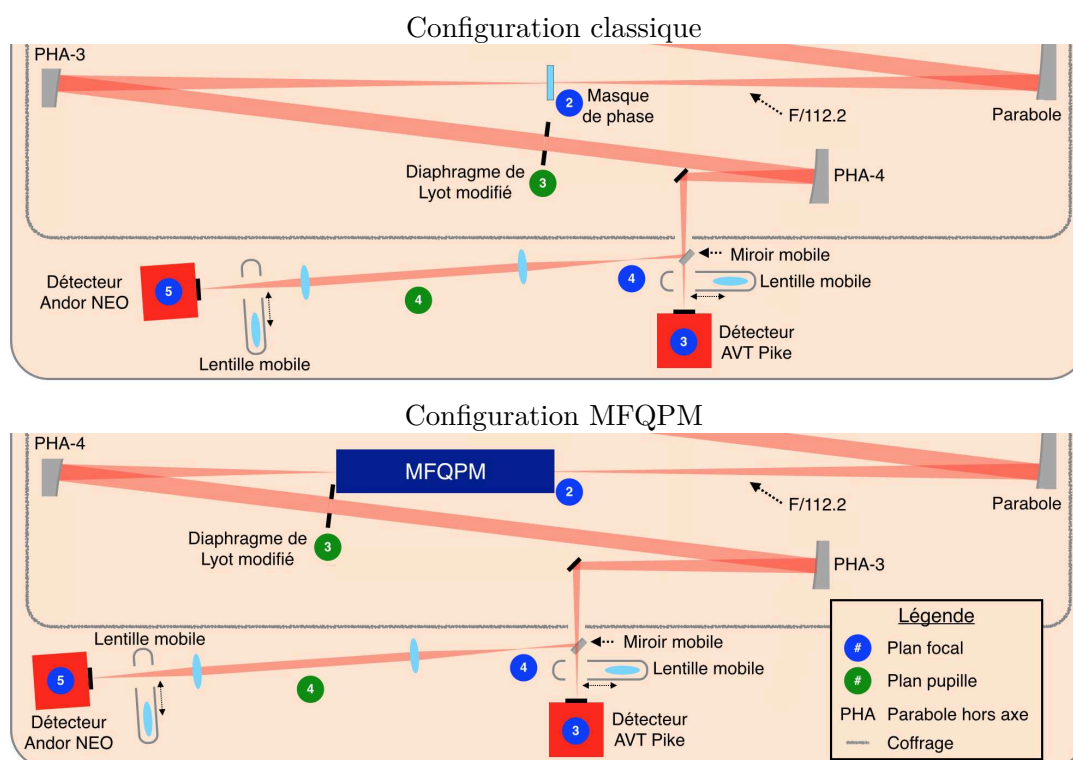


FIGURE 6.4 – Schéma du banc THD dans sa configuration habituelle (en haut) et dans la configuration adaptée au MFQPM (en bas). La configuration du banc en amont du deuxième plan pupille est celle présentée par la figure 5.1. La légende est la même dans les deux cas.

Dans la configuration classique (figure 5.1), la parabole hors axe qui suit le masque de phase est la PHA-3 et celle qui suit le diaphragme de Lyot modifié est la PHA-4. Elles ont respectivement des focales de 908,7 mm et 505,9 mm (voir paragraphe 5.4). Pour pouvoir implémenter le MFQPM sans faire trop de modifications au banc THD, nous avons choisi les lentilles de telle sorte que le module principal du MFQPM est une taille environ égale à la différence des focales des paraboles hors axe PHA-3 et PHA-4 (402,8 mm). Ainsi pour passer en configuration MFQPM, nous interchangeons ces deux paraboles hors axe. Cette opération déplace le troisième plan pupille du banc THD d'environ 40 cm en amont de sa position habituelle. Le diaphragme de Lyot modifié (DL-C dans le cas du MFQPM) est alors ramené dans ce plan. De la même manière, toutes les optiques placées en aval de PHA-4 doivent être déplacées d'environ 40 cm.

6.2.3 Les composants du MFQPM

Avant de présenter dans le paragraphe 6.3 les résultats expérimentaux obtenus avec ce prototype, je décris plus en détail les FQPMs et diaphragmes de Lyot qui composent le MFQPM.

Les FQPM

Les trois FQPMs qui composent le prototype sont situés dans le module principal. Ils ont été choisis dans un lot de FQPMs optimisés pour une longueur d'onde de 635 nm. Nous avons mesuré l'énergie résiduelle de chaque FQPM du lot afin d'obtenir la longueur d'onde optimale effective de chaque masque de phase. Nous avons également regardé chacun de ces masques de phase avec un microscope optique pour vérifier visuellement leur qualité de surface et mesurer le décalage η entre les quadrants. À partir de ces mesures et de ces observations, trois FQPMs ont été sélectionnés. Leurs caractéristiques sont présentés dans le tableau 6.1.

Masque de phase	λ_{opt}	η	$E(\lambda = 635 \text{ nm})$	Monture
FQPM-A	639 nm	$1 \mu\text{m}$	$4 \cdot 10^{-4}$	Fixe
FQPM-B	630 nm	$2 \mu\text{m}$	$2 \cdot 10^{-3}$	Motorisée
FQPM-C	631 nm	$2 \mu\text{m}$	$1,5 \cdot 10^{-3}$	Motorisée

TABLE 6.1 – Caractéristiques des masques de phase du MFQPM.

Le premier FQPM est placé dans le deuxième plan focal du banc THD (voir figure 6.3). Il est fixe et est utilisé comme référence pour les autres coronographes. Le deuxième (FQPM-B) et le troisième (FQPM-C) sont dans des montures motorisées dans les deux directions perpendiculaires à l'axe optique afin de pouvoir les aligner par rapport au premier. La figure 6.5 montre les montures qui contiennent le premier FQPM (à gauche) et le troisième (à droite). Ces montures ont été conçues au LESIA. Chacune d'elle est taillée dans un bloc d'Invar¹ peu sensible aux variations de température afin de minimiser les mouvements des FQPMs les uns par rapport aux autres.

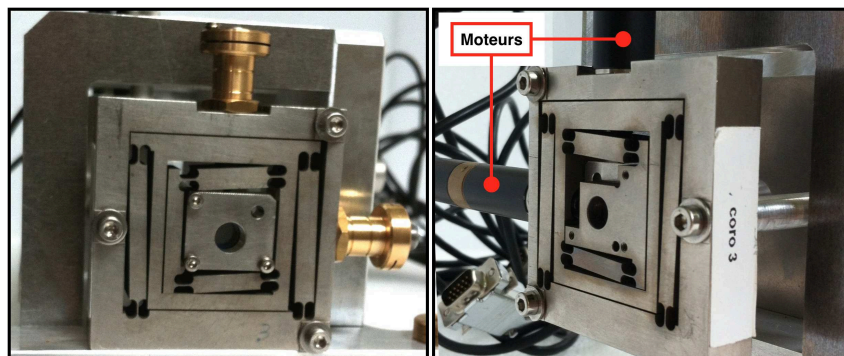


FIGURE 6.5 – À gauche, photographie de la monture qui contient le premier FQPM. À droite, celle qui contient le troisième.

1. L'Invar est un alliage de fer (64%) et de nickel (36%) jouissant d'un coefficient de dilatation thermique très faible.

Les diaphragmes de Lyot

Les deux premiers diaphragmes de Lyot (DL-A et DL-B) sont dans le module principal du MFQPM. Afin de minimiser leurs mouvements par rapport au FQPM, ces derniers sont dans des montures identiques à celles qui contiennent les FQPMs (figure 6.6 gauche). Elles permettent de déplacer les diaphragmes dans les deux directions perpendiculaires à l'axe optique grâce à des vis micrométriques manuelles. Chaque diaphragme est maintenu dans sa monture par un support métallique sur lequel il est fixé (figure 6.6, centre). En faisant tourner manuellement le support dans la monture, nous pouvons orienter le diaphragme. La coupe schématique à droite de la figure 6.6 illustre comment la monture, le diaphragme et le support sont agencés.

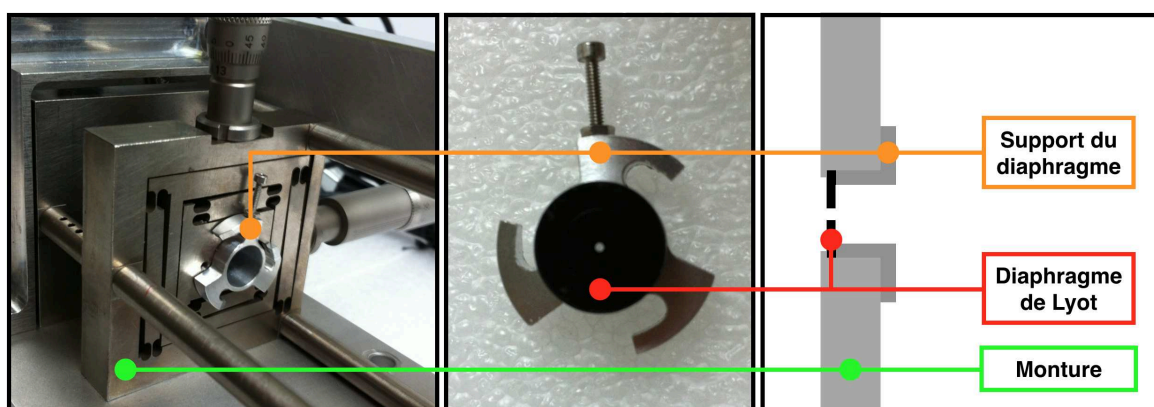


FIGURE 6.6 – À gauche, photographie de la monture qui contient le premier diaphragme de Lyot (DL-A). Au centre, photographie du premier diaphragme de Lyot sur son support. L'ouverture de référence est trop petite pour pouvoir être visible sur cette photographie. À droite, coupe schématique d'un diaphragme de Lyot dans sa monture.

Le troisième diaphragme de Lyot (DL-C) est le seul composant du MFQPM qui n'est pas contenu dans le module principal. Nous utilisons le diaphragme de Lyot modifié présenté dans le paragraphe 5.2.4 en conservant toutes ces fonctionnalités (choix de la taille de la référence, différents modes...).

Pour pouvoir utiliser la SCC, l'ouverture de référence du dernier diaphragme de Lyot doit être éclairée. Puisque nous utilisons trois coronographes optimisés pour des longueurs d'onde très proches, l'atténuation de l'objet sur l'axe est suffisamment forte dans les deux premiers étages du MFQPM pour que la lumière diffractée par le dernier FQPM ne soit pas suffisamment intense à cause des aberrations. Nous devons alors propager la lumière diffractée par le premier FQPM dans tout le MFQPM en utilisant à chaque étage un diaphragme de Lyot modifié. Les images de la figure 6.7, obtenues par simulation numérique, montrent comment la lumière diffractée par le premier FQPM se propage dans les différents plans pupilles du MFQPM. Sur ces images, les ouvertures classiques et les ouvertures de référence sont représentées par des cercles pointillés respectivement verts et oranges. Dans le plan pupille A, l'ouverture de référence intercepte une partie de la lumière diffractée (image de gauche). La lumière de cette référence forme une FEP centrée sur le second FQPM qui la diffracte dans le plan pupille B (image du centre). Comme nous pouvons le voir, pour continuer la propagation de la lumière, nous devons dans le deuxième diaphragme utiliser une ouverture de référence plus grande que celle du premier diaphragme.

Une fois transmise, la lumière subit les effets du dernier masque de phase. Dans le plan pupille C, sa lumière est de nouveau concentrée dans une référence de taille équivalente à la référence du premier diaphragme. En conclusion, si l'ouverture de référence dans le premier diaphragme de Lyot (DL-A) a un diamètre D_{RA} il faut que celles des diaphragmes DL-B et DL-C aient des diamètres respectifs de $\approx 2D_{RA}$ et D_{RA} si le grandissement optique est égal à un.

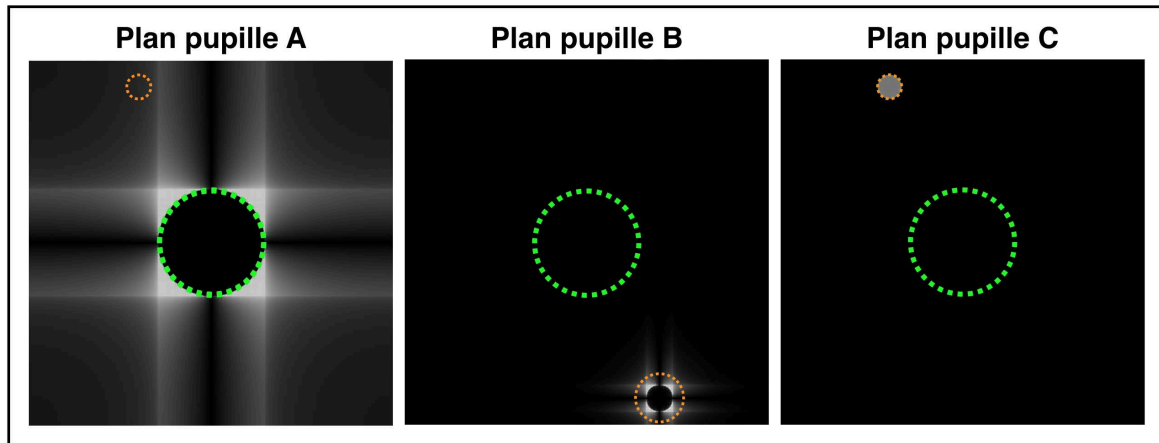


FIGURE 6.7 – Distribution de la lumière diffractée par le premier FQPM dans les trois plans pupille d'un MFQPM. Les ouvertures centrales et les ouvertures de références sont respectivement représentées par des cercles pointillés vert et orange.

Les paramètres qui permettent de caractériser les trois diaphragmes du prototype sont résumés dans le tableau 6.2. Alors qu'il n'y a pas de grandissement optique entre le premier et le deuxième diaphragme de Lyot, il y a un grandissement d'un facteur $\approx 10,8$ entre le deuxième et le troisième ce qui explique les différences de diamètres des ouvertures entre les trois diaphragmes. L'ouverture de référence du deuxième diaphragme de Lyot est deux fois plus grande que celle du premier. L'ouverture de référence du troisième diaphragme doit quant à elle respecter l'équation 4.11. L'angle θ_H , qui peut être réglé manuellement dans les cas des deux premiers diaphragmes, doit prendre en compte les inversions dues aux lentilles visibles sur les images de la figure 6.7. Finalement, le paramètre $\|\vec{\xi}_0\|$ doit, en plus de respecter l'équation 4.10, être identique pour les trois diaphragmes.

Diaphragme de Lyot	D	D_R	γ	θ_H	$\ \vec{\xi}_0\ $
DL-A	0,77 mm	45 μm	17	115°	1,8 D
DL-B	0,76 mm	90 μm	8	295°	1,8 D
DL-C	7,6 mm	0,35 mm	21	115°	1,8 D

TABLE 6.2 – Caractéristiques des diaphragmes de Lyot du prototype MFQPM du THD.

6.3 Performance en laboratoire : MFQPM-SCC

Dans ce paragraphe, je présente les performances du MFQPM obtenues sur le banc THD en lumière monochromatique et en lumière polychromatique. Comme nous l'avons vu dans les paragraphes 4.5.2 et 5.4, l'obtention des meilleurs performances correspond à la correction simultanée des aberrations de phase et d'amplitude. C'est pourquoi je ne présente dans ce paragraphe que des résultats obtenus pour des corrections en demi *dark hole* (HDH). Ces derniers ont été obtenus pendant la première année de ma thèse. Le prototype du MFQPM avait été installé sur le banc pour réaliser une série de tests. Il a ensuite été démonté et le banc THD remis dans sa configuration classique. Depuis, le MFQPM n'a pas été réinstallé sur le banc THD. Dans la pratique, lorsque nous testons un coronographe sur le banc THD, nous essayons de comprendre les différents facteurs limitants. Par conséquent, il nous arrive de réduire la taille de la zone de correction (DH). Les images que je présente dans ce paragraphe ont été obtenues à partir d'une correction HDH pendant laquelle nous avons utilisé un DH réduit. Malheureusement, je n'ai pas, à cette époque, enregistré de données obtenues avec un DH complet et je n'ai pas eu l'occasion depuis de répéter cette expérience. Par conséquent, au lieu d'utiliser une zone de correction rectangulaire de $13,5$ par $27 \lambda/D$ de côté, j'utilise ici un DH rectangulaire de $10,5$ par $24,3 \lambda/D$ de côté représenté sur la figure 6.8 par une surface grise. Ce dernier a été obtenu en retirant une bande de $1 \lambda/D$ de large en bas du DH, une bande de $1,35 \lambda/D$ à gauche et à droite ainsi qu'une bande de $2 \lambda/D$ de large en haut. La zone de mesure des performances (ZM), délimitée par une ligne rouge continue sur la figure 6.8, a été obtenue en supprimant une bande de $1,5 \lambda/D$ sur tous les bords du DH ainsi qu'un disque de $8 \lambda/D$ de diamètre centré sur l'axe optique (croix rouge).

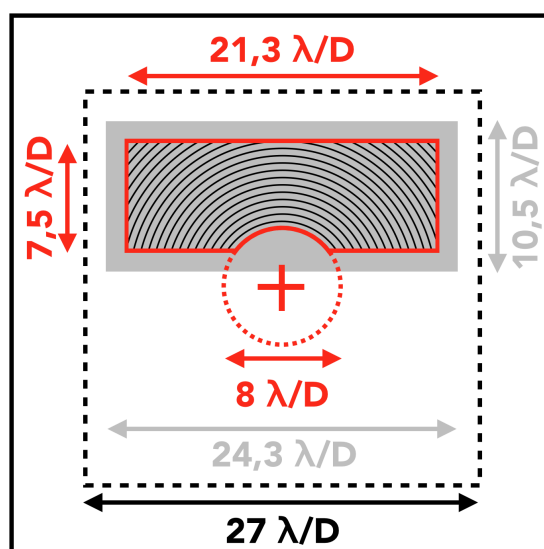


FIGURE 6.8 – Schéma des zones d'intérêts associées à la correction HDH utilisée avec le MFQPM. Les bords de la ZI sont représentés par un trait noir pointillé, le DH par une surface grise et les bords de la ZM par une trait rouge continu.

6.3.1 En lumière monochromatique

Dans un premier temps, je vérifie si nous sommes capables d'atteindre en lumière monochromatique ($\lambda = 637 \text{ nm}$) avec l'association MFQPM-SCC des performances similaires à l'association FQPM-SCC (voir paragraphe 5.4). L'image coronagraphique de la figure 6.9 a été obtenue après une correction HDH dans la configuration MFQPM-SCC. La procédure utilisée pour contrôler le DM avec la SCC est celle décrite dans le paragraphe 4.3 et la procédure utilisée pour étalonner la photométrie des images est celle présentée dans le paragraphe 5.3.1. Pour obtenir une image coronagraphiée, nous arrêtons la correction, nous fermons l'ouverture de référence du troisième diaphragme de Lyot en le mettant dans le mode coronagraphique (voir 5.2.4). De cette manière, nous supprimons la lumière de l'ouverture de référence. Si nous étions au foyer d'un télescope, nous enregistrerions des images SCC pour pouvoir continuer à corriger les *speckles* et pour pouvoir utiliser la méthode de traitement a posteriori accessible avec la SCC (voir paragraphe 3.4.2). En laboratoire, nous enregistrons souvent des images coronagraphiées pour pouvoir étudier les performances du coronographe sans que celles-ci soient perturbées par la référence de la SCC.

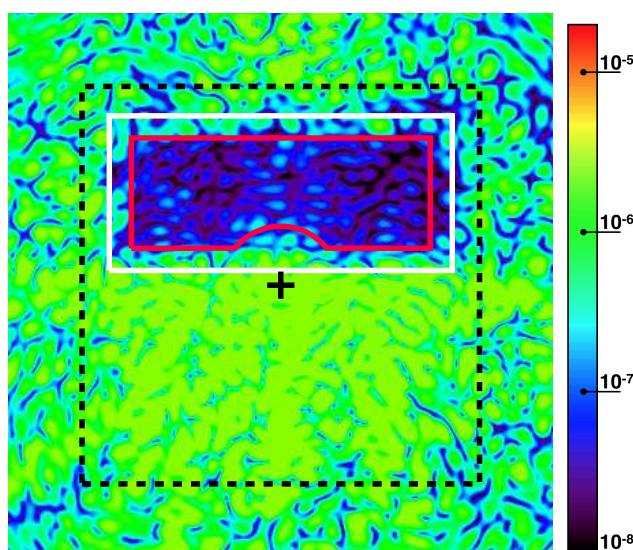


FIGURE 6.9 – Image coronagraphiée obtenue sur le banc THD pendant une correction HDH faite en lumière monochromatique ($\lambda = 637 \text{ nm}$) dans la configuration MFQPM-SCC. Elle couvre un champ de $37 \lambda/D$ de côté. L'axe optique est présenté par une croix noire, les bords de la ZI par un trait noir pointillé, ceux du DH par un trait blanc continu et ceux de la ZM par un trait rouge continu.

Comme nous le constatons, la correction est efficace et uniforme dans le HDH. Si nous comparons cette image à celle obtenue dans les mêmes conditions² avec un seul FQPM (figure 5.13 gauche), nous constatons que l'accumulation de FQPM permet de réduire l'intensité du résidu central. Cependant, des aberrations d'amplitude de bas ordres limitent toujours la correction des *speckles* les plus proches de l'axe optique. La figure 6.10 présente la courbe de contraste et la fonction cumulative associées à l'image de la figure 6.9 (lignes rouges continues). Elles sont comparées à celles associées à l'image de la figure 5.13 (gauche) obtenue dans la configuration

2. À la différence des images obtenues avec un FQPM qui ont été enregistrées avec le détecteur NEO, celles obtenues avec le MFQPM ont été enregistrées avec le détecteur Pike.

FQPM-SCC. De la même manière qu'avec le FQPM (voir paragraphe 5.4), nous obtenons avec le MFQPM un contraste inférieur $3 \cdot 10^{-8}$ pour des séparations supérieures à $5 \lambda/D$. Là encore, le contraste obtenu est limité par les aberrations d'amplitude. En effet, les deuxième et troisième coronographe n'ont presque pas d'influence sur le terme A_S^A qui dépend des aberrations.

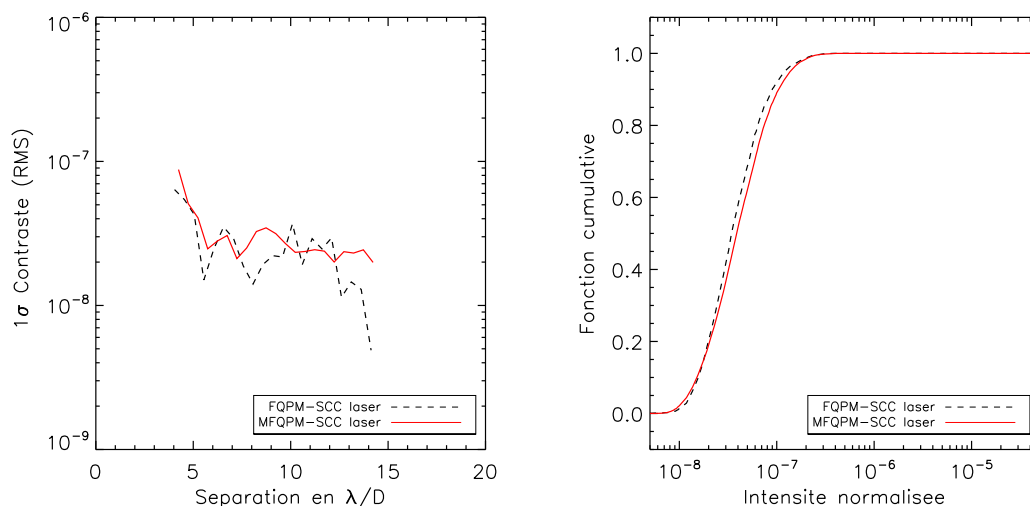


FIGURE 6.10 – Courbes de contraste et fonctions cumulatives associées à l'image obtenue en lumière monochromatique dans la configuration MFQPM-SCC (lignes rouges pleines). Elles sont comparées à celles obtenues dans la configuration FQPM-SCC (lignes noires pointillées) présentées dans le paragraphe 5.4.

6.3.2 En lumière polychromatique

Après avoir vérifié les performances du MFQPM en lumière monochromatique, je propose dans ce paragraphe de tester ses performances en lumière polychromatique. Nous savons que la SCC est chromatique par conséquent, pour estimer les performances du MFQPM indépendamment de celle de la SCC, je réalise dans un premier temps une correction en lumière monochromatique. Puis, je fige le miroir déformable dans la position qui permet d'obtenir la meilleure correction. Avant que les aberrations n'aient eu le temps d'évoluer, je teste l'effet coronographique en éclairant le système avec la lumière issue de la source Fianium que je filtre en utilisant les filtres passe-bande situés dans la roue à filtres du module d'injection (voir paragraphe 5.2.1). Les caractéristiques des filtres utilisés pour cette expérience sont présentés dans le tableau 6.3.

Nom du filtre	620-010	647-010	660-010	680-010	652-030	641-080
λ_0 en nm	620	647	660	680	652	641
$\Delta\lambda$ en nm	10	10	10	10	30	80
Résolution ($\lambda_0/\Delta\lambda$)	62	65	66	68	22	8

TABLE 6.3 – Caractéristiques des filtres utilisés sur le banc avec le MFQPM.

Les images obtenues pour chacun de ces filtres sont présentés par la figure 6.11. Les courbes de contraste et les fonctions cumulatives associées à ces images sont présentés respectivement en haut et en bas de la figure 6.12. Dans les deux cas, j'ai séparé, pour faciliter leur lecture, les

courbes associées aux images obtenues pour les filtres de 10 nm de bande spectrale (à gauche) de celles associées aux images obtenues pour des bandes spectrales plus larges (à droite). J'ai également reporté sur tous les graphiques les courbes obtenues à partir de l'image monochromatique de la figure 6.9.

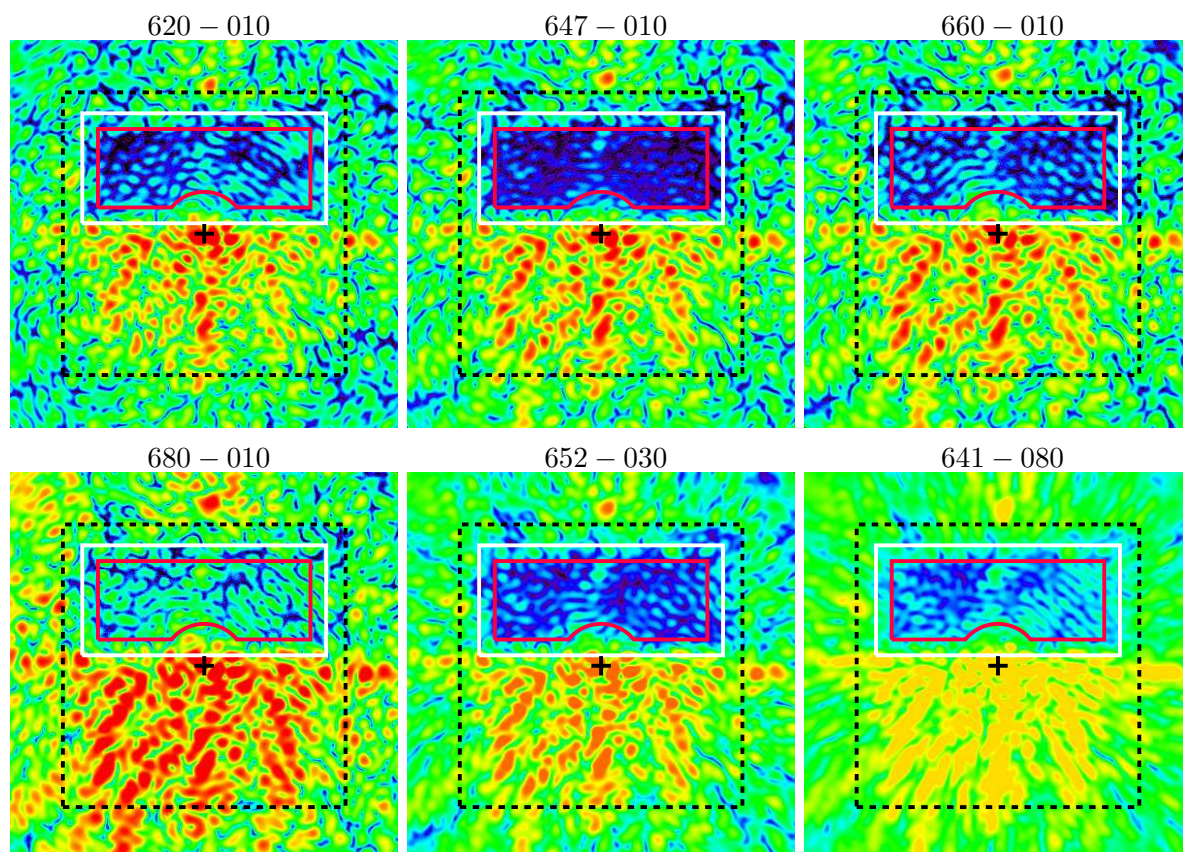


FIGURE 6.11 – Images obtenues sur le banc THD en lumière polychromatique. Elle couvre un champ de $37 \lambda_0/D$ de côté. L'axe optique est présenté par une croix noire, les bords de la ZI par un trait noir pointillé, ceux du DH par un trait blanc continu et ceux de la ZM par un trait rouge continu.

Le filtre qui permet d'obtenir les performances les plus proches de celles obtenues en lumière monochromatique est le filtre 647-010. Si nous regardons l'image qui lui est associée, nous constatons qu'elle est très similaire à celle obtenue en lumière monochromatique. Dans la zone de mesure des performance (trait rouge plein), nous retrouvons les mêmes *speckles* dans les deux images. De plus, comme le montrent les courbes de contraste et les fonctions cumulatives associées au filtre 647-010 (trait vert pointillé) et au laser (trait noir continu), les niveaux atteints dans la ZM sont comparables dans les deux cas. Les intensités médianes obtenues avec le filtre 647-010 et le laser sont respectivement de $5 \cdot 10^{-8}$ et $4 \cdot 10^{-8}$ alors que les contrastes sont respectivement de $4 \cdot 10^{-8}$ et $3 \cdot 10^{-8}$. Les autres filtres de 10 nm de bande passante permettent d'atteindre des performances moins bonnes. Avec les filtres 620-010 et 660-010 les contrastes sont compris entre $8 \cdot 10^{-8}$ à $2 \cdot 10^{-7}$ pour des séparations angulaires comprises entre 5 et $14 \lambda/D$ et les intensités médianes respectives sont de $1,4 \cdot 10^{-7}$ et $1,2 \cdot 10^{-7}$. Le filtre 680-010 est quant à lui limité à des contrastes de $3 \cdot 10^{-7}$ pour toutes les séparations angulaires et a une intensité médiane de $4,5 \cdot 10^{-7}$ dans la ZM.

Ces résultats obtenus pour des bandes spectrales de 10 nm montrent que plus nous nous éloignons de la longueur d'onde 637 nm, que est celle utilisée pour corriger les *speckles* avec la SCC, plus les performances se dégradent.

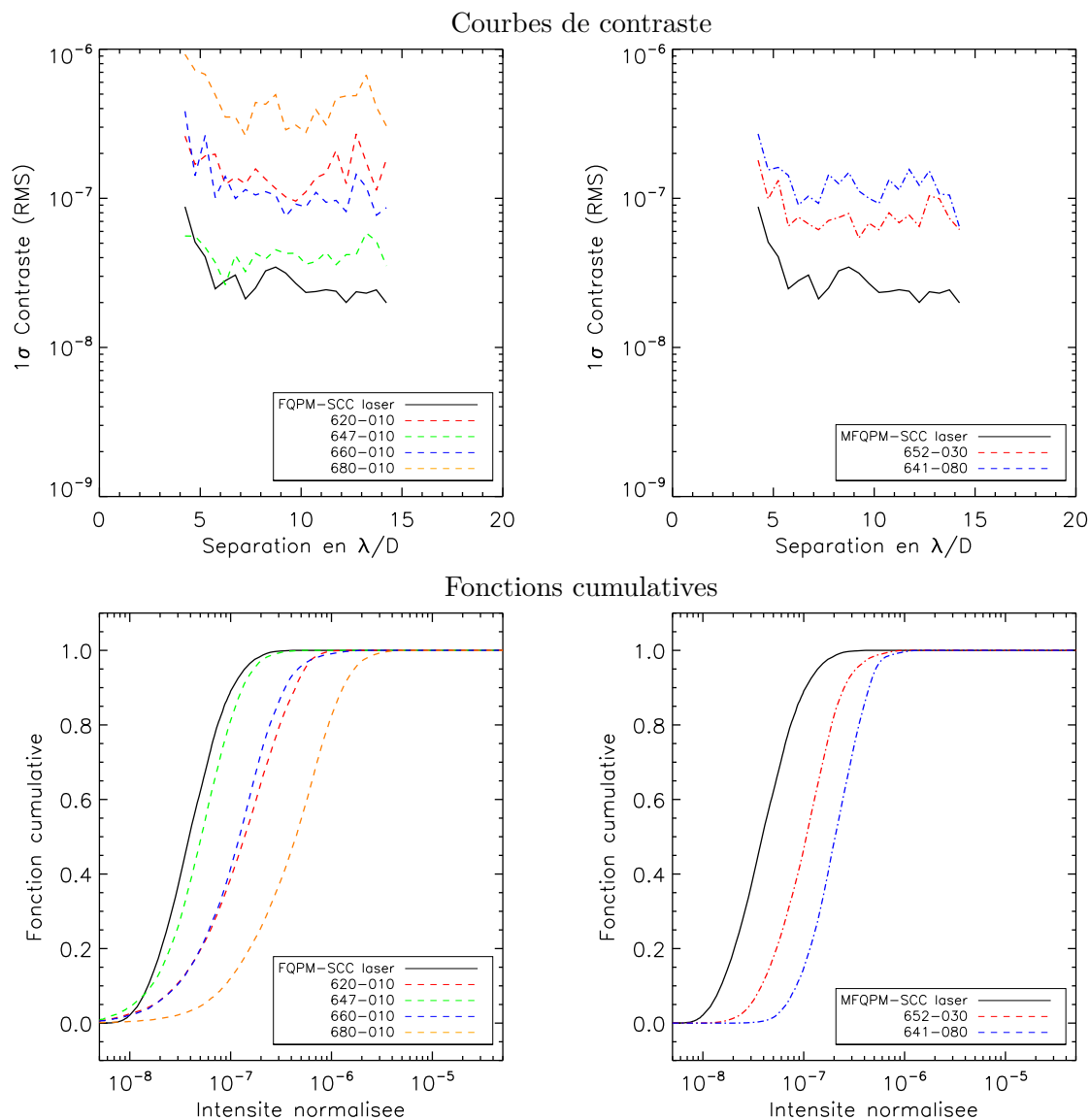


FIGURE 6.12 – Courbes de contraste en haut et fonctions cumulatives en bas associées aux images obtenues dans les bandes spectrales de 10 nm à gauche et dans les bandes de 30 et 80 nm à droite. Sur les quatre graphiques, j'ai reporté la courbes associées à l'image obtenue en lumière monochromatique ($\lambda = 637$ nm, voir figure 6.9).

La bande spectrale du filtre 652-030, qui s'étend de 637 à 667 nm, est décalé par rapport à la longueur d'onde du laser qui a permis de faire la correction. Malgré ce décalage, le MFQPM permet d'obtenir avec ce filtre des contrastes d'environ $8 \cdot 10^{-8}$ entre 5 et $14 \lambda/D$ et une intensité médiane dans la ZM de 10^{-7} . Avec le filtre 641-080 les contrastes obtenus sont inférieurs à $2 \cdot 10^{-7}$ entre 5 et $14 \lambda/D$ et l'intensité médiane dans la ZM est de $2,1 \cdot 10^{-7}$. Les contrastes obtenus en lumière monochromatique ne se dégradent que d'un facteur 2 pour une bande spectrale de 30 nm

et d'un facteur 2,5 pour une bande spectrale de 80 nm ce qui prouve la capacité du MFQPM à travailler en lumière polychromatique.

La procédure utilisée pour obtenir les images en lumière polychromatique présentées dans ce paragraphe permet d'obtenir des mesures indépendantes du chromatisme de la SCC. Cependant, elles ne sont pas indépendantes du chromatisme du banc THD. Par conséquent toutes les performances présentés dans ce paragraphe sont potentiellement limitées par les effets chromatiques du banc THD. Dans le chapitre 7, je présente les résultats d'une expérience qui prouve que ce n'est pas le cas et que les performances décrites ci-dessus sont celles du prototype de MFQPM que j'ai utilisé. Nous pensons quelle sont limitées par les lentilles chromatiques à courte focale utilisées. Ces dernières ont été préférées à des miroirs pour avoir un MFQPM compact.

Chapitre 7

Le *dual-zone phase-mask*

Dans ce chapitre, je présente mes travaux sur le *dual zone phase masque* [DZPM, Soummer et al., 2003] qui est le second coronographe optimisé pour travailler en lumière polychromatique que j'ai étudié et testé pendant ma thèse. Ces travaux ont fait l'objet d'une publication dans la revue *Astronomy and Astrophysics* qui constitue l'intégralité de ce chapitre. Elle est l'aboutissement d'une collaboration entreprise avec le laboratoire d'astrophysique de Marseille (LAM). Dans cet article, je reviens dans un premier temps sur le principe du DZPM. Je présente ensuite le prototype qui a été optimisé et fabriqué pour le banc THD. Finalement, l'article présente les résultats de quatre expériences réalisées en laboratoire : mesure de l'IWA, sensibilité au focus, performances en lumière monochromatique et polychromatique pour des bandes spectrales allant jusqu'à 300 nm de largeur dans le visible ($\Delta\lambda/\lambda_0 > 43\%$).

Sommaire

7.1	Article : <i>Laboratory validation of the achromatic dual-zone phase mask coronagraph at the THD high-contrast imaging testbed</i>	117
-----	----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------	------------

Laboratory validation of the dual-zone phase mask coronagraph in broadband light at the high-contrast imaging THD-testbed

J. R. Delorme¹, M. N'Diaye², R. Galicher¹, K. Dohlen³, P. Baudoz¹,
A. Caillat³, G. Rousset¹, R. Soummer², and O. Dupuis¹

¹ LESIA, Observatoire de Paris, CNRS, University Pierre et Marie Curie Paris 6 and University Denis Diderot Paris 7,
5 place Jules Janssen, 92195 Meudon, France

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

³ Aix Marseille Université, CNRS, Laboratoire d'Astrophysique de Marseille (LAM), UMR 7326, 13388 Marseille, France
e-mail: jacques-robert.delorme@obspm.fr

Received 23 March 2016 / Accepted 26 May 2016

ABSTRACT

Context. Specific high contrast imaging instruments are mandatory to characterize circumstellar disks and exoplanets around nearby stars. Coronagraphs are commonly used in these facilities to reject the diffracted light of an observed star and enable the direct imaging and spectroscopy of its circumstellar environment. One important property of the coronagraph is to be able to work in broadband light.

Aims. Among several proposed coronagraphs, the dual-zone phase mask coronagraph is a promising solution for starlight rejection in broadband light. In this paper, we perform the first validation of this concept in laboratory.

Methods. First, we recall the principle of the dual-zone phase mask coronagraph. Then, we describe the high-contrast imaging THD testbed, the manufacturing of the components and the quality-control procedures. Finally, we study the sensitivity of our coronagraph to low-order aberrations (inner working angle and defocus) and estimate its contrast performance. Our experimental broadband light results are compared with numerical simulations to check agreement with the performance predictions.

Results. With the manufactured prototype and using a dark hole technique based on the self-coherent camera, we obtain contrast levels down to $2 \cdot 10^{-8}$ between 5 and $17 \lambda_0/D$ in monochromatic light (640 nm). We also reach contrast levels of $4 \cdot 10^{-8}$ between 7 and $17 \lambda_0/D$ in broadband ($\lambda_0 = 675$ nm, $\Delta\lambda = 250$ and $\Delta\lambda/\lambda_0 = 40\%$), which demonstrates the excellent chromatic performance of the dual-zone phase mask coronagraph.

Conclusions. The performance reached by the dual-zone phase mask coronagraph is promising for future high-contrast imaging instruments that aim at detecting and spectrally characterizing old or light gaseous planets.

Key words. Instrumentation: high angular resolution – Techniques: high angular resolution – Planets and satellites: detection

1. Introduction

During the past few years, high-contrast imaging instruments allowed the discovery and the spectral characterization of some objects in the outer part of exoplanetary systems. However, such detections are very challenging

During the past few years, high-contrast imaging instruments allowed the discovery and the spectral characterization of some objects in the outer part of extrasolar systems. However, imaging circumstellar disks and exoplanets is very challenging as these objects are 10^3 to 10^{10} times fainter than their host stars in the visible and near-infrared domains with angular separations smaller than $1''$ (Seager & Deming 2010).

Starlight rejection techniques are required to overcome these contrast ratios and observe circumstellar environments. In this context, coronagraphy is a powerful technique that were adopted in the current high-contrast imaging instruments, such as SPHERE/VLT (Beuzit et al. 2008), GPI/Gemini (Macintosh et al. 2008), SCExAO/Subaru (Jovanovic et al. 2014) and P1640/Palomar (Hinkley et al. 2011). Thanks to their coronagraphs these instruments can study, in optimal observation conditions, young and massive planets, and thus warm and bright at infrared wavelength that are 10^{-7} fainter than their hosting star. The presence of advanced coronagraphs is already envisioned

for the forthcoming extremely large telescopes (ELTs) on the ground and the future large missions in space (e.g., WFIRST, HDST Spergel et al. 2015; Dalcanton et al. 2015) to obtain contrast levels down to 10^{-10} to study cold gaseous or massive rocky planets. Coronagraphs need highly achromatic capabilities to enable the spectral analysis of disk grains and exoplanet atmospheres with reasonable exposure times. Several concepts have been proposed to observe substellar mass companions over wide spectral bands (e.g. Guyon et al. 2005; Mawet et al. 2005; Trauger et al. 2011; Galicher et al. 2011). Among them, the dual-zone phase mask (DZPM) coronagraph is a promising solution that combines a pupil apodizer and a focal dual-zone phase mask to remove starlight in broadband light (Soummer et al. 2003b).

To validate the multireference self-coherent camera (MRSCC, Delorme et al. 2016), which is a focal plane wavefront sensor working in wide-band, we manufactured a DZPM coronagraph for the *très haute dynamique* (THD, Galicher et al. 2014) testbed. We choose the DZPM because it is attractive in term of contrast level ($\approx 10^{-8}$) over a wide-band (up to 40%) and it is easy to implement. Although the concept itself had never before been demonstrated, the technologies required for its manufacture had been demonstrated, both for the apodizer (Martinez et al. 2009; Sivaramakrishnan et al. 2009) and for the phase mask (N'Diaye et al. 2010a).

In this paper, we study a prototype of this device in laboratory. In Sect. 2 we recall the coronagraph principle. In Sect. 3, we present the THD testbed, detail the design of the adopted DZPM coronagraph for this testbed, and describe the manufacturing procedures for the apodizer and phase mask prototypes. In Sect. 4, we present the results of our experiment with the determination of the inner working angle (IWA) and the extinction of the DZPM, the analysis of its sensitivity to defocus, and the presentation of the contrast performance of our prototype for different spectral bandwidth up to 40%.

2. DZPM principle

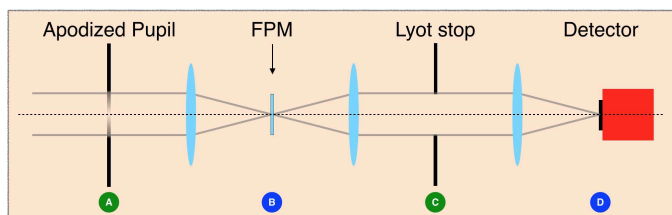


Fig. 1: Scheme of the coronagraphic layout.

A phase mask coronagraph is a Lyot-style concept which involves four successive planes (A, B, C, D) represented by Fig. 1. It combines an entrance pupil with apodization in plane A, a downstream phase focal plane mask (FPM) in plane B, a Lyot stop in the relayed pupil plane C, and a detector in the final focal plane D in which the coronagraphic image of an unresolved, on-axis star is formed. The design is such that an optical Fourier transform operation relates the complex amplitudes of the electric field in two successive planes. We recall the principle of concepts using circularly axi-symmetrical phase FPM, first with the Roddier & Roddier phase mask (RRPM) and then with a DZPM. We refer the reader to Soummer et al. (2003a,b) and N'Diaye et al. (2012a) for a complete description of the mathematical formalism.

The RRPM uses a single circular phase disk that introduces a π phase shift with respect to the rest of the mask in the image plane B. The disk diameter is close to that of the Airy disk ($1.06 \lambda_{opt}/D$ for a circular aperture of diameter D and design wavelength λ_{opt}). For a monochromatic source emitting at λ_0 , the mask creates a destructive interference within the relayed pupil, rejecting most of the stellar light outside the Lyot stop. Adding an adequate apodization in the entrance pupil plane A results in the cancellation of the electric field over the relayed pupil in plane C, and therefore leads to a perfect starlight suppression in the focal plane D (Baudoz 1999; Guyon & Roddier 2000; Soummer et al. 2003a). Unfortunately, the performance of the corresponding system strongly decreases in broadband observation. This loss of coronagraphic performance comes from chromatism effects related to the inherent properties of the RRPM.

To overcome the chromaticity issue, Soummer et al. (2003b) improved the concept by replacing the simple phase mask in the Roddier coronagraph with a DZPM. This phase mask is designed as a circular phase disk of diameter d_1 surrounded by an annular phase ring of diameter d_2 where d_1 and d_2 are of the order of the Airy disk (see Fig. 2). The DZPM introduces different phase shifts φ_1 and φ_2 on the incoming wavefront with respect to the rest of the phase mask in the focal plane B. These phase steps are induced by the inner and outer part of the mask and expressed in optical path differences OPD_1 and OPD_2 . At a given central wavelength λ_{opt} , the mask creates a destructive interference

within the relayed pupil, rejecting the stellar light outside the Lyot stop. An adequate choice of the DZPM parameters allows reaching destructive interferences inside the pupil over a wide range of wavelengths. One of the main parameters is the entrance pupil apodizer which transmission follows a radially symmetric fourth order polynomial function to improve the starlight rejection (Soummer et al. 2003b). In the case of a clear aperture and with normalized radial coordinate $\rho = r/R$ where r is the radial coordinate and R is the pupil radius, the amplitude apodization Φ_a writes as

$$\Phi_a(r) = 1 + \omega_1 \rho^2 + \omega_2 \rho^4, \quad (1)$$

with the polynomial transmission function coefficients ω_1 and ω_2 . Further improvement is achieved by adding a slight defocus of the coronagraph mask, which is equivalent to allocate a complex term in the apodization. The phase apodization Φ_w at the wavelength λ is then expressed as

$$\Phi_w(r) = \exp(2i\pi \beta \rho^2 \lambda_{opt}/\lambda), \quad (2)$$

with its associated parameter β which longitudinal defocus Δz is related to by

$$\Delta z = 2\beta F^2 \lambda, \quad (3)$$

where F denotes the focal ratio of the optical system. The DZPM coronagraph involves seven parameters ($\omega_1, \omega_2, \beta, d_1, d_2, OPD_1, OPD_2$) and a careful choice of their values provides a design with a contrast better than 10^{-6} over 20% bandpass at an angular separation of $2 \lambda_{opt}/D$ from the star (Soummer et al. 2003b; N'Diaye et al. 2012a).

Over the past few years, DZPM prototypes were manufactured for tests in laboratory (N'Diaye et al. 2012b) but so far, they have never been introduced in a testbed with sufficiently high wavefront control performance in the low and mid-spatial frequencies to confirm the predicted performance. We decided to probe the efficiency of the DZPM coronagraph (apodizer and phase mask) by testing a recently manufactured prototype at the THD-testbed at Paris Observatory.

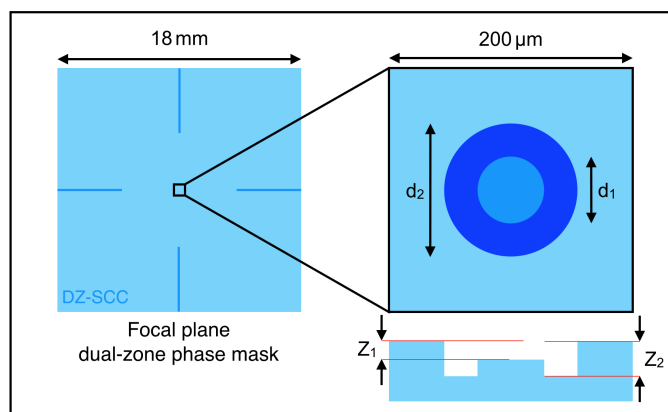


Fig. 2: Substrate layout and mask profile.

3. Experimental setup

In this section, we briefly recall the goals and the main components of the optical THD-testbed. Then, we present the DZPM coronagraph that was designed for this facility. Finally, we detail the manufacturing procedure and we present the metrology of the manufactured apodizer and phase mask.

3.1. THD-testbed

The THD-testbed objective is the comparison of high contrast imaging techniques under the same conditions to prepare the design of future instruments dedicated to direct imaging of exoplanets (Galicher et al. 2014). During the experiments that are presented in this paper, a Self-Coherent Camera (SCC, Baudoz et al. 2006; Galicher et al. 2008, 2010) is used as a focal plane wavefront sensor to minimize the speckle intensity in the final image by commanding a deformable mirror (DM) which is set upstream of the coronagraphic focal plane mask. A complete description of the THD-testbed (Fig. 3) is given in Mas et al. (2010). In this paper we only recall the main components.

- The star is simulated by a monomode optical fiber that can be fed by two light sources: a quasi-monochromatic laser diode (central wavelength $\lambda_0 = 637$ nm, spectral bandwidth $\Delta\lambda < 1$ nm); or a Fianium supercontinuum source with calibrated spectral filters (Tab. 1).
- A tip-tilt mirror is used to center the beam on the coronagraphic mask with pointing precision better than $1.5 \cdot 10^{-3} \lambda_0/D$.
- The apodizer is set in the entrance circular unobscured pupil (diameter $\varnothing_p = 8.1$ mm) just after the tip-tilt mirror.
- The DM is a 32×32 actuators Boston Micromachines Corporation device. It is set in a pupil plane upstream the FPM. We used 27 actuators across the pupil diameter.
- A modified Lyot stop is used to implement the SCC. The diameter of the classical Lyot stop aperture is $D_L = 8$ mm (98.7% filtering). The SCC reference hole is $\gamma = 26.6$ times smaller and is at a distance $\xi = 1.76 D_L$ from the Lyot stop center.
- An Andor NEO detector is used. Images are 400×400 pixels and the resolution element ($\lambda_0 f/D_L$) is sampled with 6.25 pixels.
- An additional lens on a motorized stage enables imaging of the light distribution in the pupil plane.

We classify light sources in four categories (Tab. 1): monochromatic, 10 nm bandwidth, large bandwidth (< 100 nm) and very large bandwidth (> 200 nm). The monochromatic light source is the laser diode with no filter whereas the other light sources are produced using a combination of the supercontinuum source and one spectral filter or two (low-pass and high-pass). For all of our tests during the experiment, we extract 1% of the injected light on the testbed to measure and record the source spectrum. These spectra have been used in the numerical simulations presented in this paper to reproduce the experimental conditions.

3.2. DZPM coronagraph

3.2.1. Design

The DZPM coronagraph aims at rejecting the light of an on-axis star over a wide spectral band. The prototype optimized for the THD-testbed is designed to work over a bandwidth $\Delta\lambda = 133$ nm centered at $\lambda_{opt} = 665$ nm ($\Delta\lambda/\lambda_{opt} = 20\%$). Following (N'Diaye et al. 2012a), we adjust the DZPM parameters to reach the best contrast in the coronagraphic image over an annulus ranging from 2 to $10 \lambda_{opt}/D$ from the optical axis and over the spectral band of interest. For each set of parameters, we calculate the average intensity in the annulus at five uniformly distributed wavelengths. Then, we quadratically sum the five intensities. Eventually, we use a least-squares method to find the

Table 1: Light sources used in this paper.

Light source category	Light source name	Central wavelength λ_0 (nm)	Bandwidth $\Delta\lambda$ (nm)
Monochromatic	Laser	637	<1
10 nm bandwidth	620-10	620	10
	647-10	647	10
	660-10	660	10
	680-10	680	10
Large bandwidth	652-30	652	30
	641-80	641	80
Very large bandwidth	650-200	650	200
	675-250	675	250
	700-300	700	300

DZPM parameters that minimize the quadratic sum. Over the spectral bandpass mentioned above, the prototype theoretically provides a contrast better than 10^{-6} between 2 and $10 \lambda_{opt}/D$ from the star and $3 \cdot 10^{-8}$ at separations larger than $6 \lambda_{opt}/D$. We also expect it to reject the stellar light down to $5 \cdot 10^{-6}$ between 2 and $10 \lambda_{opt}/D$ and $2 \cdot 10^{-7}$ at separations larger than $6 \lambda_{opt}/D$ over 250 nm.

The FPM parameters specified are given in Tab. 2 and the amplitude transmission profile of the apodizer, defined by Eq. 1 with $\omega_1 = -0.584907$ and $\omega_2 = 0.128201$. The radius of the pupil is $R = 4.05$ mm. The profile is plotted in Fig. 4. The throughput in intensity of the apodizer is 56% and the FWHM of the apodized PSF is $1.17 \lambda/D$.

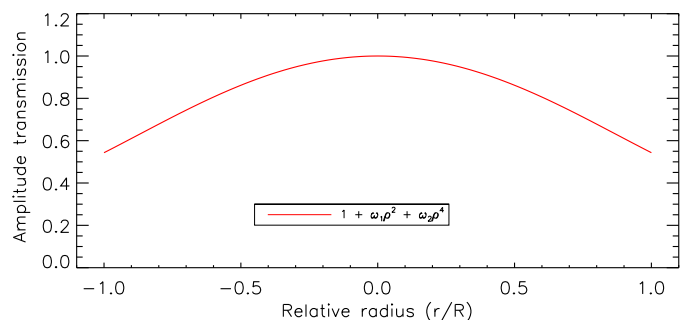


Fig. 4: Amplitude profile of the designed apodizer with $\omega_1 = -0.584907$ and $\omega_2 = 0.128201$.

In Sect. 3.2.2 and 3.2.3, we describe the manufacturing procedures and our verifications of specification for both the apodizer and the phase mask.

3.2.2. Apodizer characterization

The apodizer is manufactured by Aktiwave LLC (Fig. 5) using a halftone process (Dorrer & Zuegel 2007; Martinez et al. 2009; Vigan et al. 2016) to reach the required transmission function through the use of an array of microdots ($5 \mu\text{m}$ by $5 \mu\text{m}$) with a customized spatial distribution over the 8.1 mm diameter. The same manufacturing process has been used for the SPHERE (Guerra et al. 2011; Carbillet et al. 2011; Soummer 2005) and GPI (Sivaramkrishnan et al. 2010) apodizers.

In this section we present two tests done on the THD-testbed: the first to ensure that the apodizer amplitude profile is within the

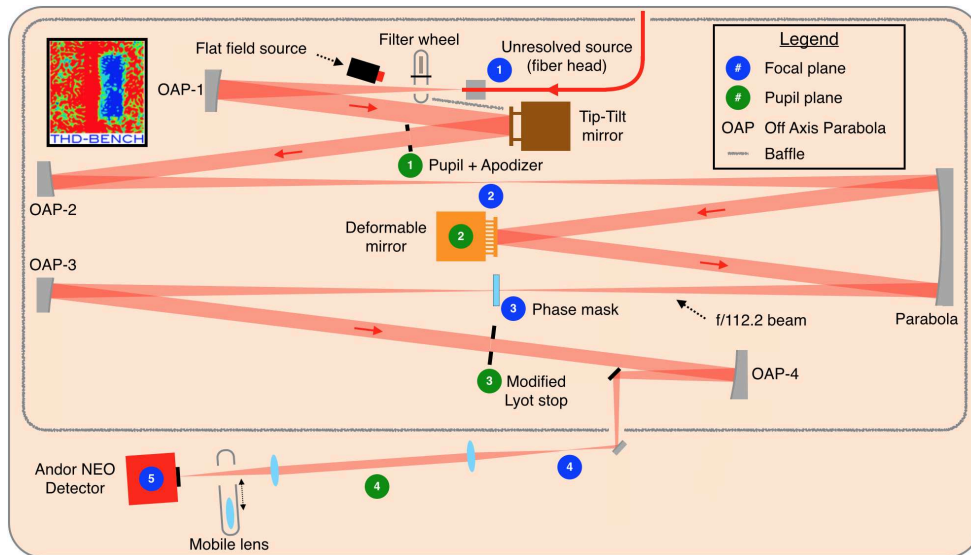


Fig. 3: Optical layout of the THD testbed.

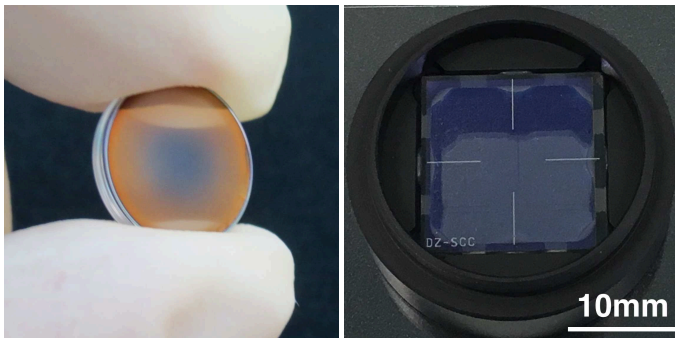


Fig. 5: Picture of: the apodizer (left) and the phase mask in its assembly (right).

specifications; the second to measure its chromatic variation. In both cases, we record two images of the light intensity distribution in pupil plane: with and without the apodizer in the beam. Then, we divide the former by the latter and take the square root to obtain the normalized apodizer amplitude map. Finally, we derive the azimuthal average profile of this map to obtain the apodizer amplitude profile.

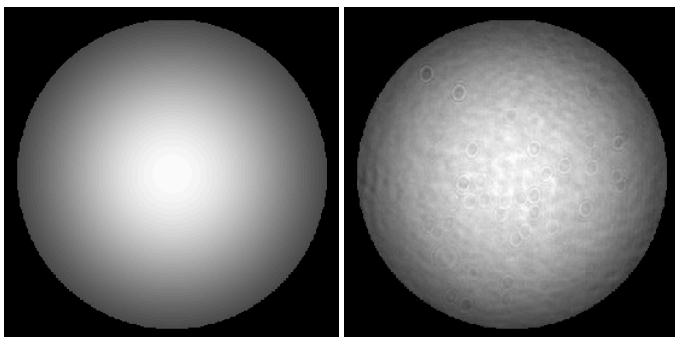


Fig. 6: Apodizer amplitude map: specification (left) and laser measurement (right).

Figure 6 shows the expected apodizer amplitude map (left) and a laboratory measurement (right) obtained in monochro-

matic light. Dusts are visible in the experimental image as well as speckles due to the coherence of the laser.

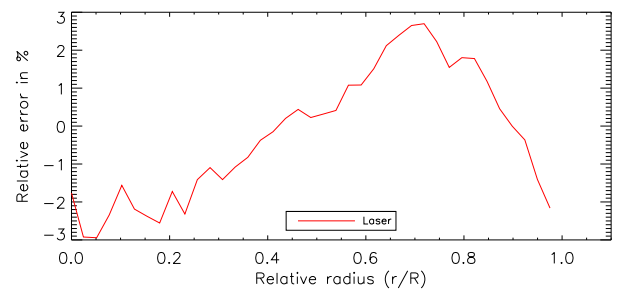


Fig. 7: Apodizer amplitude profile: relative difference between laser measurement and specified function (Fig. 4).

Figure 7 shows the relative difference between the apodizer amplitude profile measured in the laser image (Fig. 6, right) and the specifications provided to the manufacturer (Fig. 4). We find a difference smaller than 3%, which includes small amplitude errors of the THD-testbed and the effects of dusts.

To probe the chromaticity of the apodizer, we measured the apodizer amplitude profile for all the filters in Tab. 1 with bandwidth smaller than 100 nm. Figure 8 shows the relative difference between the laboratory laser apodization profile (derived from Fig. 6, right) and those obtained for each filter: 10 nm bandwidth filters centered on 620 nm (red solid curve), 647 nm (dotted green curve), 660 nm (dashed blue curve), 680 nm (dashed dotted orange curve), 30 nm bandwidth filter (dot red curve) and 80 nm bandwidth filter (dashed blue curve). For any light sources and for any radius, the relative difference is always smaller than 2.5% showing good achromaticity of our component between 600 and 685 nm.

3.2.3. Phase mask characterization

The phase mask consists of two concentric cylinders shapes machined into the front face of a fused silica substrate by masking-photolithography and reactive ion-etching-processes, see Fig. 2.

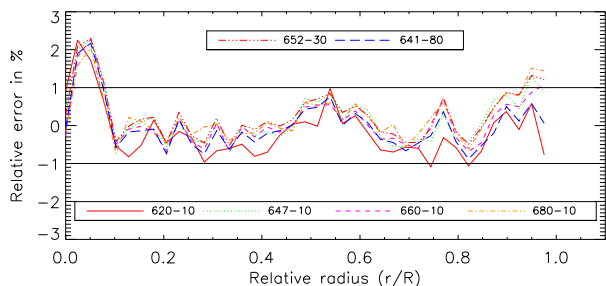


Fig. 8: Apodizer amplitude profile: relative error between the laser and the other filters.

Table 2: Dimensions of the central parts of the phase mask specified (specifications) and measured by using a Wyko interferential microscope (measured dimensions). Relative differences between these two sets of parameters are given in percent.

Parameters	Specifications	Measured dimensions	Relative differences
d_1	$65.29 \mu\text{m}$	$64.60 \mu\text{m}$	1.1 %
Z_1	449.7 nm	446.0 nm	0.8 %
d_2	$108.4 \mu\text{m}$	$108.7 \mu\text{m}$	0.3 %
Z_2	978.1 nm	978.0 nm	<0.1 %

This subtractive process, already experimented and optimized in the context of single zone patterns such as the Roddier coronagraph (N'Diaye et al. 2010a, 2011) and Zernike wavefront sensors (Dohlen et al. 2006; N'Diaye et al. 2014) have been found superior to the more classical additive process where SiO_2 is deposited onto a fused silica substrate (Guyon et al. 1999). Indeed, while the reactive ion-etching-process offers extremely steep edges and precisely defined phase steps, it is also monolithic, avoiding any interfaces between materials giving rise to spurious interference effects. The phase mask (Fig. 5) is manufactured by the SILIOS Technologies company. In the first step, a circular hole with diameter d_2 and depth Z_1 is generated, while in the second step, an annular hole with a depth $Z_2 - Z_1$ is generated by masking the center of the first hole on the diameter d_1 . Its outer diameter is identical to that of the original hole (d_2). Besides achieving good control of the depth of each pattern, the most critical step is the alignment of the two patterns. Any misalignment gives rise to a ridge along the edge of the outer diameter. For each manufacturing step, the mask shape is transferred into photo resist by UV insulation and chemical revelation of the resin layer, leaving the surface to be machined naked. Reactive ion etching is then applied by exposing the surface to SF_6 plasma.

The excellent shape of masks made by this procedure is evident from the optical profilometry made using a Wyko interferential microscope (Fig. 9). From this profile we measure the characteristic dimensions of the phase mask defined in Sect. 2. Values obtained have been included in Tab. 2. The dimensions of the prototype are in good agreement with our specifications showing a relative error better than 1.1% in all cases (Tab. 2). The root mean square (rms) roughness within the machined areas is 1.8 nm, identical to that of the substrate outside of the mask. While a slight rounding of the edges can be seen, the transition zone is less than $1 \mu\text{m}$ wide, which is our specifications.

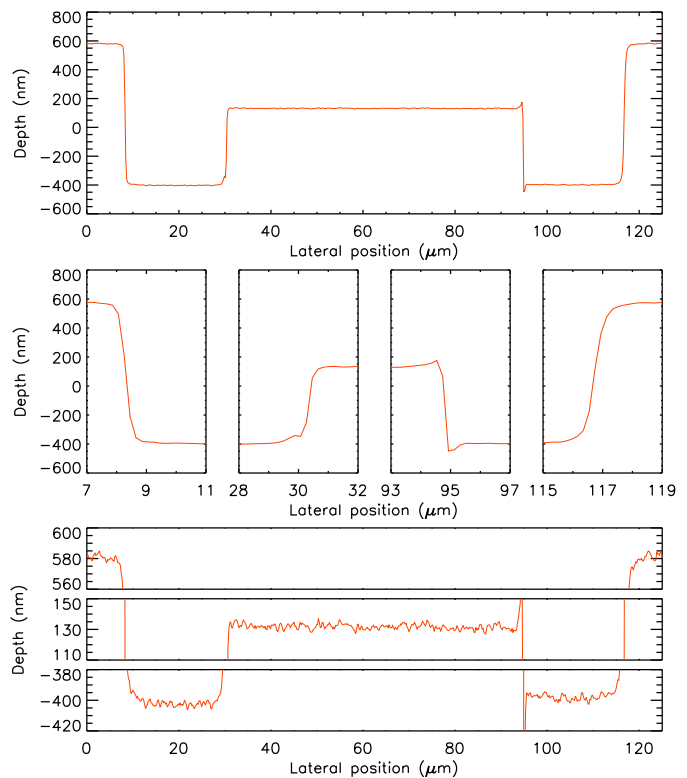


Fig. 9: Profile of the phase mask measured by profilometry. Top: general profile. Middle: horizontal zoom at the mask transitions. Bottom: vertical zoom on the roughness of the different mask steps.

4. Coronagraph performance in laboratory

In this section, we present the laboratory performance of the designed DZPM that was obtained on the THD-testbed. We compare the results with numerical simulations that account for most of the laboratory conditions, especially the measured apodization function (Sect. 3) and the measured source spectra.

In Sect. 4.1 we analyze the sensitivity of the DZPM coronagraph to tip-tilt and determine its inner working angle (IWA). Then in the two following sections, we work with very high contrast in the coronagraphic image by controlling the upstream DM with the SCC (see Sect. 3.1) in order to generate a dark hole. In Sect. 4.2 we measure the DZPM sensitivity to defocus and finally, in Sect. 4.3 we characterize its chromatic behavior.

4.1. Inner working angle and extinction

The IWA of a coronagraphic system is defined as the off-axis distance at which the light from a stellar companion is transmitted at 50%. In this section we determine the IWA of our DZPM prototype in monochromatic light ($\lambda_0 = 637 \text{ nm}$). We record series of coronagraphic images for different tips and tilts that are introduced by the tip-tilt mirror upstream from the FPM (Fig. 3). Introducing tip-tilt shifts the beam with respect to the FPM and degrades the coronagraphic attenuation. For large shifts, the FPM has no effect and we obtain non-coronagraphic images that are used to normalize the flux in the coronagraphic images. For several tip and tilt, we estimate the transmission by computing the average flux of the normalized image in a disk of $2\lambda_0/D$ radius centered on the diffraction pattern. Figure 10 plots this transmission as a function of tip-tilt. Black diamonds and green crosses

represent transmission values obtained by introducing tip and tilt respectively. The absolute pointing error has been estimated at $5 \cdot 10^{-2} \lambda_0/D$. This value includes the linearity of the tip-tilt mirror, the drift during the measurement and the precision of the image position measurement. The solid red line represents the theoretical transmission profile obtained by numerical simulations.

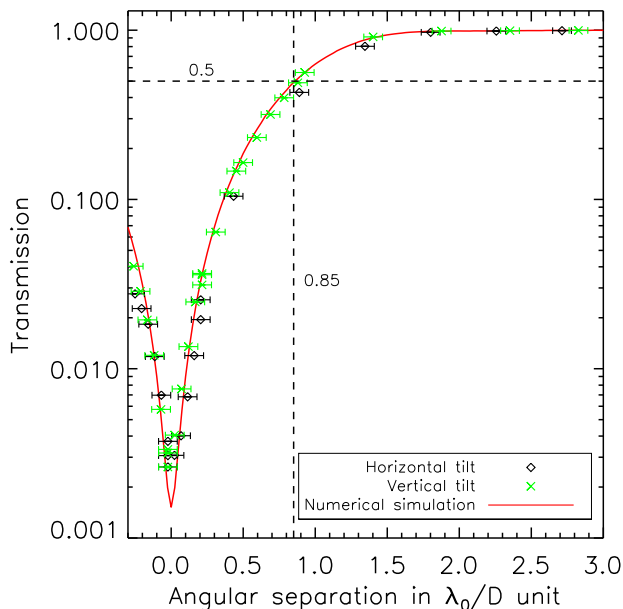


Fig. 10: Intensity transmission of the DZPM as function of tips (black diamonds) and tilts (green crosses) in monochromatic light (637 nm). The red curve is the function derived from numerical simulations.

As expected, tips and tilts have the same impact. Also, the laboratory measurements are consistent with the theoretical curve. We measure an IWA of $0.85 \pm 0.07 \lambda_0/D$ for our DZPM prototype showing the ability of the concept to observe companions at small angular separations from the star.

From Fig. 10, in an optimal case (without tip and tilt), the DZPM extinction is 500 at 637 nm. This extinction is not very high because the prototype is not optimized at 637 nm but for a broadband (20%) between 2 and $10 \lambda_{opt}/D$ (see Sect. 2).

4.2. Focus sensitivity analysis

The DZPM coronagraph theoretically offers its best starlight attenuation over the separations ranging between 2 and $10 \lambda_0/D$ for a slightly out-of-focus focal plane mask. We here study the sensitivity of our prototype to defocus aberration.

We first put the mask at its optimal position along the optical axis to set the initial conditions for our studies. After first positioning the component at focus, we correct for phase aberrations creating a dark hole by the control of the DM with the SCC. This ensures the right focus positioning of the FPM as the best contrast obtain after correction. Then, we introduce a defocus aberration on the deformable mirror with different amplitudes and we record two images: one coronagraphic image with the beam centered on the FPM and one non-coronagraphic image with a large

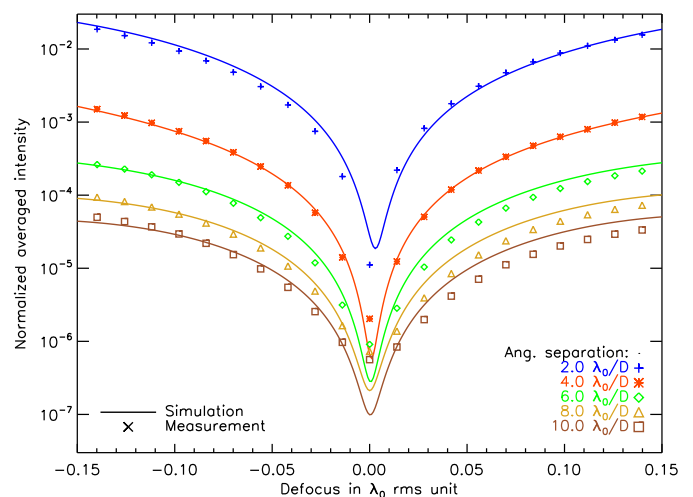


Fig. 11: Azimuthally averaged intensity of the DZPM coronagraphic images at different angular separations from the star as a function of defocus term in the entrance pupil. Simulated and experimental intensities obtained in monochromatic light (637 nm) are shown as lines and points respectively. Intensities are averaged over an annulus of $1 \lambda_0/D$ width centered at a given separation.

tip-tilt. All images are normalized using the non-coronagraphic image at the optimized focus.

To estimate the amount of introduced defocus, we compute the encircled energy within the FWHM I_{fwhm} of the non-coronagraphic image at each focus position. Under the regime of small aberrations ($2\pi W \ll 1$ rad where W denotes the defocus term expressed with the Zernike coefficient for this mode), we express I_{fwhm} with the Strehl ratio using the Marechal expression ($I_{fwhm} = I_0 \exp(-(2\pi W)^2)$) to derive a theoretical relation between I_{fwhm} and the defocus amplitude. Using this relation, we calibrate the introduced defocus. Then, for each defocus, we measure the average intensity of the coronagraphic image at several angular separations from the central star in $1 \lambda_0/D$ annuli.

The laboratory results are plotted in Fig. 11 and showing good agreement with the theoretical curves. Since we deal with a phase mask coronagraph, contrast degrades quickly as absolute defocus increases as expected. For a defocus of $\lambda_0/100$ rms, the contrast is degraded by a factor ≈ 5 in laboratory. At the optimized focus position (null defocus), the non-corrected amplitude errors explain the discrepancies between theory and measurements at large separations.

4.3. Contrast performance in broadband light

In this section we propose two experiments to probe the performance of the DZPM prototype in terms of contrast and chromaticity.

4.3.1. Correction of phase aberrations

First, we attenuated the speckle intensity in monochromatic light inside a dark hole (DH, Fig. 12 left, gray area) that includes the full DM influence area (Fig. 12 left, dashed line). Therefore, we were compensating for the phase aberrations only. Fig 12 (right) shows the image obtained in monochromatic light.

Then, we kept the DM shape frozen and we switched the light source from the monochromatic to the broadband light.

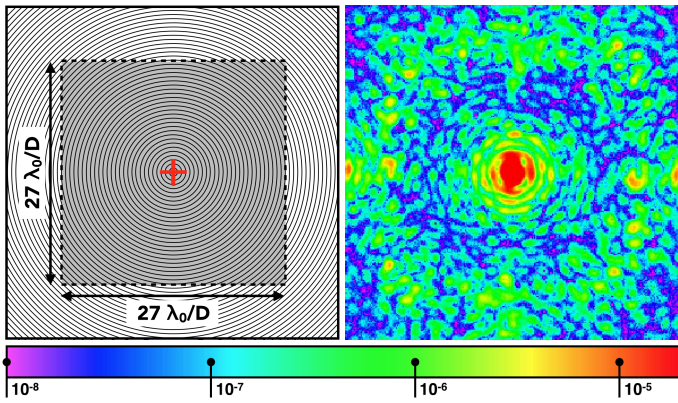


Fig. 12: Left: DM influence area (dashed line) and dark hole (gray area). Right: Laboratory DZPM+SCC image obtained in monochromatic light (637 nm) correcting phase aberrations only. Same spatial scales. Field of view: $40 \lambda_0/D$ by $40 \lambda_0/D$. The color bar associated with this image is the same for all the coronagraphic images in the paper.

For all the 10 nm and large bandwidths of Tab. 1, we recorded two images: one coronagraphic image and one off-axis non-coronagraphic image. The former was normalized by the peak intensity of the latter. Recording the images at all filters with a frozen DM shape ensures that the experimental results are not limited by the SCC performance.

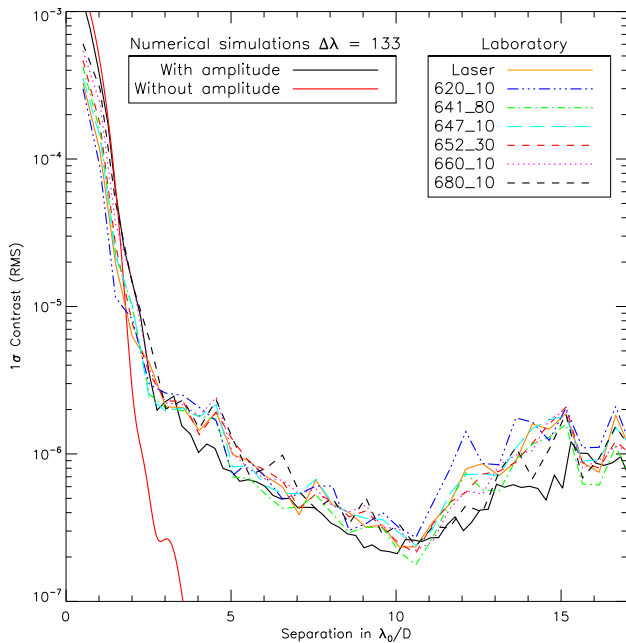


Fig. 13: Contrast curves associated with the images obtained in laboratory for the monochromatic light source, the 10 nm bandwidths and the large bandwidths described in Tab. 1. Two contrast curves derived from numerical simulations for 133 nm bandwidth are overplotted: with no amplitude aberrations (solid red line) and with amplitude aberrations (solid black line).

For each normalized image, we calculated the azimuthal standard deviation in annuli of width $\lambda_0/2D$ centered on the optical axis. The resulting contrast curves plotted in Fig. 13 reach $3 \cdot 10^{-7}$ for all the filters. This is far from expected performance

for the 133 nm bandwidth without amplitude aberrations (full red line and Sect. 3.2). However, when the amplitude aberrations measured on the THD-testbed (Mazoyer et al. 2013) are included, the numerical simulations (full black line) are fully consistent with observations. We conclude that the performance obtained in this experiment is limited by amplitude aberrations which cannot be corrected when generating a full dark hole using a single DM.

4.3.2. Correction of phase and amplitude aberrations

In order to probe the performance of the DZPM prototype, we used the SCC and the DM to minimize the speckle intensity in half of the DM influence area in monochromatic light (see Fig. 14), hence correcting the effects of both phase and amplitude aberrations. Figure 14 shows the experimental image obtained in monochromatic light (right).

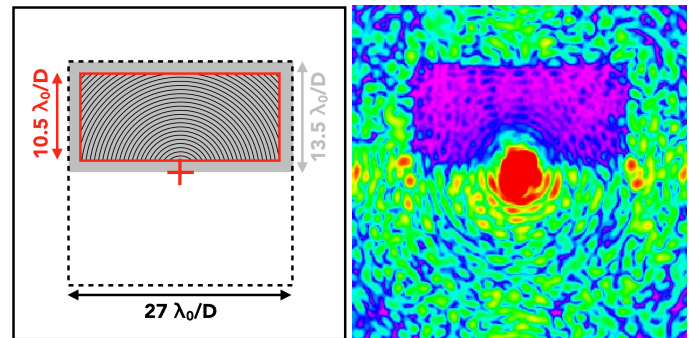


Fig. 14: Left: DM influence area (dashed line), dark hole (gray area) and computation area (full red line). Right: Laboratory DZPM+SCC image obtained in monochromatic light (637 nm) correcting phase and amplitude aberrations. Same spatial scale and same colorbar as Fig. 12.

The performance close to the optical axis is limited to a ≈ 500 extinction (section 4.1). The exposure time is set to detect the residual speckles inside the dark hole. Thus, the center of the image is saturated. The diffraction pattern of the uncorrected speckles located just outside of the DH spread light inside the DH. In order to not bias the contrast estimations, we compute the 1σ contrast curve in a contrast computation area defined as the area within the DH removing $1.5 \lambda_0/D$ on each side (full red line Fig. 14 left). This area covers a range of angular separation from $1.5 \approx 17 \lambda_0/D$. The 1σ contrast curve associated to the monochromatic image (Fig. 14 right) is plotted as black dashed line in Fig. 15. The contrast is enhanced by a factor of ≈ 40 with respect to the corrections presented in Sect. 4.3.1 (full orange line). We find that the experimental curve is very close to the expected performance obtained in numerical simulations without amplitude aberrations (full red curve) up to $7 \lambda_0/D$. Then, there is a plateau at $< 2 \cdot 10^{-8}$ between 5 and $17 \lambda_0/D$ which corresponds to the limitations of the THD-testbed (Mazoyer et al. 2013). In conclusion, the prototype reaches the expected performance in monochromatic light.

To study the chromatic behaviour of the DZPM coronagraph, we kept the surface shape of the DM frozen and we switched from the laser source to the supercontinuum source using filter-bandwidths from 30 nm to 300 nm. The recorded images are presented in Fig. 16.

For a bandwidth of 300 nm, speckles start contaminating the dark hole and they decrease the performance. For $\Delta\lambda = 200$ and

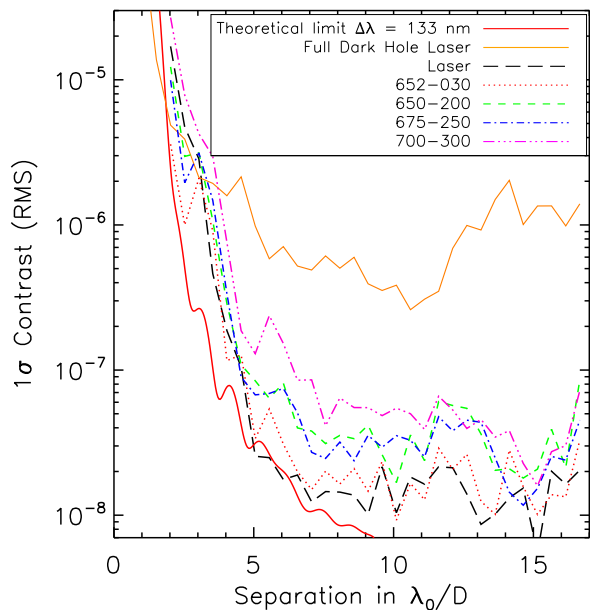


Fig. 15: Contrast curves associated with the laboratory images obtained with a laser source, the 30 nm bandwidth and the very large bandwidths described in Tab. 1. The experimental performance reached when applying phase-only correction in laser light is overlotted in a cyan dashed curve. The solid red line represents the theoretical limitation derived from numerical simulations with no amplitude aberrations.

250 nm, the dark hole is not as sharp as for the monochromatic or $\Delta\lambda = 30$ nm case because the speckles are elongated by chromatism. These observations are confirmed when plotting the 1σ contrast curves (Fig. 15).

The monochromatic and the $\Delta\lambda = 30$ nm curves are very similar reaching $< 2 \cdot 10^{-8}$ levels between 5 and $17 \lambda_0/D$. For $\Delta\lambda = 200$ and 250 nm spectral bandwidths, the performance degrades to $\approx 7 \cdot 10^{-8}$ between 5 and $7 \lambda_0/D$ and $\approx 4 \cdot 10^{-8}$ between 7 and $17 \lambda_0/D$, which is the expected performance (Sect. 3.2.1). Finally, we increased the bandwidth to 300 nm, corresponding to a bandwidth of 50%, and found a degradation of the performance by a factor of 3 only which is coherent with numerical simulations.

All these results demonstrate that the DZPM prototype is chromatically very robust achieving contrast levels better than $7 \cdot 10^{-8}$ for a 250 nm bandwidth.

5. Conclusion

We performed high-contrast imaging experiments associating a dual-zone phase mask coronagraph and a self-coherent camera in laboratory. We are able to achieve $2 \cdot 10^{-8}$ contrast levels between 5 and $17 \lambda_0/D$ in monochromatic light (640 nm) and $4 \cdot 10^{-8}$ for a bandwidth up to 250 nm between 7 and $16 \lambda_0/D$. Consistent with the numerical simulations, these results bring conclusive demonstration both of the feasibility of this coronagraph concept and its excellent coronagraphic performance. In particular, we demonstrated capability to achieve the required contrast level and bandwidth for the THD-testbed.

We described the manufacturing and characterization of the two components of the coronagraph, pupil apodizer and focal

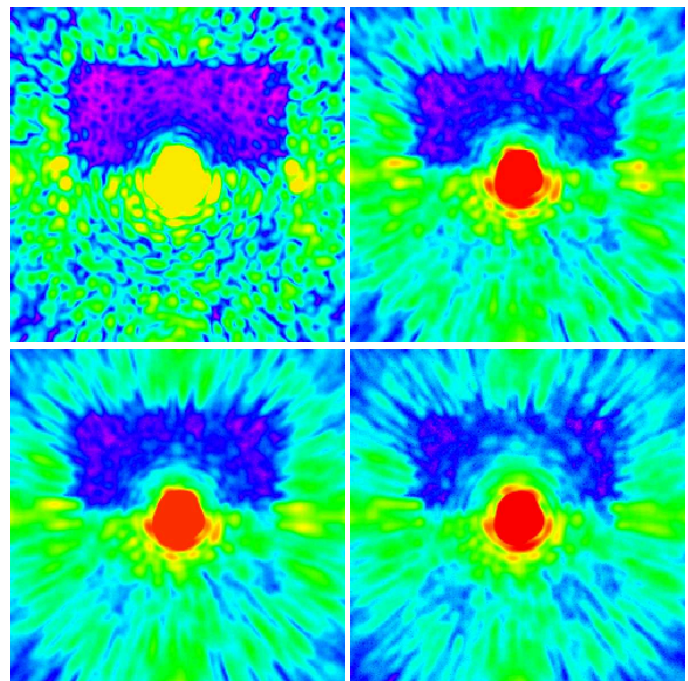


Fig. 16: Laboratory DZPM+SCC images in broadband: $\Delta\lambda = 30$ nm (top left), 200 nm (top right), 250 nm (bottom left), and 300 nm (bottom right). Same spatial scale and same colorbar as Fig. 12.

plane phase mask, and their insertion into the existing THD-testbed. In addition to measuring contrast and bandwidth performance, we also measured the IWA ($0.85 \lambda_0/D$) and the sensitivity to defocus of our prototype.

The DZPM coronagraph offers several advantages which could be beneficial both for existing instruments and for future generations of high-contrast imaging instruments, ground-based as well as space-based. It is a non-invasive device which can easily be implemented in most existing high-contrast instruments and testbeds, the manufacturing of its components is fully demonstrated and well mastered, and it provides excellent performance for bandwidths up to 40%. The experimental results presented in this paper were obtained with a design optimized for a circular aperture. However, theoretical studies and numerical simulations have shown that the DZPM coronagraph can also be optimized for arbitrary telescope apertures (Soummer et al. 2003a; N'Diaye et al. 2010b), which is encouraging in the context of unfriendly pupils.

Finally, this experimental validation paves the way for the development of novel coronagraph designs, such as the recent solutions proposed by N'Diaye et al. (2016), that are based on the dual-zone phase mask or more complex masks (Guyon et al. 2014). These masks are manufacturable as of today and should achieve 10^{-10} raw contrast at small inner working angle with future segmented aperture telescopes.

Acknowledgements. This work was carried out at the Observatoire de Paris (France) and Laboratoire d'Astrophysique de Marseille (LAM) under contract number DA-10083454 with the CNES (Toulouse, France). Moreover, it was partially supported by the National Aeronautics and Space Administration under Grants NNX12AG05G and NNX14AD33G issued through the Astrophysics Research and Analysis (APRA) program. This material is also partially based upon work carried out under subcontract 1496556 with the Jet Propulsion Laboratory funded by NASA and administered by the California Institute of Technology. Finally, we would like to thank L. Pueyo for his support.

References

- Baudoz, P. 1999, PhD thesis, university of Nice
- Baudoz, P., Boccaletti, A., Baudrand, J., & Rouan, D. 2006, in IAU Colloq. 200: Direct Imaging of Exoplanets: Science & Techniques, ed. C. Aime & F. Vakili, 553–558
- Beuzit, J.-L., Feldt, M., Dohlen, K., et al. 2008, in Proc. SPIE, Vol. 7014, Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy II, 701418
- Carillet, M., Bendjoya, P., Abe, L., et al. 2011, *Experimental Astronomy*, 30, 39
- Dalcanton, J., Seager, S., Aigrain, S., et al. 2015, ArXiv e-prints
- Delorme, J.-R., Galicher, R., Baudoz, P., et al. 2016, ArXiv e-prints
- Dohlen, K., Langlois, M., Lanzoni, P., et al. 2006, in Proc. SPIE, Vol. 6267, SPIE, 626734
- Dorrer, C. & Zuegel, J. D. 2007, *J. Opt. Soc. Am. B*, 24, 1268
- Galicher, R., Baudoz, P., & Baudrand, J. 2011, *A&A*, 530, A43
- Galicher, R., Baudoz, P., Delorme, J. R., et al. 2014, in Proc. SPIE, Vol. 9143, Space Telescopes and Instrumentation 2014: Optical, Infrared, and Millimeter Wave, 91435A
- Galicher, R., Baudoz, P., & Rousset, G. 2008, *A&A*, 488, L9
- Galicher, R., Baudoz, P., Rousset, G., Totems, J., & Mas, M. 2010, *A&A*, 509, A31
- Guerri, G., Daban, J.-B., Robbe-Dubois, S., et al. 2011, *Experimental Astronomy*, 30, 59
- Guyon, O., Hinz, P. M., Cady, E., Belikov, R., & Martinache, F. 2014, *ApJ*, 780, 171
- Guyon, O., Pluzhnik, E. A., Galicher, R., et al. 2005, *ApJ*, 622, 744
- Guyon, O., Roddier, C., Graves, J. E., et al. 1999, *PASP*, 111, 1321
- Guyon, O. & Roddier, F. J. 2000, in Proc. SPIE, Vol. 4006, Interferometry in Optical Astronomy, ed. P. Léna & A. Quirrenbach, 377–387
- Hinkley, S., Oppenheimer, B. R., Zimmerman, N., et al. 2011, *PASP*, 123, 74
- Jovanovic, N., Guyon, O., Martinache, F., et al. 2014, in Proc. SPIE, Vol. 9147, Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy V, 91471Q
- Macintosh, B. A., Graham, J. R., Palmer, D. W., et al. 2008, in Proc. SPIE, Vol. 7015, Adaptive Optics Systems, 701518
- Martinez, P., Dorrer, C., Aller-Carpentier, E., et al. 2009, *The Messenger*, 137, 18
- Mas, M., Baudoz, P., Rousset, G., Galicher, R., & Baudrand, J. 2010, in Proc. SPIE, Vol. 7735, Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy III, 773566
- Mawet, D., Riaud, P., Absil, O., & Surdej, J. 2005, *ApJ*, 633, 1191
- Mazoyer, J., Baudoz, P., Galicher, R., Mas, M., & Rousset, G. 2013, *A&A*, 557, A9
- N'Diaye, M., Dohlen, K., Caillat, A., et al. 2014, in Proc. SPIE, Vol. 9148, Adaptive Optics Systems IV, 91485H
- N'Diaye, M., Dohlen, K., Cuevas, S., et al. 2010a, *A&A*, 509, A8
- N'Diaye, M., Dohlen, K., Cuevas, S., Soummer, R., & Sánchez, C. 2010b, in Proc. SPIE, Vol. 7739, Modern Technologies in Space- and Ground-based Telescopes and Instrumentation, 77391Z
- N'Diaye, M., Dohlen, K., Cuevas, S., et al. 2012a, *A&A*, 538, A55
- N'Diaye, M., Dohlen, K., Fusco, T., et al. 2012b, in Proc. SPIE, Vol. 8450, Modern Technologies in Space- and Ground-based Telescopes and Instrumentation II, 84500N
- N'Diaye, M., Dohlen, K., Tisserand, S., et al. 2011, in Proc. SPIE, Vol. 8169, Optical Fabrication, Testing, and Metrology IV, 81690G
- N'Diaye, M., Soummer, R., Pueyo, L., et al. 2016, *The Astrophysical Journal*, 818, 163
- Seager, S. & Deming, D. 2010, *ARA&A*, 48, 631
- Sivaramakrishnan, A., Soummer, R., Carr, G. L., et al. 2009, in Proc. SPIE, Vol. 7440, Techniques and Instrumentation for Detection of Exoplanets IV, 74401C
- Sivaramakrishnan, A., Soummer, R., Oppenheimer, B. R., et al. 2010, in Proc. SPIE, Vol. 7735, Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy III, 773586
- Soummer, R. 2005, *ApJ*, 618, L161
- Soummer, R., Aime, C., & Falloon, P. E. 2003a, *A&A*, 397, 1161
- Soummer, R., Dohlen, K., & Aime, C. 2003b, *A&A*, 403, 369
- Spergel, D., Gehrels, N., Baltay, C., et al. 2015, ArXiv e-prints
- Trauger, J., Moody, D., Gordon, B., Krist, J., & Mawet, D. 2011, in Proc. SPIE, Vol. 8151, Techniques and Instrumentation for Detection of Exoplanets V, 81510G
- Vigan, A., N'Diaye, M., Dohlen, K., et al. 2016, *A&A*, 586, A144

Cinquième partie

Une *self-coherent camera* pour larges bandes spectrales

Chapitre 8

La multireference self-coherent camera

Je commence ce chapitre par une description des différentes solutions qui ont été envisagées pour surmonter le chromatisme de la SCC. Mes travaux sur la *multireference self-coherent camera* (MRSCC), qui est l'une de ces solutions, ont fait l'objet d'une publication dans la revue *Astronomy and Astrophysics* qui constitue le cœur de ce chapitre. Dans cet article, je présente la SCC ainsi que les problèmes rencontrés en lumière polychromatique. Je décris ensuite le principe de la MRSCC que j'étudie par simulations numériques pour prédire les performances de cet analyseur de surface d'onde en plan focal. Enfin, je présente des résultats obtenus en laboratoire sur le banc THD dont des corrections faites dans des bandes spectrales de 80 nm de large. Finalement, je conclus ce chapitre par une étude complémentaire réalisée sur la MRSCC qui n'a pas été intégrée dans l'article. Dans cette étude, je simule numériquement une MRSCC combinée à un coronographe DZPM pour des bandes spectrales allant jusqu'à 140 nm de largeur dans le visible ($\Delta\lambda/\lambda_0 > 22\%$).

Sommaire

8.1	Plusieurs solutions à la limite chromatique de la SCC	128
8.2	Article : <i>Focal plane wavefront sensor achromatization : the multireference self-coherent camera</i>	130
8.3	Étude complémentaire	144

8.1 Plusieurs solutions à la limite chromatique de la SCC

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe 5.4, la SCC est sensible au chromatisme. Puisque cette limitation est commune à tous les analyseurs de surface d'onde, la solution n'est pas de remplacer la SCC par un autre analyseur, mais de l'améliorer. Dans le cas de la SCC, nous savons que la perte de performance en lumière polychromatique est due à la dégradation de la visibilité des franges qui sont nécessaires à l'estimation des aberrations. Pour surmonter ce problème, plusieurs solutions ont été envisagées.

Dans les paragraphes 2.4 et 4.2, nous avons vu que la taille des *speckles* (λ/D) et la période des franges produites par la SCC ($\lambda/|\vec{\xi}_0|$) sont dépendantes de la longueur d'onde. $|\vec{\xi}_0|$ et D sont indépendantes de la longueur d'onde et définies dans le plan pupille. En utilisant un système optique capable d'introduire un grandissement de la pupille linéairement proportionnel à la longueur d'onde, nous pouvons rendre la taille des *speckles* et la période des franges constantes et ainsi contrer les effets de leur dépendance chromatique. Pour cela, nous pouvons utiliser un compensateur de Wynne [Wynne, 1979], composé de deux triplets de lentilles capables d'introduire un grandissement dans la pupille proportionnel à la longueur d'onde sur une large bande spectrale (voir figure 8.1). L'utilisation d'un compensateur de Wynne permet alors de résoudre le problème à la source en simulant une bande spectrale étroite. Cependant, son implémentation dans un instrument nécessite de rajouter plusieurs optiques réfractives susceptibles d'introduire des aberrations supplémentaires et des réflexions parasites. De plus, un tel compensateur est compliqué à introduire dans un système déjà existant.

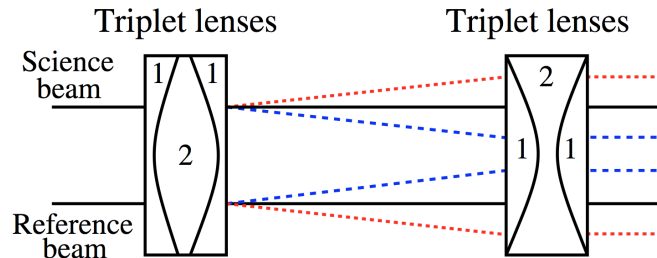


FIGURE 8.1 – Schéma de principe du compensateur de Wynne composé de deux triplets de lentilles fabriqués dans deux types de verre (1 et 2). Le grandissement du faisceau est linéairement proportionnel à la longueur d'onde. Les faisceaux incidents (à gauche) et sortant (à droite) sont collimatés. Image issue de Galicher et al. [2010].

La seconde solution envisagée consiste à utiliser un spectromètre à intégrale de champ (IFS). Au lieu d'enregistrer une image dans une bande spectrale large, les IFS permettent de décomposer la lumière afin d'enregistrer plusieurs images dans des bandes spectrales plus étroites. Alors que dans une image obtenue en large bande la visibilité des franges est dégradée, les IFS permettent, si leur résolution spectrale est suffisante, d'obtenir des images dans lesquelles la visibilité des franges est suffisante pour utiliser la SCC. Pour le moment, cette solution n'a pas été testée en laboratoire.

La troisième solution envisagée consiste à introduire des différences de chemin optique entre l'ouverture classique du diaphragme de Lyot et l'ouverture de référence. Ces différences de chemin optique permettent de déplacer les franges dans le plan du détecteur. J'ai intégré à

mes simulations numériques un paramètre permettant d'introduire ces différences de marche. La figure 8.2 présente deux images obtenues avant correction, pour une bande spectrale de 80 nm centrée à 640 nm, en considérant les paramètres du banc THD (voir paragraphe 4.5.1). Contrairement à l'image de gauche, celle de droite est obtenue en introduisant une différence de marche achromatique de $8\lambda_0$ entre l'ouverture classique du diaphragme de Lyot et l'ouverture de référence de la SCC. Cette méthode permet ainsi, de centrer les franges dans la zone de correction (cadre blanc). Les résultats que j'ai obtenus sont présentés dans l'article inclu dans ce chapitre. Même si cette solution permet d'améliorer les performances de la SCC, elle n'est pas satisfaisante. En effet, elle favorise une zone du champ ce qui empêche de corriger le reste du champ. De plus, elle ne permet pas de travailler avec des bandes spectrales très larges, car plus la largeur de la bande augmente plus les franges se brouillent rapidement, et ce même si elles sont décalées dans le champ (seule la frange blanche est alors visible). Cette méthode n'a pas été testée sur le banc THD, car aujourd'hui, nous ne pouvons pas introduire de manière contrôlée une différence de marche achromatique nécessaire à l'utilisation de cette solution.

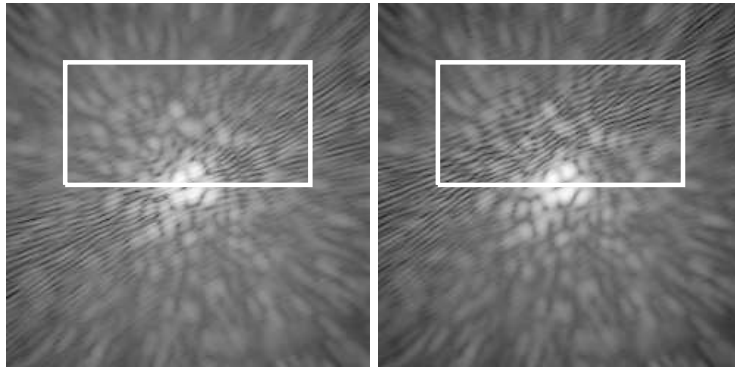


FIGURE 8.2 – Images SCC obtenues par simulation numérique avant correction en considérant les paramètres du banc THD (voir paragraphe 4.5.1). Celle de gauche est obtenue sans différence de chemin optique contrairement à celle de droite qui a été obtenue avec une différence de marche de $8\lambda_0$ entre les deux voies de la SCC. Les deux images couvrent un champ de $40 \lambda/D$ de côté. Le cadre en trait blanc plein représente le DH où l'on souhaite minimiser l'intensité des *speckles*.

La quatrième solution consiste à modifier le masque numérique \mathcal{M} (voir paragraphe 4.4.2) pour sélectionner uniquement la partie du DH où les *speckles* sont modulés spatialement. Cette solution, que j'ai étudiée pendant mon stage de deuxième année de master, permet de stabiliser la correction. Cependant, de la même manière que la solution basée sur les différences de chemin optique, cette méthode ne permet pas de travailler avec des bandes spectrales très larges.

La cinquième solution consiste à ajouter des voies de référence dans le diaphragme de Lyot. À chaque référence est associé un jeu de franges dont l'orientation est contrôlée par la position de la référence dans le diaphragme de Lyot. Cette *self-coherent camera* à plusieurs références est appelée *multi-reference self-coherent camera* (MRSCC). Là encore les franges se brouillent quand la bande spectrale augmente. Cependant, les jeux de franges orientés différemment modulent différents *speckles* et rendent la MRSCC robuste au chromatisme. C'est cette solution que j'ai testée sur le banc THD. Le principe de la MRSCC, les résultats obtenus en simulations numériques et en laboratoire sont présentés dans le paragraphe suivant.

Focal plane wavefront sensor achromatization: The multireference self-coherent camera

J. R. Delorme¹, R. Galicher¹, P. Baudoz¹, G. Rousset¹, J. Mazoyer², and O. Dupuis¹

¹ LESIA, Observatoire de Paris, CNRS and University Denis Diderot Paris 7, 5 place Jules Janssen, 92195 Meudon, France
e-mail: jacques-robert.delorme@obspm.fr

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

Received 28 October 2015 / Accepted 5 January 2016

ABSTRACT

Context. High contrast imaging and spectroscopy provide unique constraints for exoplanet formation models as well as for planetary atmosphere models. But this can be challenging because of the planet-to-star small angular separation (<1 arcsec) and high flux ratio ($>10^5$). Recently, optimized instruments like VLT/SPHERE and Gemini/GPI were installed on 8m-class telescopes. These will probe young gaseous exoplanets at large separations (≥ 1 au) but, because of uncalibrated phase and amplitude aberrations that induce speckles in the coronagraphic images, they are not able to detect older and fainter planets.

Aims. There are always aberrations that are slowly evolving in time. They create quasi-static speckles that cannot be calibrated a posteriori with sufficient accuracy. An active correction of these speckles is thus needed to reach very high contrast levels ($>10^6$ – 10^7). This requires a focal plane wavefront sensor. Our team proposed a self coherent camera, the performance of which was demonstrated in the laboratory. As for all focal plane wavefront sensors, these are sensitive to chromatism and we propose an upgrade that mitigates the chromatism effects.

Methods. First, we recall the principle of the self-coherent camera and we explain its limitations in polychromatic light. Then, we present and numerically study two upgrades to mitigate chromatism effects: the optical path difference method and the multireference self-coherent camera. Finally, we present laboratory tests of the latter solution.

Results. We demonstrate in the laboratory that the multireference self-coherent camera can be used as a focal plane wavefront sensor in polychromatic light using an 80 nm bandwidth at 640 nm (bandwidth of 12.5%). We reach a performance that is close to the chromatic limitations of our bench: 1σ contrast of 4.5×10^{-8} between 5 and $17 \lambda_0/D$.

Conclusions. The performance of the MRSCC is promising for future high-contrast imaging instruments that aim to actively minimize the speckle intensity so as to detect and spectrally characterize faint old or light gaseous planets.

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

1. Introduction

During the last few years, the imaging of circumstellar disks and exoplanets has become one of the priorities to be able to constrain models of planetary system formation and of planetary atmospheres. However, direct imaging of faint sources around bright objects is very challenging. For example, in the visible and near-infrared light, the contrast ranges from 10^3 for bright debris disks down to 10^{10} for Earth-like planets (Seager & Deming 2010). The study of this type of object therefore requires dedicated techniques, such as coronagraphs, that attenuate the light from the host star (Marois et al. 2010; Lagrange et al. 2009).

A lot of coronagraphs associate a focal plane mask and a pupil diaphragm called a Lyot stop to filter the stellar light and minimize the star intensity in the science image (Rouan et al. 2000; Soummer et al. 2003; Mawet et al. 2005; Murakami et al. 2008). However, as a result of aberrations, part of the stellar light goes through the Lyot stop and produces speckles in the science image. These speckles are usually brighter than the planet signal that we are looking for and it is necessary to reduce their intensity.

With ground-based telescopes, most of the speckles are due to atmospheric turbulence. These dynamic wavefront errors are estimated and corrected by conventional adaptive optics (AO) systems that measure the wavefront error using a wavefront sensor in a dedicated optical channel. Because of beam splitting,

quasi-static, non-common path aberrations (NCPA) are generated by the instrument optics between the wavefront-sensing channel and the science-image channel, which limits the accuracy of the AO correction (Hartung et al. 2003). Like P1640 (Hinkley et al. 2011) and SCExAO (Jovanovic et al. 2014), VLT/SPHERE (Beuzit et al. 2008) and Gemini/GPI (Macintosh et al. 2008) are two instruments designed to detect young Jupiter-like planets. They minimize the quasi-static NCPA in open loop before the observations but cannot control them during the observations. However, as NCPAs evolve during the observations, the calibration degrades with time and the contrast performance is limited by quasi-static speckles to 10^{-4} – 10^{-5} at $0.5''$ in raw images. Space-based telescopes are free of atmospheric turbulence but the variations of temperature and gravity also create quasi-static aberrations. Dedicated real-time methods are required to estimate and compensate for quasi-static aberrations in a closed loop. First, these can be implemented into current ground-based high-contrast imaging instruments to enhance the contrast in the science images. Secondly, we could integrate these techniques in the design of high-contrast instruments for future ground-based extremely large telescopes (ELTs) and space-based telescopes, e.g. WFIRST-AFTA Spergel et al. (2015) or HDST, see Dalcanton et al. (2015).

Dedicated strategies for observations (Marois et al. 2004, 2006) have been implemented to overcome the quasi-static speckle limitation. They use the correlation between speckles

in time or in wavelength. Their performance were demonstrated on-sky, enabling exoplanets to be detected by direct imaging (Marois et al. 2008, 2010; Lagrange et al. 2009). However, as the aberrations and the speckle pattern slowly evolve in time, a posteriori calibrations cannot calibrate all the speckles and an active control of the speckle field is required to achieve contrast that is better than 10^{-5} in the raw data.

This type of control can be done using at least one deformable mirror (DM) upstream from the coronagraph. Since DMs have a finite number of actuators, they can only correct speckles in a bounded area in the focal plane image (Sect. 2 and Malbet et al. 1995). To correct the speckles without being limited by NCPA, we also need to estimate the aberrations (i.e., the complex electric field of the speckles) directly from the science image using a focal plane wavefront sensor (FPWFS).

Several FPWFSs have been proposed. Some of them are based on temporal modulations of speckles like the electrical field conjugation method (Give'on et al. 2006, 2007; Bordé & Traub 2006) or phase diversity method (Sauvage et al. 2012; Paul et al. 2013). There are also FPWFSs that are based on spatial modulations of the speckles such as the Asymmetric Pupil Fourier wavefront sensor (Martinache 2013) or the self-coherent camera (SCC, Baudoz et al. 2006; Galicher et al. 2008b). The SCC creates Fizeau interference to spatially modulate the speckle intensity in the coronagraphic images. Thus, it can retrieve the complex electric field from one coronagraphic image (i.e., the science image) without NCPA. We discuss the SCC principle and performance (Mazoyer et al. 2013b) in Sect. 3. As with all FPWFSs, the SCC is limited by the chromatism of the images. In this paper, we propose two methods to make it work in polychromatic light. The first method is an upgrade of the SCC in which the optical path difference (OPD) between the two beams of the Fizeau interferometer is not null. The second solution, called the multireference self-coherent camera (MRSCC), is another upgrade of the SCC, which uses more than two interfering beams. We present both methods and discuss their performance and limitations in Sects. 4 and 5. In Sect. 6, we present the très haute dynamique (THD) laboratory bench and the expected performance of the MRSCC. Finally, in Sect. 7, we demonstrate in the laboratory that the MRSCC can control, in closed loop, a DM that minimizes the speckle intensity in wide spectral band images (12.5% bandpass).

2. Dark hole and estimation of the contrast

A DM has a limited number of actuators and only modify speckles in a bounded area of the image that we call the influence area. Assuming an N by N actuator DM in pupil plane, the size of the influence area is a $N\lambda_0/D$ by $N\lambda_0/D$ square centered on the optical axis, where λ_0 is the central wavelength and D the diameter of the pupil. The part of the influence area where we try to minimize the speckle intensity is called dark hole (DH, Malbet et al. 1995). If only one DM is used and set in a pupil plane, we can choose to control only the phase aberrations to reduce the speckle intensity in the full influence area, or both phase and amplitude aberrations by limiting the DH to half of the influence area (Bordé & Traub 2006). Because the aberrations are never solely phase aberrations in the experimental set up, we use the second option in this paper.

Once the speckle minimization have been performed, we estimate its performance in a contrast computation area. We define this area within the DH removing $1.5\lambda_0/D$ on each side. Indeed, since we do not use a pupil apodizer, the diffraction pattern of

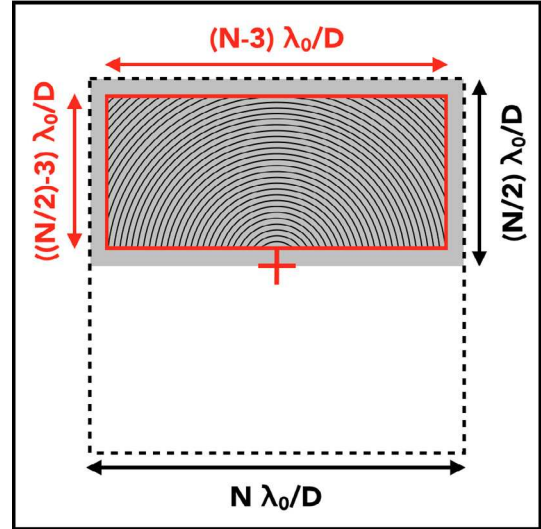


Fig. 1. Influence area of the DM (dashed line), DH (gray area) and computation area (red solid line). The annuli of $\frac{\lambda_0}{2D}$ width in the computation area are used to compute the contrast curves. The red cross represents the optical axis.

the uncorrected bright speckles that are located just outside of the DH spreads light inside the DH.

Figure 1 is a scheme of the main sizes of the three areas that have been introduced previously. The influence area is delineated by a dashed line, with the DH represented as a gray area and the computation area delineated by a red solid line. The computation area covers a range of separations from $1.5\lambda_0/D$ to $((N-3)/\sqrt{2})\lambda_0/D$.

To estimate by how much the speckle intensity is reduced after correction, we use two criteria: the contrast curve and the cumulative function of the intensity, both of which are computed in the computation area. The contrast curves are the azimuthal standard deviation of the image intensity, computed in annuli of $\lambda_0/2D$ width (annuli in Fig. 1) centered on the optical axis (red cross). It gives the 1σ detection limit as a function of the angular separation. To obtain cumulative functions, we compute the ratio between the number of pixels with an intensity lower than a given value and the total number of pixels within the computation area. These two criteria are complementary. The cumulative function gives information about the statistics of the residual intensity (median and dispersion) while the contrast curve shows how the standard deviation evolves with the angular separation to the star.

3. The self-coherent camera

In this section, we recall the principles of the SCC and explain the origin of its sensitivity to chromatism.

3.1. Principle of the SCC in monochromatic light

The SCC can be used as an FPWFS downstream from a coronagraph for high contrast imaging (Galicher et al. 2008b; Mazoyer et al. 2014). It uses a small reference hole that is added to the Lyot stop plane (Fig. 2, top). We call the separation between the classical Lyot stop and the reference hole ξ_0 , D_L the diameter of the classical Lyot stop, and γ the ratio between D_L and the diameter of the reference hole. We consider $\gamma \gg 1$ (Galicher et al. 2010). The angle θ_H between the reference hole and the horizontal axis of the Lyot stop plane does not impact on the

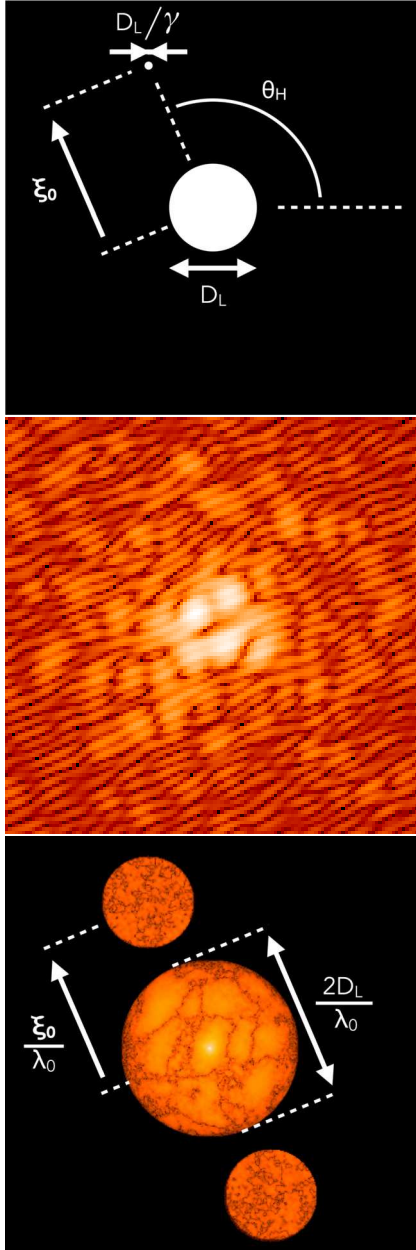


Fig. 2. *Top:* SCC Lyot stop. *Middle:* numerically simulated SCC image showing spatially modulated stellar speckles. Field of view: $20\lambda_0/D$ by $20\lambda_0/D$. *Bottom:* fourier transformation of the SCC image.

performance of the instrument. We use an angle of $+115^\circ$ in this paper, which is the value for our laboratory experiments (Sect. 6).

Owing to aberrations, part of the stellar light is not filtered by the coronagraph and goes through the classical Lyot stop, which induces speckles in the image. A small part of the stellar light that is diffracted by the coronagraph is selected by the SCC reference hole. The two coherent beams are recombined in the image plane, which form Fizeau fringes that spatially modulate the speckles. As for a planet, its image is off the coronagraph mask and its light only goes through the classical Lyot stop. As it is not coherent with the stellar light of the reference hole, the companion image is not spatially modulated by fringes. Figure 2 (middle) is an SCC image with no planet. In this image, we artificially increased the flux from the reference to underline the fringes.

We can write the intensity I in an SCC image as follows:

$$I(\alpha) = |A_S(\alpha)|^2 + |A_C(\alpha)|^2 + |A_R(\alpha)|^2 + 2\text{Re} \left[A_S(\alpha) A_R^*(\alpha) \exp\left(\frac{2i\pi\alpha \cdot \xi_0}{\lambda_0}\right) \right], \quad (1)$$

where α is the focal plane coordinate. A_S is the complex electric field of the speckles we want to estimate and minimize, A_C the complex electric field of the companion and A_R the complex electric field associated with the SCC reference hole and A_R^* the conjugate of A_R . These complex electric fields in the focal plane are wavelength-dependent and we account for these dependences in all numerical simulations. In the second member of Eq. (1), the first term is the speckle pattern (i.e., coronagraphic residue) that we want to minimize, the second term is the companion image that we want to detect, the third term is the intensity associated with the SCC reference hole and, finally, the last term corresponds to the spatial modulation of the speckles.

Once the image is recorded, we apply a numerical Fourier transform (Fig. 2, bottom) to differentiate the fringed speckles from the companion image and we obtain:

$$\begin{aligned} \mathcal{F}^{-1}[I](\mathbf{u}) &= \mathcal{F}^{-1}[|A_S|^2 + |A_C|^2 + |A_R|^2] * \delta(\mathbf{u}) \\ &+ \mathcal{F}^{-1}[A_S^* A_R] * \delta\left(\mathbf{u} + \frac{\xi_0}{\lambda_0}\right) \\ &+ \mathcal{F}^{-1}[A_S A_R^*] * \delta\left(\mathbf{u} - \frac{\xi_0}{\lambda_0}\right), \end{aligned} \quad (2)$$

where \mathbf{u} is the spatial frequency plane coordinate, \mathcal{F} the Fourier transform operator and \mathcal{F}^{-1} its inverse. The first term, which is the central peak of the Fourier transform, is the sum of the autocorrelations of the electric field in the classical Lyot stop and in the reference hole. The radius of the central peak is D_L/λ_0 because $\gamma \gg 1$. The other two terms, which correspond to the two lateral peaks of the Fourier transform, are the correlation between the stellar electric fields in the classical Lyot stop and in the reference hole. The two peaks are conjugated and contain the same information and the same contribution of noise. The radius of these peaks is $D_L(1 + 1/\gamma)/(2\lambda_0)$. Thus, the three peaks do not overlap if the separation $\|\xi_0\|$ between the classical Lyot stop and the SCC reference hole is large enough (Galicher et al. 2010):

$$\|\xi_0\| > \frac{D_L}{2} \left(3 + \frac{1}{\gamma}\right). \quad (3)$$

To estimate the complex electric field A_S , we select one of the lateral peaks and we recenter it. The Fourier Transform of this correlation peak, called I_- , is

$$I_- = A_S A_R^*. \quad (4)$$

This contains the information on the complex electric field A_S of the stellar speckles multiplied by the reference A_R^* . Because the reference beam is created in the Lyot plane of the instrument and goes through the same optics as the beam of the classical Lyot stop, A_R^* is very stable with respect to A_S . Moreover, the point spread function (PSF) $|A_R|^2$ has a full width at half maximum (FWHM) of $\gamma \lambda_0/D$. So, if the reference pupil is small enough, ($\gamma \gg 1$) $|A_R|^2$ does not go to zero inside the influence area of the DM. With these hypotheses, if we minimize I_- , as done in this paper, we also minimize A_S and the speckle intensity (Mazoyer 2014).

To control the DM on our bench, we reform the real and imaginary parts of L_- as vectors and we concatenate them in one unique vector. To convert L_- in a command to the DM we make use of a linear approach that is based on a control matrix (Boyer et al. 1990; Mazoyer et al. 2013a). To build the control matrix, we define the set of sine and cosine functions that the DM can produce. The number of functions equals the number of degrees of freedom available with the DM. We apply each of these functions successively to the DM and record the corresponding SCC image and compute the corresponding vector L_- . With all the L_- , we build an interaction matrix. Finally, we invert this using a singular value decomposition to obtain the control matrix that can be used in a closed loop.

During the correction, we register one SCC image at each iteration. To only correct speckles in the DH (and not in the entire influence area), we multiply the SCC image by a numerical mask (Butterworth type) reproducing the DH. The resulting image is processed to extract L_- . The numerical mask allows us to be able to saturate part of the image outside the DH with limited impacts on the estimated L_- . The multiplication of L_- by the control matrix leads to the DM command increment that is multiplied by a gain and added to the previous iteration command. After a few iterations the correction has been done and is stable.

Usually, the active correction is not limited by the SCC and the speckles inside the DH are still modulated by fringes. We can then apply the a posteriori SCC data processing to enhance the contrast (Baudoz et al. 2013). In this paper we do not use the a posteriori calibration and we focus on the performance of the active correction. Consequently, after the active correction is done, we can close the reference aperture to record the coronagraphic image (with no stellar light from the reference hole). We normalize the SCC and coronagraphic images by the maximum intensity of the non-coronagraphic PSF that was recorded with the stellar source off the coronagraph axis. All the images shown in this paper are normalized in flux.

3.2. Simulated performance in monochromatic light

Below we derive a typical performance for the SCC in monochromatic light ($\lambda_0 = 640$ nm) from numerical simulations. This result is used when studying the performance in polychromatic light (Sect. 3.4).

We assume a perfect achromatic coronagraph (Cavarroc et al. 2006) without any apodization. To simulate the SCC, we numerically add a reference hole, assuming $\gamma = 25$ and $\xi_0 = 1.8D$, which obey Eq. (3). The flux inside of the reference beam is similar to the flux measured in our laboratory, which is 4.8×10^{-8} times the energy in the pupil upstream from the coronagraph. The simulated phase aberrations have a power spectral density (PSD), which varies as $f^{-2.3}$ (with f the spatial frequencies) and a standard deviation of 10 nm rms inside the pupil, since it is the case in our laboratory experiment. We also assume amplitude aberrations of 5% rms with a PSD, which varies as f^{-1} . Levels and PSD chosen for phase and amplitude are similar to those we measured in our laboratory. We assume a 32 by 32 actuator DM and we correct phase and amplitude aberrations in a DH of 16 by $32 \lambda_0/D$. The simulated detector is similar to the one that we used in our laboratory. This has a readout noise (RON) of $3.2 e^-$ per pixel and a full well capacity of $60\,000 e^-$ per pixel.

In this paper, we reproduce the readout noise of the detector and the photon noise. To set the flux level, we use our experimental conditions (see Sect. 7), with $17 e^-$ for a

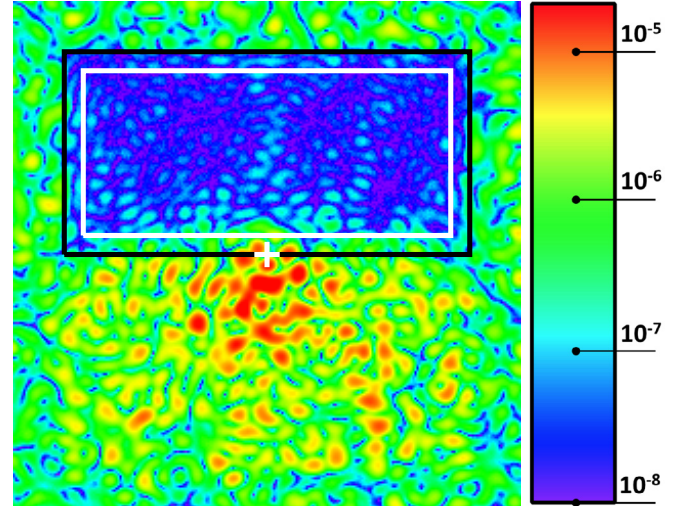


Fig. 3. Numerically simulated coronagraphic image obtained after an SCC correction in monochromatic light. Simulation parameters are given in Table 1. Black line: DH ($16 \lambda_0/D$ by $32 \lambda_0/D$). White line: computation area ($13 \lambda_0/D$ by $29 \lambda_0/D$). White cross: optical axis. Field of view: $40 \lambda_0/D$ by $40 \lambda_0/D$. The color bar associated with this image is the same for all the coronagraphic images in the paper.

Table 1. Set of parameters used to simulate the image of Fig. 3.

Light source	$\lambda_0 = 640$ nm
Phase aberrations	PSD: $f^{-2.3}$, 10 nm rms
Amplitude aberrations	PSD: f^{-1} , 5% rms
Deformable mirror	32 by 32 actuators
Coronagraph	Perfect coronagraph
Lyot stop	$\gamma = 25$, $\xi_0 = 1.8 D_L$, $\theta_H = +115^\circ$
Readout noise	$3.2 e^-/\text{pixel}$
Saturation level	$60\,000 e^-/\text{pixel}$
Normalized intensity	$2 \times 10^{-8} \longleftrightarrow 17 e^-/\text{pixel}$
DM influence area	32 by $32 \lambda_0/D$
Dark hole	16 by $32 \lambda_0/D$
Computation area	13 by $29 \lambda_0/D$
Sampling	6.25 pixels per λ_0/D

normalized intensity of 2×10^{-8} . We use this conversion factor in the numerical simulations. We also reproduce the saturation of the detector. All the corrected images presented in this paper are coronagraphic images.

Figure 3 presents the coronagraphic image obtained after correction. In monochromatic light, the intensity of all the speckles located inside the computation area (white line) is efficiently reduced. The perfect coronagraph that we simulated does not include any apodization. As a consequence, the bright speckles close to optical axis (white cross) spread light at small angular separations in the DH.

Figure 4 presents the contrast curve (top) and the cumulative function (bottom) associated with the image of Fig. 3. The average of the 1σ contrast is 2.9×10^{-8} between $5\lambda_0/D$ and $20\lambda_0/D$ and between $6\lambda_0/D$ and $17\lambda_0/D$. From the cumulative function the normalized intensity is better than 2.8×10^{-8} in 50% of the computation area (i.e., the median-normalized intensity). Moreover, the cumulative curve shows that the dispersion of the speckle intensity is small as observed in Fig. 3 where the contrast level inside the DH is almost uniform. The achieved contrast level depends on the level of phase and amplitude aberrations assumed in the simulation.

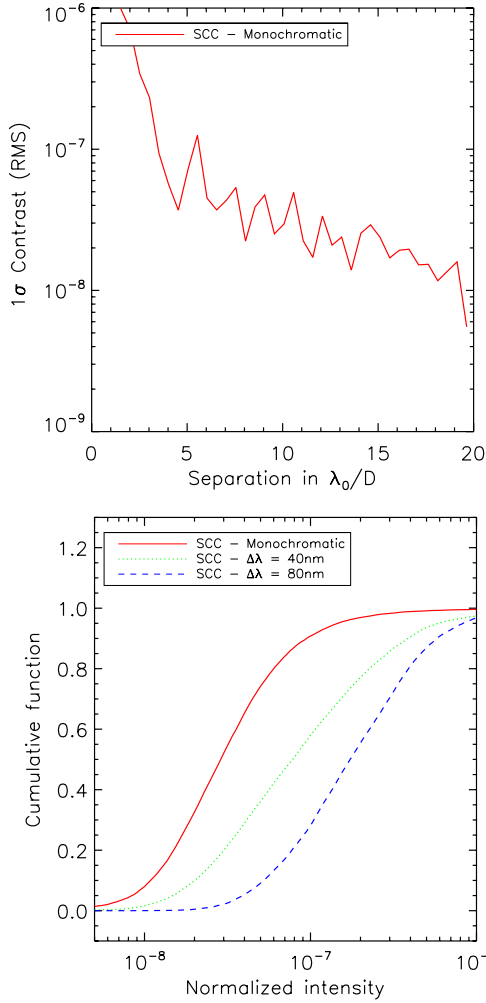


Fig. 4. Contrast curve (*top*) computed from the coronagraphic image that was obtained with the SCC in monochromatic light (Fig. 3) and spatial cumulative function (*bottom*) associated with images obtained with the SCC in monochromatic light (red solid line) and in polychromatic light, assuming $\Delta\lambda = 40$ nm (green dotted line) and 80 nm (blue dashed line).

Mazoyer et al. (2014) demonstrated that the limitation of the correction obtained in monochromatic light in the laboratory was that the amplitude aberrations cannot be corrected with only one deformable mirror. In other words, the SCC electric field estimation is accurate but the correction with a finite number of actuators is limited. The results presented here assumed a clear circular aperture. For a pupil with central obscuration, spiders, or segmentation, as long as the coronagraph rejects part of the stellar light in the reference hole, the SCC should then provide an accurate estimation of the electric field that needs to be corrected. However, discontinuities in the pupil produce effects in the focal plane that could be addressed using dedicated coronagraphs (e.g., N’Diaye et al. 2014) or special correction techniques with several DMs in cascade, see Pueyo & Norman (2013).

3.3. SCC in polychromatic light

To spectrally characterize the very faint neighborhood of bright stars like exoplanets and increase the signal to noise ratio of the detections, one solution is to make observations with a large bandwidth (5–20%). As a consequence, an efficient coronagraphic instrument has to work with large bandwidths as well as

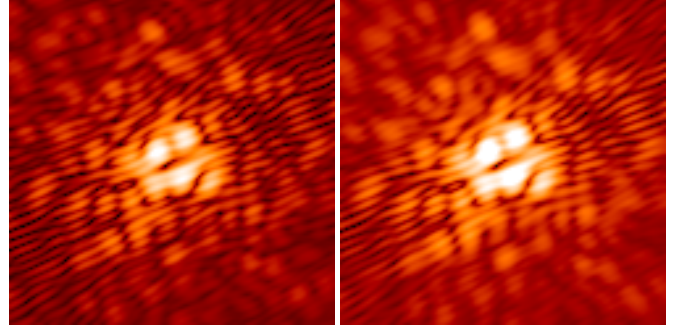


Fig. 5. Numerically simulated SCC images obtained before correction for $\Delta\lambda = 40$ nm (*left*) and $\Delta\lambda = 80$ nm (*right*) at $\lambda_0 = 640$ nm. Field of view: 20 by $20 \lambda_0/D$.

the associated focal plane wavefront sensor. In this section, we assume a perfectly achromatic coronagraph to study the impact of a finite bandwidth on the SCC wavefront estimation.

Figure 5 presents SCC images obtained before correction, using the same parameters as for the monochromatic case (Table 1) but with larger bandwidths: $\Delta\lambda = 40$ nm (left) and $\Delta\lambda = 80$ nm (right). As for Fig. 2 (middle), to highlight the fringes, we numerically increased the flux into the reference beams to obtain these two SCC images. We observe that the fringes are only located around the central fringe with a width that is proportional to the coherence length of the light ($\lambda_0^2/\Delta\lambda$). Indeed, in polychromatic light, the intensity recorded on the detector in the focal plane is

$$I_{\Delta\lambda}(\alpha) = \int_{\Delta\lambda} [|A_S|^2 + |A_C|^2 + |A_R|^2] d\lambda + \int_{\Delta\lambda} 2\text{Re} \left[A_S A_R^* \exp \left(\frac{2i\pi\alpha \cdot \xi_0}{\lambda} \right) \right] d\lambda, \quad (5)$$

where $\int_{\Delta\lambda}$ represents the integration over the range $\lambda_0 \pm \Delta\lambda/2$. As in Eq. (1), the last term corresponds to the spatial modulation of the speckles. The fringe pattern is now a superposition of monochromatic fringe patterns. As the fringe spacing is wavelength-dependent, the resulting pattern becomes blurred far from the central fringe (Fig. 5), and the larger the bandwidth, the faster the fringes become blurred.

Figure 6 is the Fourier transform of the SCC image obtained in polychromatic light for $\Delta\lambda = 80$ nm around $\lambda_0 = 640$ nm. The associated equation of this Fourier transform is:

$$\mathcal{F}^{-1} [I_{\Delta\lambda}] (\mathbf{u}) = \int_{\Delta\lambda} \mathcal{F}^{-1} [|A_S|^2 + |A_C|^2 + |A_R|^2] * \delta(\mathbf{u}) d\lambda + \int_{\Delta\lambda} \mathcal{F}^{-1} [A_S^* A_R] * \delta \left(\mathbf{u} - \frac{\xi_0}{\lambda} \right) d\lambda + \int_{\Delta\lambda} \mathcal{F}^{-1} [A_S A_R^*] * \delta \left(\mathbf{u} + \frac{\xi_0}{\lambda} \right) d\lambda. \quad (6)$$

The first term, corresponding to the central peak, now has a radius of D_L/λ_{\min} . This is determined by the smallest wavelength $\lambda_{\min} = \lambda_0 - \Delta\lambda/2$. We still assume $\gamma \gg 1$. Each lateral peak is the sum of all the monochromatic lateral peaks. Their size and distance to the central peak are a function of the wavelength. The closest of these to the central peak has a radius $D_L(1 + 1/\gamma)/(2\lambda_{\max})$ with $\lambda_{\max} = \lambda_0 + \Delta\lambda/2$. Thus, in

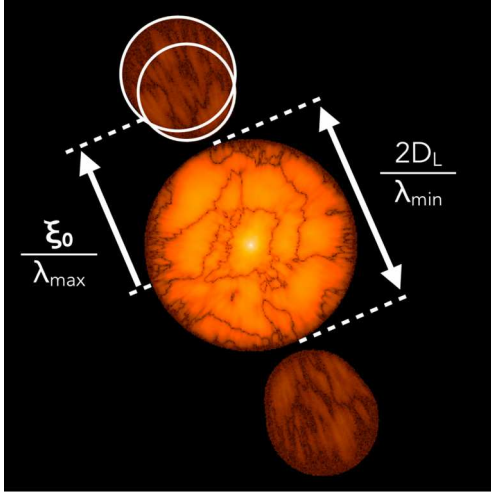


Fig. 6. Fourier transform of the SCC image obtained by numerical simulations, assuming polychromatic light ($\Delta\lambda = 80$ nm at $\lambda_0 = 640$ nm).

polychromatic light, the lateral and central peaks do not overlap if and only if

$$\|\xi_0\| > D_L \left(\frac{\lambda_{\max}}{\lambda_{\min}} + \frac{1}{2} + \frac{1}{2\gamma} \right). \quad (7)$$

If the condition of Eq. (7) is fulfilled, we can select the elongated lateral peak by using a circular oversized mask and extract I_- using the procedure described for the monochromatic case (see Sect. 3.1).

3.4. Performance of the SCC in polychromatic light

In this section we use the SCC in polychromatic light (Eq. (7) fulfilled) to create a DH as performed in monochromatic light (Sect. 3.2). We assume the parameters of Table 1 and we obtain the image of Fig. 7 for a bandwidth of 40 nm (top) and for $\Delta\lambda = 80$ nm (bottom). In both cases, $|A_R|^2$ have the same characteristics as in monochromatic light (maximum at 4.8×10^{-8} in normalized intensity).

Figure 7 highlights the limitation of the SCC in polychromatic light. When increasing the bandwidth, the SCC estimation is less and less efficient and speckles inside the DH are measured and are therefore not corrected (top left of the DH). Comparing these images with the images obtained before correction (Fig. 5), we observe that in the area where the fringes are blurred, the SCC estimation is disturbed. In other words, if speckles are not spatially modulated, the associated complex field A_S cannot be estimated and thus, it cannot be minimized. As a consequence, the area of the DH where the correction is efficient quickly decreases as the bandwidth increases.

The cumulative functions associated with Fig. 7 are given in Fig. 4 (top). The performance degrades by a factor of three for the $\Delta\lambda = 40$ nm (7.8×10^{-8}) and six for $\Delta\lambda = 80$ nm (1.7×10^{-7}). These values confirm that the larger the bandwidth, the worse the correction.

To overcome the limitation of the SCC in polychromatic light, Galicher et al. (2008a) proposed two methods: working with an integral field spectrometer (IFS) at modest spectral resolution ($R = 30$ to 100) or faking the use of a short bandpass filter using a Wynne compensator (Wynne 1979). However, both methods have drawbacks that led us to develop new methods to make the SCC more achromatic. The Wynne compensator is a

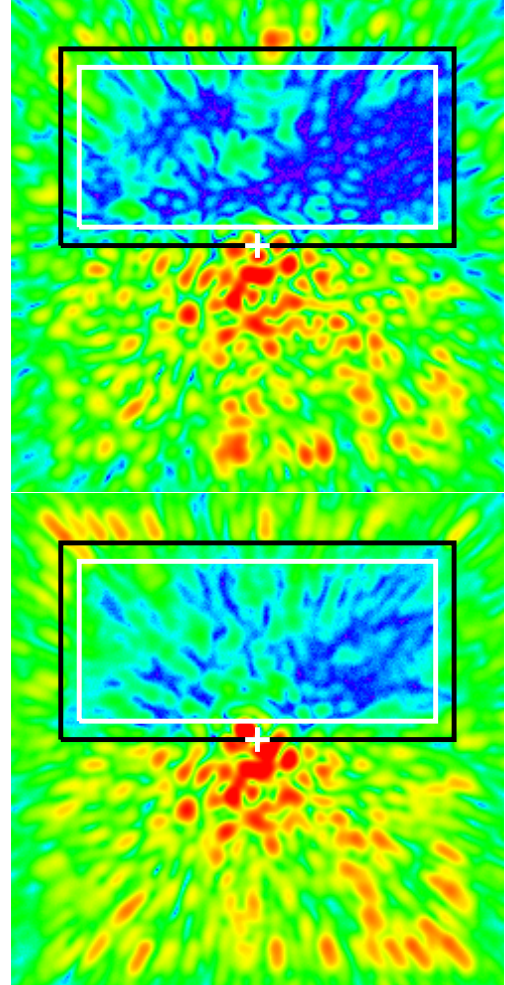


Fig. 7. Numerically simulated coronagraphic images after correction with the SCC for $\Delta\lambda = 40$ nm (top) and $\Delta\lambda = 80$ nm (bottom).

very invasive device composed of two triplets of lenses and the IFS is not available in all current coronagraphic instruments.

In this paper, we propose two other solutions to work with polychromatic light. The first method presented in Sect. 4 is based on the introduction of a non-null OPD between the reference hole and the classical Lyot stop. The second method, called the multireference self-coherent camera, uses several reference holes, instead of just one (Sect. 5).

4. Optical path difference between reference hole and Lyot stop

bearing in mind that we reduce the DH to half of the influence area of the DM, part of the fringe pattern is located in the half plane that we do not try to correct. One solution to improve the performance of the SCC in polychromatic light consists of shifting the pattern of fringes inside the DH. To do so, we can introduce an achromatic OPD between the beam that goes through the classical Lyot stop and the beam that goes through the reference hole. Calling δ the OPD, Eq. (5) becomes:

$$I_{\Delta\lambda}(\alpha) = \int_{\Delta\lambda} [|A_S|^2 + |A_C|^2 + |A_R|^2] d\lambda + \int_{\Delta\lambda} 2Re \left[A_S A_R^* \exp \left(\frac{2i\pi(\alpha \cdot \xi_0 + \delta)}{\lambda} \right) \right] d\lambda. \quad (8)$$

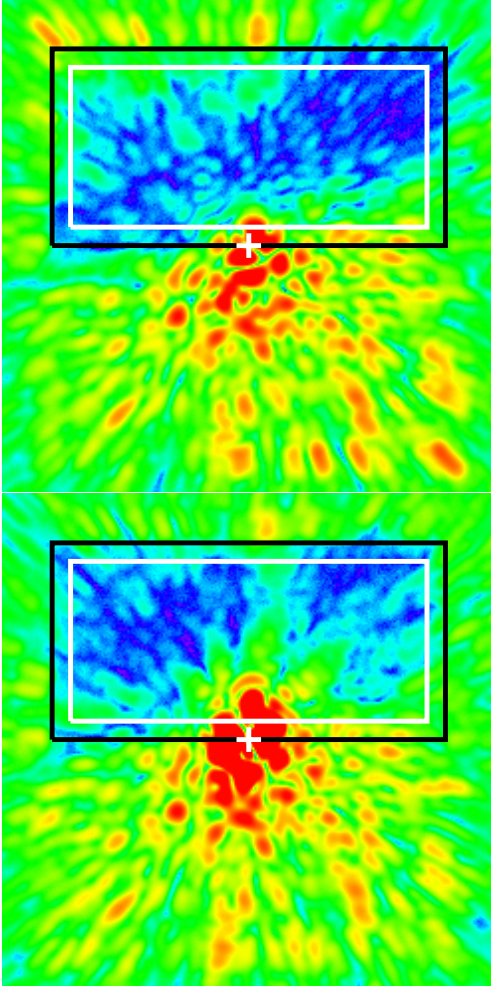


Fig. 8. Numerically simulated coronagraphic images for different OPD: (top) $\delta = 8\lambda_0$ and (bottom) $\delta = 16\lambda_0$. Bandwidth: $\Delta\lambda = 80$ nm.

When applying a constant OPD in the conditions of Fig. 7 (bottom) the fringe pattern can be shifted inside the DH. This increase of the fringe visibility inside the DH should improve the SCC estimation. Introducing an OPD of $\delta = 8\lambda_0$ or $\delta = 16\lambda_0$ shifts the central fringe by 8 or 16 fringes which corresponds to $\sim 4.4\lambda_0/D$ and $\sim 8.9\lambda_0/D$ in our numerical simulation (1.8 fringes per speckle). We obtain images of Fig. 8 using the assumptions of Table 1 and $\Delta\lambda = 80$ nm.

Compared with Fig. 7, we find that non-null OPD improves the SCC correction. Figure 9 presents the cumulative curves associated with the images of Figs. 3, 7 (bottom), and 8. In the case with no OPD, the median of the speckle intensity is 1.7×10^{-7} , while we find 9.4×10^{-8} and 1.4×10^{-7} for $\delta = 8\lambda_0$ and $\delta = 16\lambda_0$. We find the $\delta = 16\lambda_0$ case is less efficient than the $\delta = 8\lambda_0$ case. Indeed, even if the fringe pattern is in the middle of the DH when $\delta = 16\lambda_0$, the visibility of the SCC fringes is not uniform in the DH. Visibility is low close to the optical axis because the speckles are a lot brighter than the $|A_R|^2$ there. That is why the central part of the DH is not well corrected in the $\delta = 16\lambda_0$ case. The best value of the OPD is when the white fringe is closer to the axis: a smaller OPD.

Even if the OPD solution can improve the contrast inside the DH, we noticed in our numerical simulations that the performance strongly depends on the initial speckles pattern and when low order aberrations are too large, the correction does

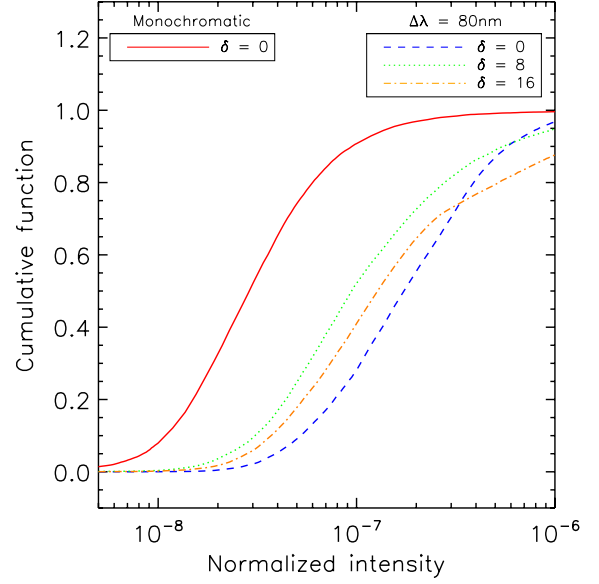


Fig. 9. Cumulative functions associated with the images obtained by numerical simulations in monochromatic light (red solid line) and in polychromatic light ($\Delta\lambda = 80$ nm at 640 nm) assuming $\delta = 0$ (blue dashed line), $\delta = 8\lambda_0$ (green dotted line) or $\delta = 16\lambda_0$ (orange mixed line)

not converge. This technique would then be difficult to use and we propose another solution to improve the performance of the SCC estimation and correction: the MRSCC.

5. Multireference self-coherent camera

The MRSCC is designed to mitigate the chromatic limitation of the SCC. In this section we introduce the formalism of the MRSCC and study the performance as a function of the bandwidth from numerical simulations.

5.1. Formalism of the MRSCC

The fringe pattern produced by the reference hole of the SCC gets blurred far from the central fringe in polychromatic light. In these blurred areas, the speckles cannot be corrected. To increase the area of the DH where the speckles are spatially modulated, we introduce additional fringe patterns by adding reference holes in the Lyot stop (Fig. 10, top). As for the SCC reference hole, the stellar light selected by the new reference holes interferes with the stellar coronagraphic residue in the image plane, which creates Fizeau fringes on the speckles. The orientation and the fringe spacing of these new patterns depend on the positions of the reference holes with respect to the Lyot stop. By placing them shrewdly it is possible to spatially modulate areas of the DH where the fringes that are induced by the SCC hole are blurred. Thus, the MRSCC can increase the area where speckles are correctly modulated.

Figure 10 (middle) presents one MRSCC image obtained with a Lyot stop that was composed of three reference holes in addition to the classical Lyot stop (Fig. 10, top). In this MRSCC image, we numerically increased the flux into the reference holes to highlight the fringes. The distances and the diameter ratio between the reference holes and the Lyot stop pupil are the same ($\xi_1 = \xi_2 = \xi_3 = 1.8D_L$ and $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma_3 = 25$).

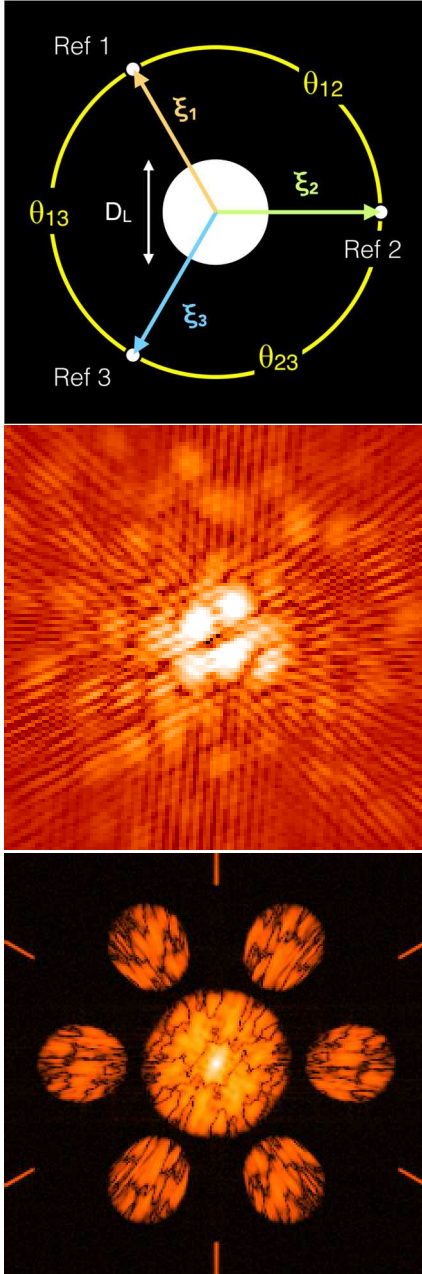


Fig. 10. *Top:* MRSCC Lyot stop with three reference holes. *Middle:* numerically simulated MRSCC image showing the three fringe patterns before correction. Field of view: 20 by $20 \lambda_0/D$. *Bottom:* Fourier transform of the MRSCC image.

They obey Eq. (7) for $\Delta\lambda = 80$ nm. The angle between each couple of reference holes is 120° . We can write the intensity in the MRSCC image as

$$\begin{aligned}
I_{\Delta\lambda}(\alpha) = & \int_{\Delta\lambda} \left[|A_S|^2 + |A_C|^2 + \sum_{i=1}^n |A_{R_i}|^2 \right] d\lambda \\
& + \sum_{i=1}^n \int_{\Delta\lambda} 2\text{Re} \left[A_S A_{R_i}^* \exp\left(\frac{2i\pi\alpha \cdot \xi_i}{\lambda}\right) \right] d\lambda \\
& + \sum_{j=1}^n \sum_{i>j}^n \int_{\Delta\lambda} 2\text{Re} \left[A_{R_j} A_{R_i}^* \exp\left(\frac{2i\pi\alpha \cdot \xi_{ij}}{\lambda}\right) \right] d\lambda, \quad (9)
\end{aligned}$$

where n is the number of reference holes and $\xi_{ij} = \xi_i - \xi_j$. The second term is the sum of the modulations of the speckle electric field A_S by each reference beam $A_{R_i}^*$. The third term contains the sum of the fringe patterns that are due to the interference between reference holes. Indeed, beams coming from two reference holes also form Fizeau fringes in the MRSCC image. To order to estimate the complex amplitude A_S we apply the Fourier transform to the image (Fig. 10, bottom):

$$\begin{aligned}
\mathcal{F}^{-1} [I_{\Delta\lambda}] (\mathbf{u}) = & \int_{\Delta\lambda} \left(\mathcal{F}^{-1} [|A_S|^2 + |A_C|^2] + \sum_{i=1}^n \mathcal{F}^{-1} [|A_{R_i}|^2] \right) * \delta(\mathbf{u}) d\lambda \\
& + \int_{\Delta\lambda} \sum_{i=1}^n \mathcal{F}^{-1} [A_S A_{R_i}^*] * \delta\left(\mathbf{u} - \frac{\xi_i}{\lambda}\right) d\lambda \\
& + \int_{\Delta\lambda} \sum_{i=1}^n \mathcal{F}^{-1} [A_S A_{R_i}^*] * \delta\left(\mathbf{u} + \frac{\xi_i}{\lambda}\right) d\lambda \\
& + \int_{\Delta\lambda} \sum_{j=1}^n \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq j}}^n \mathcal{F}^{-1} [A_{R_j} A_{R_i}^*] * \delta\left(\mathbf{u} - \frac{\xi_{ij}}{\lambda}\right) d\lambda. \quad (10)
\end{aligned}$$

The first term is the central peak of the spatial frequency plane. The second and third term contain the lateral correlation peaks of A_S and $A_{R_i}^*$ and their conjugate. There are a couple of conjugated correlation peaks per reference hole. This is the information we want to extract to control the DM and create the DH. Finally, the last term contains the correlation peaks between reference holes. They do not disturb the estimation of the electric field if they do not overlap the correlation peaks used to do the estimation of I_- (see Fig. 10 bottom, six small sections of straight line at the border of the Fourier image). The size and the position of each correlation peak depend on the spectral bandwidth and on the position of the reference holes in the Lyot stop plane.

To estimate the electric field, we extract each lateral peak of the second term. Then, using the algorithm described in Sect. 3.1 we obtain one I_- for each reference hole. In polychromatic light, these estimations are different and complementary because each reference beam modulates different speckles (i.e., different parts of the focal plane image). We build a new polychromatic estimator which is the concatenation of the n estimators provided by the n reference beams. Using this new estimation of the electric field is the only change from the SCC correction loop described in Sect. 3.1.

For an efficient estimation of the speckle electric field, we ensure that the different components in the spatial frequency plane do not overlap. First, the distances between reference holes and the Lyot stop pupil obey Eq. (7). Then, the correlation peaks do not overlap. Finally, the position of each reference hole is chosen so that the secondary lateral correlation peaks do not overlap the primary correlation peaks.

5.2. Performance of the MRSCC

In this section, we simulate an MRSCC with three reference holes assuming monochromatic light $\lambda_0 = 640$ nm and two bandwidths ($\Delta\lambda = 40$ nm and $\Delta\lambda = 80$ nm) around $\lambda_0 = 640$ nm. The angle θ_H between the first reference and the horizontal axis in the Lyot stop plane is $+115^\circ$. The angle between the first reference hole and the second one θ_{12} is -135° and there is an angle θ_{13} of $+105^\circ$ between the first reference hole and the third one. These angles correspond to the ones used in our laboratory experiment (see Sect. 7). Separations between the classical Lyot

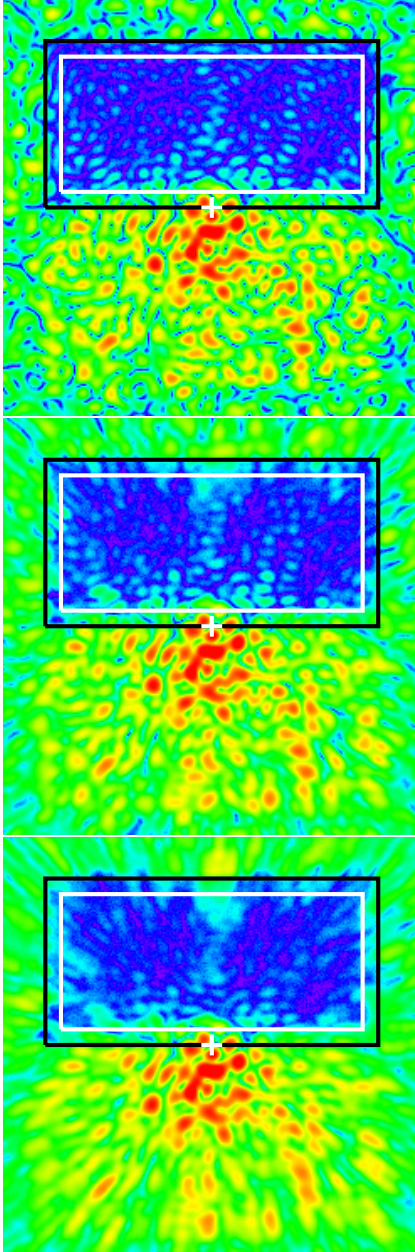


Fig. 11. Numerically simulated coronagraphic images obtained after correction with the MRSCC in monochromatic light (*top*; $\lambda_0 = 640$ nm) and in polychromatic light ($\Delta\lambda = 40$ nm (*middle*) and $\Delta\lambda = 80$ nm (*bottom*) around $\lambda_0 = 640$ nm).

stop and reference holes are: $\xi_i = 1.8D_L$. We assume $\gamma_i = 25$. Because we simulate a perfect coronagraph, we numerically add the reference beams and we set their flux to the one measured in our laboratory. The maximum normalized intensity level of $|A_R|^2$ is 4.8×10^{-8} . Finally, the other parameters are the same as previously (see Table 1).

Figure 11 presents the images after correction of the speckles using the MRSCC as a focal plane wavefront sensor. At the top, the image was obtained after correction in monochromatic light. If we compare this image and the image obtained in monochromatic light with the SCC (Fig. 3), we can see that they are almost the same. Indeed, in monochromatic light, fringes do not get blurred and adding reference holes bring no new information on A_S .

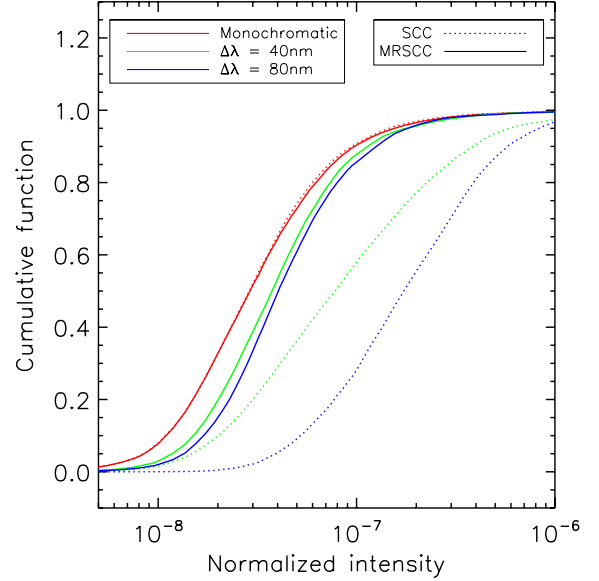


Fig. 12. Cumulative functions associated with the images obtained by numerical simulations with the SCC (dashed curve) and with the MRSCC (solid curves). In monochromatic light (red curves) the cumulative functions of the both SCC and MRSCC are the same.

The middle and bottom images were obtained after correction in polychromatic light: $\Delta\lambda = 40$ nm and $\Delta\lambda = 80$ nm around $\lambda_0 = 640$ nm. They show that, when increasing the bandwidth, speckles in the DH of the MRSCC images are well corrected for bandwidth up to 80 nm.

Figure 12 presents the cumulative functions associated with these three images (solid lines) and to the images obtained with the SCC of Figs. 3 and 7 (dotted lines). In monochromatic light, the performances are almost the same using one or three reference holes. The slight difference can be explained by the fact that photon noise is greater for the MRSCC (three reference beams) than for the SCC (one reference beam). In polychromatic light, MRSCC always provides images with deeper contrast levels because speckles that were not well estimated with the unique reference hole of the SCC are estimated using the second or the third reference hole of the MRSCC. The median of the speckle intensity inside the DH is 3.8×10^{-8} for $\Delta\lambda = 40$ nm and 4.1×10^{-8} for $\Delta\lambda = 80$ nm. We find a gain of ~ 2 for $\Delta\lambda = 40$ nm and ~ 4 for $\Delta\lambda = 80$ nm in contrast to the SCC performance (see Sect. 3.4). Thus, the MRSCC significantly mitigates the chromatic effects of the SCC and its performance is almost insensitive to the bandwidth up to $\Delta\lambda = 80$ nm. The small difference is the result of a few bright speckles located close to the border of the DH.

Unlike the OPD method (Sect. 4), the MRSCC performance does not depend on the initial map of phase and amplitude aberrations. It also reaches deeper contrast levels in numerical simulations. Of course MRSCC is not insensitive to chromatism. Its performance decreases gradually when the bandwidth is widened. However, from preliminary numerical simulations that are not presented in this paper, it can be used to control contrast levels in the DH by working with bandwidths up to 150 nm in visible light. For larger bandwidths, we may add a fourth reference hole, bearing in mind the constraints presented in Sect. 5.1. Another solution could be a combination of the OPD method although it may be complicated to achromatically control the OPD. In the following sections we probe the MRSCC performance in the laboratory.

6. The THD bench and expected performance

In this section we present our laboratory optical bench called the THD-bench. We use it to derive the expected performance of the MRSCC from numerical simulations.

6.1. The THD bench

The SCC and MRSCC are tested in our laboratory at the Observatoire de Paris. A complete description of the optical bench is given in Mas et al. (2010). Here, we only list main components:

- Two light sources. A quasi-monochromatic laser diode emitting at $\lambda_0 = 637$ nm ($\Delta\lambda < 1$ nm) and a supercontinuum Fianium source (SC450) with a calibrated spectral filter ($\lambda_0 = 640$ nm $\Delta\lambda = 80$ nm).
- A tip-tilt mirror. Control of pointing errors down to $6.5 \times 10^{-2} \lambda_0/D$ (Mas et al. 2012).
- A Boston Micromachines Corporation DM of 32 by 32 actuators in a square array. This is set in a pupil plane that is upstream of the coronagraph focal mask and we use only 27 actuators across the pupil diameter.
- a dual-zone phase mask (DZPM) coronagraph composed of an apodizer in pupil plane and a phase mask in focal plane (Soummer et al. 2003; N'Diaye et al. 2012) that are optimized to reach 1σ contrast under 2.8×10^{-8} for an angular separation greater than $5 \lambda_0/D$ and for a bandwidth of 133 nm around 665 nm.
- A Lyot stop (Fig. 10, top) with a classical Lyot stop aperture with a $D_L = 8$ mm diameter for a $\varnothing_p = 8.1$ mm entrance pupil (98.7% filtering) and three reference holes (see Fig. 10 top: $\theta_H = +115^\circ$, $\theta_{12} = -146^\circ$, $\theta_{13} = +103^\circ$, $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma_3 = 26.6$, $\xi_1 = 1.76D_L$, $\xi_2 = 1.89D_L$ and $\xi_3 = 1.93D_L$).
- An Andor camera with a readout noise of $3.2 e^-$ rms per pixel and a full well capacity of 60 000 e^- per pixel. We used 400 by 400 pixel images and the resolution element λ_0/D_L is sampled by 6.25 pixels.

The only component modified to switch from the SCC to the MRSCC is the Lyot stop. By not disturbing the optical path thanks to a motorised mount, we can open or close the reference holes. We note that we did not use the motor to produce a temporal modulation as Give' on et al. (2012). As with the SCC, the MRSCC uses spatial modulation and it only needs a single image to retrieve the complex amplitude of the speckle field.

With 27 actuators across the pupil diameter, we can control a 13.5 by $27 \lambda_0/D$ DH area with the use of only one DM to correct the effects of both phase and amplitude aberrations (Fig. 13). Even in an ideal case (without aberrations), the DZPM coronagraph does not perfectly cancel the star. In Fig. 14, the red curve represents the theoretical limit of the DZPM coronagraph in monochromatic light ($\lambda_0 = 640$ nm) and the blue dashed curve shows a bandwidth of $\Delta\lambda = 133$ nm around $\lambda_0 = 665$ nm. Because of the design specifications, most of the speckles below $5 \lambda_0/D$ are very bright and some saturate the detector. To prevent the SCC estimation being biased, we numerically reduce the speckles' impact by multiplying the SCC images by a Butterworth-type spatial filter, shaped like a disk centered on the optical axis. This numerical mask multiplies the half-DH Butterworth mask and the resulting mask attenuates the central speckles by a factor of 3 and those located at $5 \lambda_0/D$ by a factor 1.5. The computation area is represented by a solid red line. To obtain this area, we remove a band of $1.5\lambda_0/D$ on each side of the DH. To avoid the bright speckles, which result

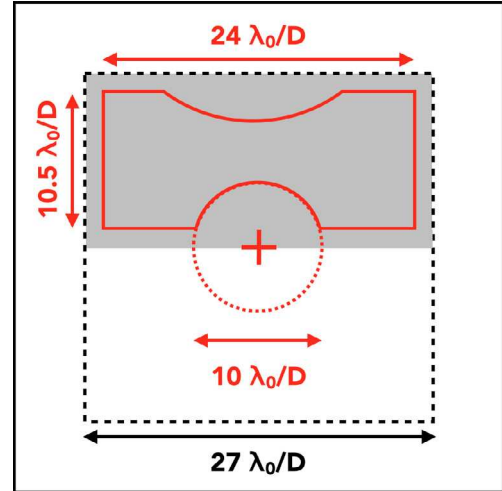


Fig. 13. Main dimensions used in our laboratory experiment. The influence area of the DM is delineated by a dashed line, the DH is represented by a gray area and the computation area is delineated by a red solid line. The optical axis is represented by the red cross.

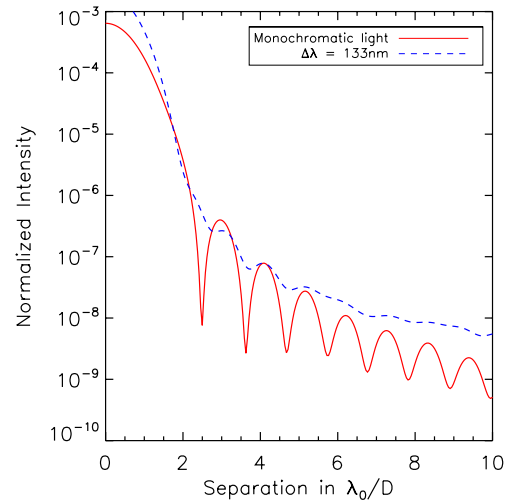


Fig. 14. Radial intensity profiles computed from coronagraphic images obtained by numerical simulations without phase and amplitude aberrations. The red solid curve is the profile associated with an image obtained in monochromatic light while, the blue dashed lines are obtained in polychromatic light ($\Delta\lambda = 133$ nm around $\lambda_0 = 665$ nm).

from the DZPM, we remove a disk centered on the optical axis of $<10\lambda_0/D$ diameter and because of bright speckles at the top of the DH (Sect. 7) we also remove a disk centered at $22 \lambda_0/D$ from the optical axis and with a radius of $12.5\lambda_0/D$.

6.2. Numerical simulations of the THD bench

In this section, we run numerical simulations of the MRSCC in polychromatic light ($\lambda_0 = 640$ nm $-\Delta\lambda = 80$ nm) using the parameters that best reproduce the optical configuration of the THD bench (see Sect. 6.1). Amplitude aberrations are derived from a laboratory measurement (Mazoyer et al. 2013a). Phase aberrations have a standard deviation of 10 nm and a power spectral density of $f^{-2.3}$, which best reproduce the speckles' intensity distribution in non-corrected images. We numerically simulate the electric field produced by the DZPM coronagraph inside the classical Lyot stop, as well as inside each reference hole. We find that the flux inside the reference beams are similar to the flux

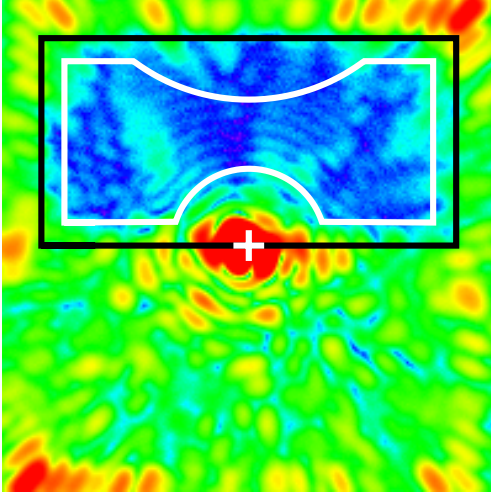


Fig. 15. Numerical simulated image obtained after correction using a MRSCC in polychromatic light $\Delta\lambda = 80$ nm and assuming the optical configuration of the THD bench. Field of view: 32 by $32 \lambda_0/D$.

measured on the THD bench. Finally we use the measured spectrum of the 80 nm source (close to a flat spectrum) that was used during the experiments (Sect. 7).

Figure 15 presents a coronagraphic image obtained by using the MRSCC with $\Delta\lambda = 80$ nm. The correction is efficient almost everywhere in the DH. Figure 16 presents the associated contrast curve (top) and the cumulative function (bottom). Below $5\lambda_0/D$ contrast is limited by DZPM coronagraph performance (blue dashed curve). In these numerical simulations, the MRSCC reaches a 1σ contrast level of 3.6×10^{-8} between $5\lambda_0/D$ and $17\lambda_0/D$ and a median of the speckle intensity of 6.5×10^{-8} . Thus, we expect the MRSCC to significantly reduce the speckle intensity inside the DH in polychromatic light in our laboratory.

7. Laboratory performances

7.1. Chromatism of the bench

Before testing the SCC and the MRSCC in polychromatic light, we estimate the chromatism of the optical bench. To obtain this information we use the SCC in monochromatic light (laser source – $\lambda_0 = 637$ nm – $\Delta\lambda < 1$ nm) to reach the deepest contrast that our bench can provide inside the DH. After the correction in closed loop, we record the image, which is presented in Fig. 17 (top). Then, we keep the DM shape frozen and we switch the light source from the monochromatic light to the polychromatic light ($\lambda_0 = 640$ nm – $\Delta\lambda = 80$ nm). The resulting image is presented in Fig. 17 (bottom). The only difference between the two images is the bandwidth used to record the two images. The two images are very similar and we study their contrast curves and cumulative functions as given in Fig. 18.

The contrast curves (top) are not plotted below $5 \lambda_0/D$ because the computation area excludes the central saturated spot (Fig. 13). The average 1σ contrast level measured between 5 and $17 \lambda_0/D$ is 2.1×10^{-8} for the image recorded in monochromatic light and 2.7×10^{-8} for the image recorded in polychromatic light. If we only consider the contrast curves, we conclude that there is no significant chromatic evolution of the aberrations on the THD bench below a contrast of 2.7×10^{-8} .

The cumulative functions are plotted at the bottom. The median intensity of the speckles is 2.7×10^{-8} for the image recorded in monochromatic light and 6.3×10^{-8} for the image recorded in

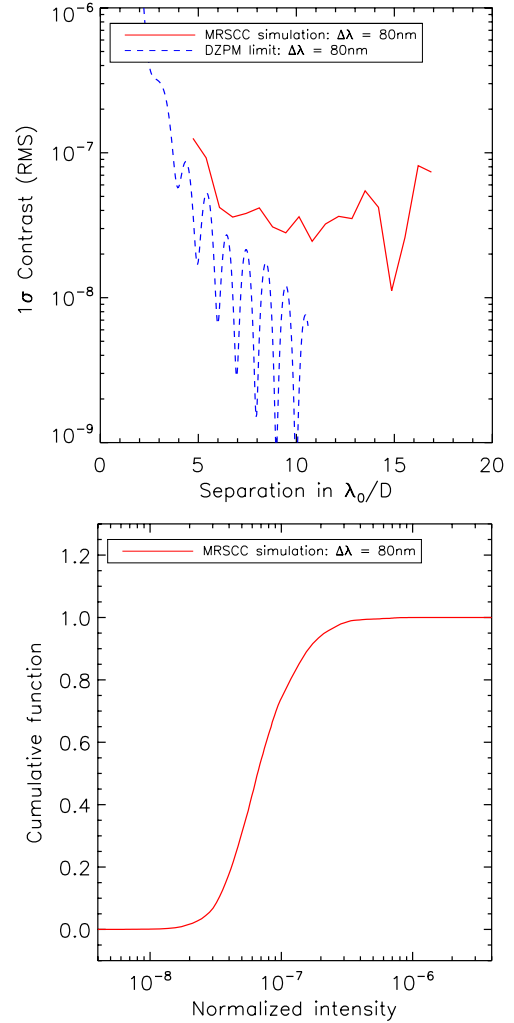


Fig. 16. Contrast curve (top) and spatial cumulative function (bottom) associated with the MRSCC image obtained by numerical simulations assuming the optical configuration of the bench. The blue dashed curve is the theoretical limit of the DZPM coronagraph for a bandwidth of $\Delta\lambda = 80$ nm around $\lambda_0 = 640$ nm.

polychromatic light. The difference between the two cumulative curves is larger than that between the contrast curves. It means that uniform offset in intensity exists in the polychromatic image. This may be due to chromatism effects of the DZPM, or the outband of the spectral filter or chromatism of the THD optics. We conclude that the THD bench (optical components and coronagraph) is achromatic at a 6.3×10^{-8} level in normalized intensity and at a 2.7×10^{-8} level contrast. These levels give an idea of the deepest contrast that we can achieve in polychromatic light ($\Delta\lambda = 80$ nm around $\lambda_0 = 640$ nm) on the THD bench, whichever technique is used to control the DM.

7.2. SCC vs. MRSCC in polychromatic light

In this section we compare the SCC and MRSCC performance in the laboratory using a bandwidth of 80 nm around $\lambda_0 = 640$ nm. First, we create a DH using the SCC in polychromatic light starting from a given voltage map for the DM (i.e., a given surface shape) and we record the best correction of the speckle field (Fig. 19, top). Then, starting from the same given initial DM shape, we use the MRSCC and we obtain the DH of Fig. 19 (bottom). As expected, in the SCC image, a lot of speckles are

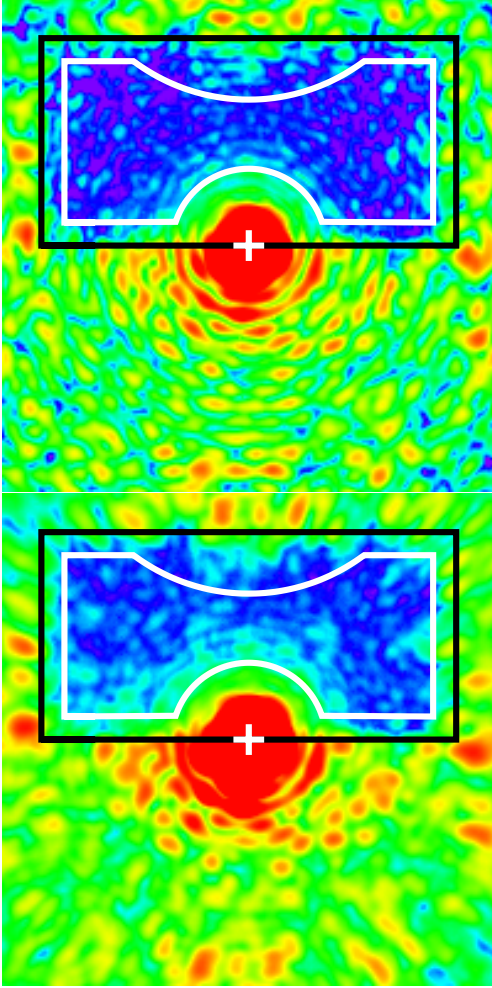


Fig. 17. Laboratory images obtained after SCC correction of the speckles in monochromatic light, (*top*) recorded in monochromatic light ($\lambda_0 = 640$ nm) and (*bottom*) recorded in polychromatic light ($\Delta\lambda = 80$ nm at $\lambda_0 = 640$ nm).

not corrected, whereas the correction is almost uniform with the MRSCC. Figure 20 presents the contrast (top) and cumulative (bottom) curves computed from these images. The orange dotted curves are associated with the laboratory image obtained with the SCC (Fig. 19, top) and the blue dashed curves to the laboratory image obtained with the MRSCC (Fig. 19, bottom). We overplot the curves associated with the chromatic limit of the bench (red solid curves, Sect. 7.1) and associated with the numerical simulations of the bench (mixed green curves, Sect. 6.2).

All these laboratory results demonstrate the gain in contrast brought by the MRSCC compared to the SCC. For SCC, the average 1σ contrast is never better than 10^{-7} and the median intensity is 2.7×10^{-7} . In the MRSCC images we measure an average 1σ contrast of 4.5×10^{-8} between 5 and $17 \lambda_0/D$ and a median intensity of 8.3×10^{-8} . These performances are close to the numerical simulations prediction: 3.6×10^{-8} and 6.5×10^{-8} respectively.

If we compare the images obtained with the MRSCC (Fig. 19, bottom) and the image that is limited by the chromatism of the bench (Fig. 17, bottom), the levels are equivalent, except at the top of the DH, where some speckles are not well corrected because all the fringe patterns of the MRSCC are blurred. These types of bright uncorrected speckles also exist in the numerical simulated image (top right corner of the DH in Fig. 15). From

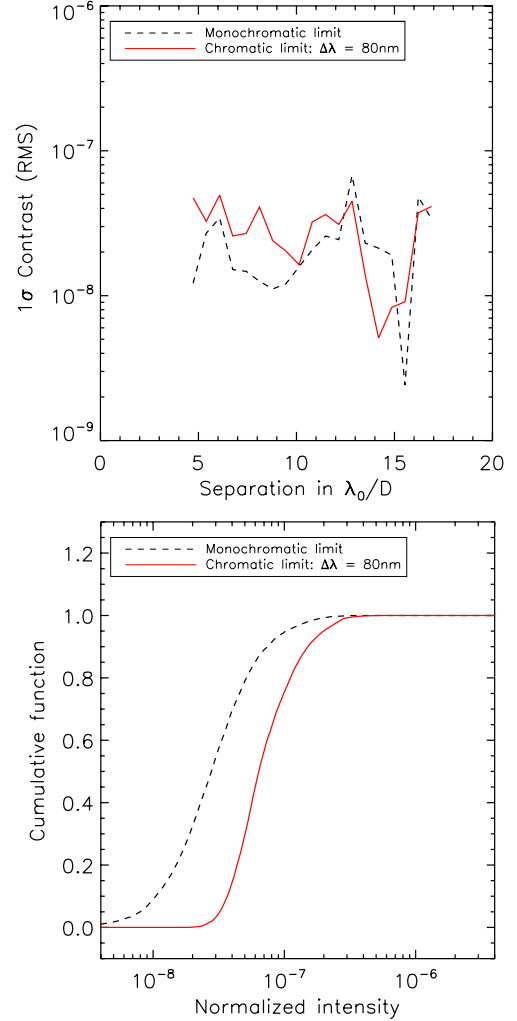


Fig. 18. Contrast curve (*top*) and spatial cumulative function (*bottom*) associated with the laboratory images recorded in monochromatic light (black dashed curve) and in polychromatic light (red solid curve)

numerical simulations we find that the location of these speckles depends on the initial phase and amplitude aberrations. It may be possible to correct them by adding a fourth reference hole or by optimizing the orientations of the reference holes. However, none of these solutions were available during our laboratory experiments.

8. Conclusions

In this paper, we proposed two methods to make the SCC more achromatic: the MRSCC and the OPD method. We tested these two methods by numerical simulations and proved that they improve the performance of the SCC in polychromatic light. We found that the OPD method performance depends on the initial aberration map and that it is not robust enough to be used.

Then, we demonstrated in the laboratory that the MRSCC can be used to control a DM in polychromatic light (bandwidth of 80 nm around 640 nm – 12.5%) to reach an average 1σ contrast of approximately 4.5×10^{-8} between 5 and $17 \lambda_0/D$ from the star and a median contrast of 8.3×10^{-8} . The performances obtained on the THD bench with the DZPM coronagraph are close to the chromatic limitation of our bench, meaning that the MRSCC may be able to control the speckle intensity at even deeper contrast levels.

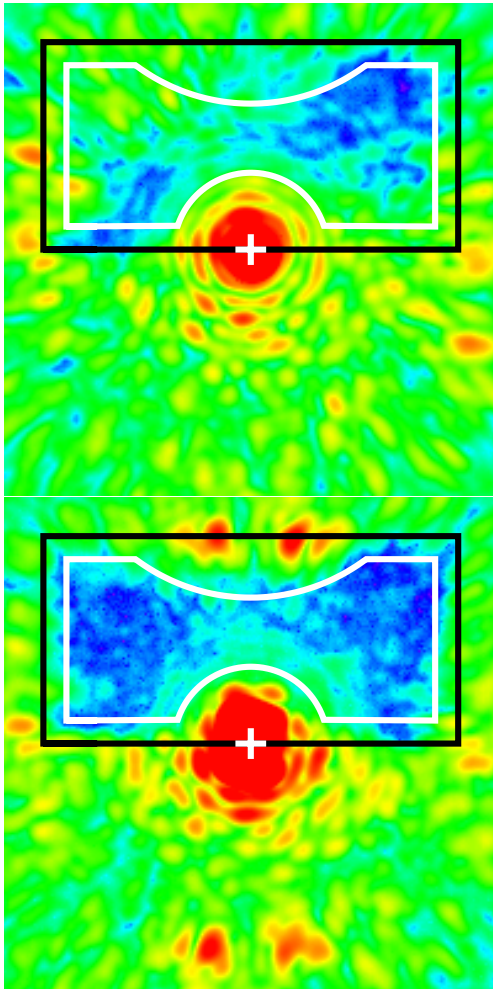


Fig. 19. Laboratory image obtained on the THD bench after speckle correction in polychromatic light ($\Delta\lambda = 80$ nm at $\lambda_0 = 640$ nm) using a SCC (*top*) and the MRSCC (*bottom*).

The MRSCC has all the advantages of the SCC. It is a focal plane wavefront sensor, which is able to work in closed loop. It is easy to implement by adding only small holes in the Lyot stop plane and it can be associated with several phase-mask coronagraphs. Also, only one focal plane image is mandatory for estimating the electric field instead of the several images that are needed by techniques that are based on temporal modulation.

This study was realized using a clear circular aperture. In the case of an arbitrary telescope aperture, the sensing with the MRSCC can still be undertaken as long as the coronagraph diffracts enough stellar light into the reference hole.

The attractive features of the MRSCC make this FPWFS a serious candidate for a possible upgrade of the current high-contrast imaging instruments and could be used with future instruments for space-based missions and extremely large telescopes.

Finally, several improvements may be possible in the future. Among them, we will explore more sophisticated algorithms to measure the electric field from the MRSCC image. We also intend to correct speckles close to the optical axis by using another phase-mask coronagraph like a vortex (Mawet et al. 2005). Finally, Mazoyer et al. (2013a) demonstrate that the contrast level of the THD bench is determined mainly by amplitude aberrations. To improve its performance and increase the size of the DH, we will control both the phase and amplitude aberrations in

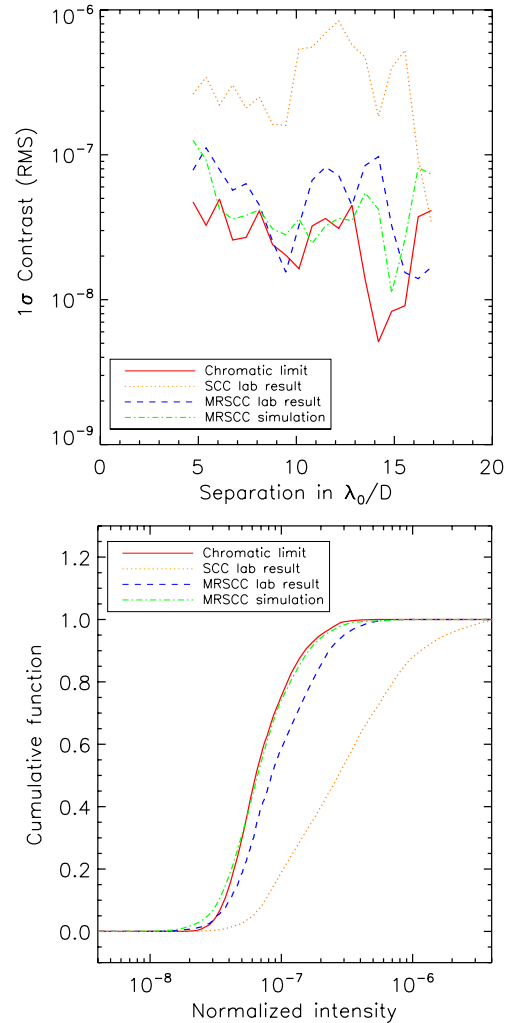


Fig. 20. Contrast curves (*top*) and spatial cumulative functions (*bottom*) for $\Delta\lambda = 80$ nm, associated with the expected performance from numerical simulations (mixed green line) and to three laboratory images: chromatic limit of the THD bench (red solid line), SCC correction (orange dotted curves) and MRSCC correction (blue dashed curves). The cumulative curves have been computed inside the computation area presented Fig. 13.

the full influence area with an upgraded version of our bench by adding DMs.

Acknowledgements. We wish to thank M. N'Diaye, A. Caillat and K. Dohlen for their collaboration on the design of the DZPM used to obtain laboratory results and for sharing the code used to numerically simulate it. This work was carried out at the Observatoire de Paris (France) under contract number DA-10091195 with the CNES (Toulouse, France). We also thank the referee for his very constructive remarks on the manuscript of the paper.

References

- Baudoz, P., Boccaletti, A., Baudrand, J., & Rouan, D. 2006, in IAU Colloq. 200: Direct Imaging of Exoplanets: Science Techniques, eds. C. Aime, & F. Vakili, 553
- Baudoz, P., Mazoyer, J., & Galicher, R. 2013, in Proc. Third AO4ELT Conf., eds. S. Esposito, & L. Fini, 109
- Beuzit, J.-L., Feldt, M., Dohlen, K., et al. 2008, in SPIE Conf. Ser., 7014, 18
- Bordé, P. J., & Traub, W. A. 2006, *ApJ*, 638, 488
- Boyer, C., Michau, V., & Rousset, G. 1990, in Amplitude and Intensity Spatial Interferometry, ed. J. B. Breckinridge, SPIE Conf. Ser., 1237, 406
- Cavarrac, C., Boccaletti, A., Baudoz, P., Fusco, T., & Rouan, D. 2006, *A&A*, 447, 397

- Dalcanton, J., Seager, S., Aigrain, S., et al. 2015, ArXiv e-prints [[arXiv:1507.04779](#)]
- Galicher, R., Baudoz, P., & Rousset, G. 2008a, in *SPIE Conf. Ser.*, **7015**, 6
- Galicher, R., Baudoz, P., & Rousset, G. 2008b, *A&A*, **488**, L9
- Galicher, R., Baudoz, P., Rousset, G., Totems, J., & Mas, M. 2010, *A&A*, **509**, A31
- Give'on, A., Kasdin, N. J., Vanderbei, R. J., & Avitzour, Y. 2006, *J. Opt. Soc. Am. A*, **23**, 1063
- Give'on, A., Kern, B., Shaklan, S., Moody, D. C., & Pueyo, L. 2007, in *Am. Astron. Soc. Meet. Abst.*, *BAAS*, **39**, 135.20
- Give'on, A., Shaklan, S., Kern, B., et al. 2012, in *SPIE Conf. Ser.*, 8442
- Hartung, M., Blanc, A., Fusco, T., et al. 2003, *A&A*, **399**, 385
- Hinkley, S., Oppenheimer, B. R., Zimmerman, N., et al. 2011, *PASP*, **123**, 746
- Jovanovic, N., Guyon, O., Martinache, F., et al. 2014, in *SPIE Conf. Ser.*, 9147, 1
- Lagrange, A.-M., Kasper, M., Boccaletti, A., et al. 2009, *A&A*, **506**, 927
- Macintosh, B. A., Graham, J. R., Palmer, D. W., et al. 2008, in *SPIE Conf. Ser.*, **7015**, 18
- Malbet, F., Yu, J. W., & Shao, M. 1995, *PASP*, **107**, 386
- Marois, C., Racine, R., Doyon, R., Lafrenière, D., & Nadeau, D. 2004, *ApJ*, **615**, L61
- Marois, C., Lafrenière, D., Doyon, R., Macintosh, B., & Nadeau, D. 2006, *ApJ*, **641**, 556
- Marois, C., Macintosh, B., Barman, T., et al. 2008, *Science*, **322**, 1348
- Marois, C., Zuckerman, B., Konopacky, Q. M., Macintosh, B., & Barman, T. 2010, *Nature*, **468**, 1080
- Martinache, F. 2013, *PASP*, **125**, 422
- Mas, M., Baudoz, P., Rousset, G., Galicher, R., & Baudrand, J. 2010, in *SPIE Conf. Ser.*, **7735**, 66
- Mas, M., Baudoz, P., Mazoyer, J., Galicher, R., & Rousset, G. 2012, in *SPIE Conf. Ser.*, 8446
- Mawet, D., Riaud, P., Absil, O., & Surdej, J. 2005, *ApJ*, **633**, 1191
- Mazoyer, J. 2014, Ph.D. Thesis, University Paris 7 – Denis Diderot
- Mazoyer, J., Baudoz, P., Galicher, R., Mas, M., & Rousset, G. 2013a, *A&A*, **557**, A9
- Mazoyer, J., Baudoz, P., Galicher, R., & Rousset, G. 2013b, in *Proc. Third AO4ELT Conference*, eds. S. Esposito, & L. Fini
- Mazoyer, J., Baudoz, P., Galicher, R., & Rousset, G. 2014, *A&A*, **564**, L1
- Murakami, N., Uemura, R., Baba, N., et al. 2008, *PASP*, **120**, 1112
- N'Diaye, M., Dohlen, K., Cuevas, S., et al. 2012, *A&A*, **538**, A55
- N'Diaye, M., Pueyo, L., Soummer, R., & Carlotti, A. 2014, in *SPIE Conf. Ser.*, **9143**, 4
- Paul, B., Sauvage, J.-F., & Mugnier, L. M. 2013, *A&A*, **552**, A48
- Pueyo, L., & Norman, C. 2013, *ApJ*, **769**, 102
- Rouan, D., Riaud, P., Boccaletti, A., Clénet, Y., & Labeyrie, A. 2000, *PASP*, **112**, 1479
- Sauvage, J.-F., Fusco, T., Petit, C., et al. 2012, in *SPIE Conf. Ser.*, 8447, 15
- Seager, S., & Deming, D. 2010, *ARA&A*, **48**, 631
- Soummer, R., Dohlen, K., & Aime, C. 2003, *A&A*, **403**, 369
- Spergel, D., Gehrels, N., Baltay, C., et al. 2015, ArXiv e-prints [[arXiv:1503.03757](#)]
- Wynne, C. G. 1979, *Opt. Comm.*, **28**, 21

8.3 Étude complémentaire

Dans ce paragraphe, je reprends la simulation numérique du banc THD présentée dans le paragraphe 6.2 de l'article précédent. Dans ce dernier, je simule une correction HDH dans une bande spectrale de 80 nm avec une MRSCC à trois références. Je répète cette simulation pour huit bandes spectrales centrées autour d'une même longueur d'onde centrale $\lambda_0 = 640$ nm en utilisant successivement la première référence, puis la première et la deuxième et finalement les trois. À l'exception de la bande spectrale et du nombre de références utilisées, tous les paramètres de cette simulation sont ceux présentés dans le paragraphe 6.1 de l'article précédent. Afin de pouvoir comparer les images entre elles, toutes les corrections sont réalisées à partir des mêmes aberrations de phase et d'amplitude initiales. La figure 8.3 présente les résultats de cette simulation. Pour faciliter la lecture, je n'affiche que la partie de la zone d'influence du DM que j'ai essayé de corriger.

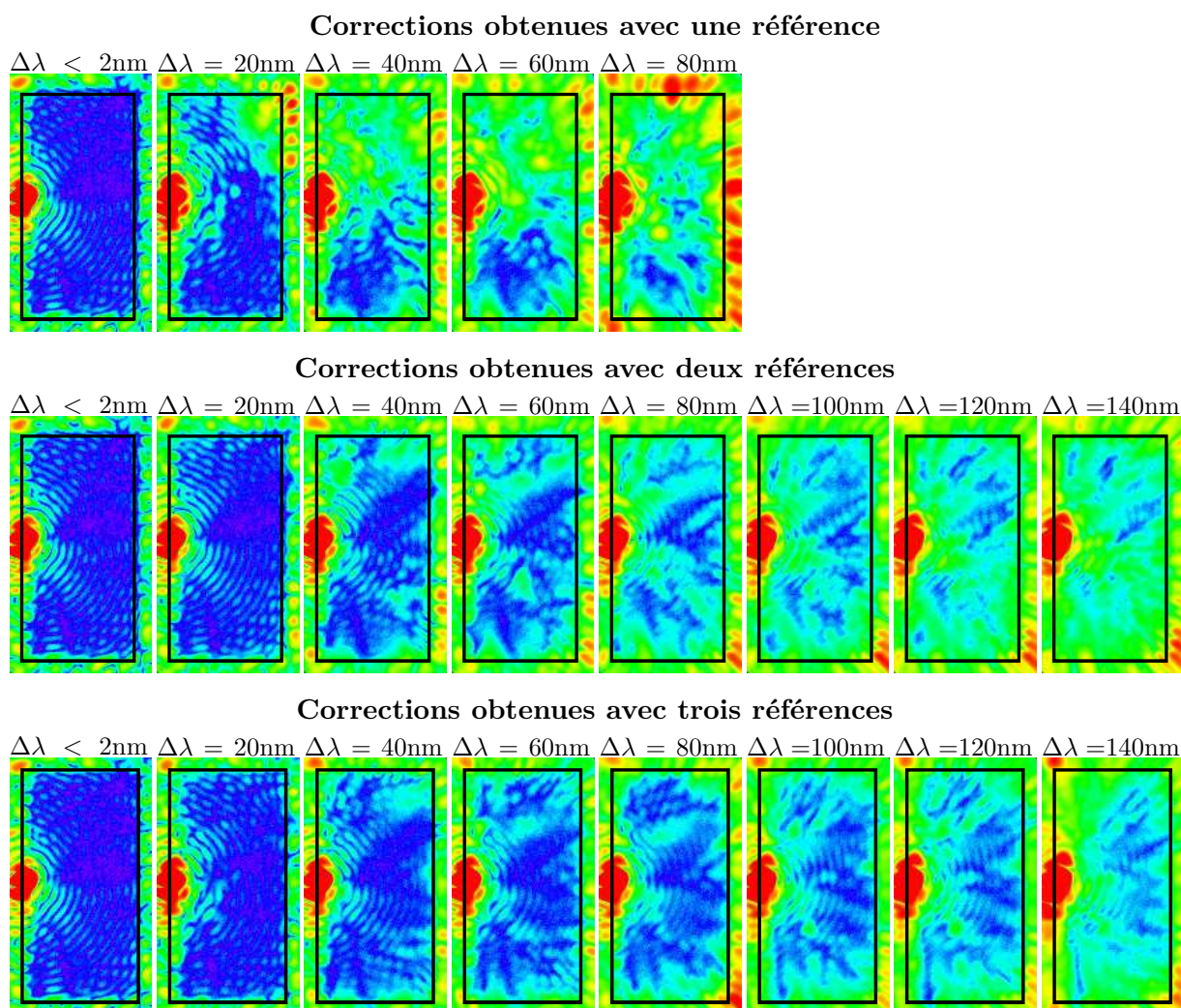


FIGURE 8.3 – Images coronographiées obtenues avec une référence en haut, deux références au milieu et trois références en bas pour différentes bandes spectrales (de gauche à droite : < 2 nm, 20 nm, 40 nm, 80 nm, 100 nm, 120 nm et 140 nm). Chaque image couvre un champ rectangulaire de 17 par 31 λ/D . L'échelle de couleur utilisée est celle de la figure 3 de l'article inclus dans ce chapitre.

Dans mes simulations numériques, les corrections monochromatiques convergent habituellement en 5 itérations quand j'utilise un gain de 1. Pour m'assurer de la stabilité des corrections je corrige les *speckles* pendant 20 itérations. Pour les trois corrections faites avec une seule référence et pour des bandes spectrales supérieures à 80 nm, je ne présente pas d'images car les corrections ont divergé : l'intensité médiane dans la zone de mesure des performances (ZM) à la vingtième itération est supérieure à l'intensité médiane avant correction. La ZM utilisée est celle décrite dans le paragraphe 6 de l'article précédent. Les intensités médianes calculées à partir des images de la figure 8.3 sont reportées sur le graphique de la figure 8.4. Les croix bleues, les carrés verts et les losanges rouges sont associés respectivement aux images obtenues avec une référence, deux références et trois références. Elles sont comparées aux valeurs obtenues avant correction représentées sur graphique par des triangles noirs. Nous constatons que ces dernières évoluent en fonction de la bande spectrale. Cet effet est dû au fait que les dimensions de la ZM sont définies par rapport à la longueur d'onde centrale λ_0 pour toutes les bandes spectrales considérées. En lumière monochromatique, les *speckles* sont bien localisés alors qu'en lumière polychromatique les *speckles* sont étalés. Par conséquent, quand j'augmente la bande spectrale, les *speckles* brillants situés sur les bords de la ZM introduisent de l'énergie à l'intérieur ce qui a pour effet d'augmenter légèrement l'intensité médiane. Cet effet d'étirement des *speckles* est bien visible sur la figure 16 du chapitre 7.

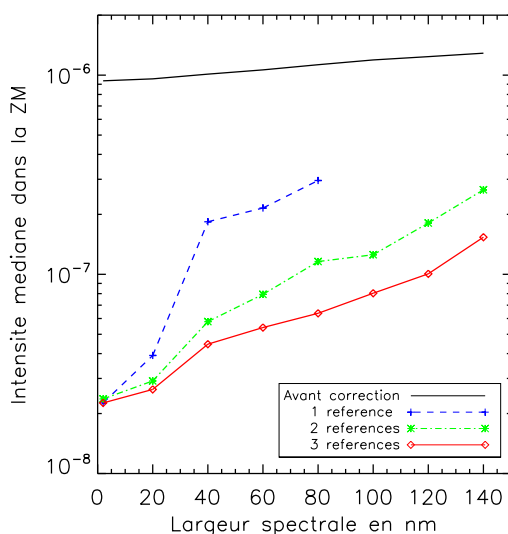


FIGURE 8.4 – Intensités médianes dans la ZM en fonction de la largeur de la bande spectrale calculées à partir des images de la figure 8.3. Les croix bleues, les carrés verts, les losanges rouges et les triangles noirs sont associés respectivement aux images obtenues avec une référence, deux références, trois références et avant correction.

Comme cela est démontré dans l'article, le nombre de références n'a pas d'influence sur les performances en lumière monochromatique car tous les *speckles* sont modulés par toutes les voies de référence. Pour les bandes spectrales plus larges, nous constatons que plus nous utilisons de références, plus les *speckles* sont corrigés de manière efficace. Le tableau 8.1 donne le nombre d'itérations nécessaires à chacune des corrections pour converger. J'estime qu'une correction à

convergé quand l'intensité médiane calculée à une itération données reste stable à $\pm 10\%$ pendant les cinq itérations qui suivent. Nous remarquons qu'en plus de permettre d'obtenir de meilleures performances les corrections faites avec la MRSCC qui utilise trois références convergent plus rapidement que celles faites avec la MRSCC basée sur deux références. Il pourrait alors être intéressant d'ajouter une référence supplémentaire pour améliorer encore les performances de la MRSCC et travailler dans des bandes spectrales encore plus larges. Je n'ai pas encore étudié ce cas. Cependant, cette ouverture supplémentaire augmentera la complexité du diaphragme de Lyot qui doit prendre en compte les contraintes rencontrées expérimentalement et vérifier que les pics de corrélation dans la transformée de Fourier de l'image SCC ne se chevauchent pas (voir paragraphe 5.1 de l'article).

Actuellement, nous cherchons à améliorer l'algorithme qui permet de mesurer les aberrations notamment quand le flux du système observé est faible. Nous cherchons également à rendre le diaphragme de Lyot plus compacte pour pouvoir intégrer plus facilement la SCC et la MRSCC dans des instruments déjà existants comme nous allons le voir dans le chapitre suivant.

Bandes spectrales	<2 nm	20 nm	40 nm	60 nm	80 nm	100 nm	120 nm	140 nm
1 référence	5	6	6	7	8	—	—	—
2 références	5	5	6	7	7	9	10	11
3 références	5	5	5	6	6	7	8	8

TABLE 8.1 – Nombre d'itérations nécessaires aux corrections pour converger.

Cette étude a été faite pour répondre au rapporteur de l'article présenté dans ce chapitre. Il serait intéressant de poursuivre cette étude en testant le cas à quatre références et en répétant les simulations pour un grand nombre de tirages aléatoires de phase et d'amplitude pour confirmer les résultats préliminaires obtenus dans ce paragraphe.

Sixième partie

La self-coherent camera à
l'Observatoire de Palomar

Chapitre 9

La *self-coherent camera* à l'Observatoire de Palomar

Après avoir prouvé l'efficacité de la *self-coherent camera* en laboratoire, nous avons voulu la tester sur le ciel. Pour accueillir une SCC, un instrument déjà existant doit répondre à des contraintes que je présente dans le paragraphe 9.1. Nous avons établi une collaboration avec Dr. D. Mawet de Caltech (*California institute of technology*) pour réaliser des tests sur le télescope Hale de l'Observatoire du mont Palomar qui est équipé d'instruments capables d'accueillir la SCC. Dans le paragraphe 9.2, je présente le télescope Hale. Je décris ensuite les instruments que nous avons été amenés à utiliser dans le paragraphe 9.3 avant de présenter, dans le paragraphe 9.4, les modifications que nous avons dû apporter pour installer la SCC. Finalement, je présente dans le paragraphe 9.5 les premiers résultats obtenus sur source interne au cours de deux missions auxquelles j'ai participé.

Sommaire

9.1	Les besoins de la SCC	149
9.2	Le télescope Hale	149
9.3	Les instruments utilisés	152
9.3.1	Le module d'optique adaptative P3K	152
9.3.2	Le module coronographique SDC	153
9.3.3	L'imageur en proche infrarouge PHARO	155
9.4	L'implémentation de la SCC	156
9.5	Résultats préliminaires obtenus sur source interne	159
9.5.1	Première image SCC	159
9.5.2	Extraction de l'estimateur SCC	162
9.5.3	Première correction	164
9.6	Le futur de la SCC à l'Observatoire du mont Palomar	165

9.1 Les besoins de la SCC

Pour pouvoir tester la SCC sur le ciel, nous avons dû trouver un instrument qui répond aux contraintes suivantes :

- Il doit être équipé d'un coronographe qui diffracte la lumière de l'étoile à l'extérieur de l'ouverture classique du diaphragme de Lyot afin que l'ouverture de référence de la SCC soit éclairée.
- Puisque la distance $||\vec{\xi}_0||$ qui sépare le centre des deux ouvertures du diaphragme de Lyot modifié doit respecter l'équation 4.10, les optiques qui suivent le Lyot doivent avoir un diamètre suffisamment grand devant le diamètre de l'ouverture classique pour propager à la fois la voie de référence et la voie scientifique (voir figure 4.2).
- L'échantillonnage de l'image formée sur le détecteur de l'instrument doit respecter l'équation 4.13 afin que les franges de l'image SCC soient correctement échantillonnées.
- L'instrument doit être équipé d'un DM placé en amont du coronographe afin de le contrôler avec la SCC en boucle fermée (voir paragraphe 4.3).

Dans la pratique, les optiques qui suivent le diaphragme de Lyot sont à peine surdimensionnées par rapport à l'ouverture classique pour des raisons de coût et d'encombrement. Cette nécessité de disposer de grandes optiques en aval du diaphragme de Lyot est la principale contrainte de la SCC.

Nous avons mis en place une collaboration avec Dr. D. Mawet de Caltech car le télescope Hale de l'Observatoire du mont Palomar, qui appartient à cet institut, est équipé d'instruments qui répondent à nos besoins. Après une description du télescope Hale dans le paragraphe 9.2 et des instruments utilisés dans le paragraphe 9.3. Finalement, dans le paragraphe 9.4, je présente les modifications qui ont été apportées pour implémenter la SCC.

9.2 Le télescope Hale

Le télescope Hale (figure 9.1) est basé sur une monture équatoriale de type fer à cheval et sur un miroir primaire de 5,08 m de diamètre. Il s'appelle ainsi en l'honneur de l'astronome George Ellery Hale¹. Il se situe sur le mont Palomar à 1713 m d'altitude dans le comté de San Diego en Californie (33° 21' 21" N 116° 51' 54" O). Mis en service en 1949, il est resté le plus grand télescope du monde jusqu'en 1975, date à laquelle le télescope russe BTA-6 équipé d'un miroir primaire de 6 m de diamètre a été mis en service. Le télescope Hale a été au cœur de découvertes majeures sur lesquelles je reviens brièvement dans ce paragraphe.

Les travaux de Henrietta Leavitt et Harlow Shapley sur les céphéides² réalisés au début du XXe siècle ont permis de mettre en place une méthode de mesure de la distance des étoiles et des galaxies. À sa construction, le télescope Hale surclasse le télescope Hooker de 2,5 m du mont Willson qui était jusqu'alors le plus grand télescope du monde. Cette plus grande sensibilité

1. George Ellery Hale est l'inventeur du spectrohéliographe. Il a également initié la construction de plusieurs grands télescopes au cours du XXe siècle et a participé au développement de Caltech.

2. Les céphéides ou étoiles variables sont des étoiles géantes ou supergéantes dont l'éclat varie de 0,1 à 2 magnitudes selon une période bien définie, comprise entre 1 et 135 jours. Elles ont été nommées ainsi d'après l'étoile δ de la constellation de Céphée qui est l'une des premières céphéides à avoir été découvertes.

a permis à Walter Baade d'observer davantage de céphéides. Ses études ont conduit à réviser l'estimation des distances des galaxies et à doubler les dimensions admises de l'univers observé à cette époque [Baade, 1958].

Grâce à des observations réalisées avec le télescope Hale, Sandage [1958] a proposé la première bonne estimation de la constante d'Hubble³. Alors que la valeur admise avant ces observations était de $250 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$, il a mesuré une valeur de $75 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$.

Le télescope Hale a également permis d'observer pour la première fois dans le visible les sources radio 3C 48 et 3C 273 respectivement en 1960 et 1962. Bien que leurs images ressemblaient à celles d'étoiles, les spectres de ces sources ne ressemblaient à rien de connu. Il a fallu attendre 1963 pour que Maarten Schmidt réalise que le spectre de 3C 273 est celui de l'hydrogène ionisé avec un décalage vers le rouge très important (*redshift* de 0,158) Schmidt [1963]. La même année, Greenstein & Sandage [1963] interprétaient de la même manière le spectre de la source 3C 48. Ces décalages vers le rouge ne pouvant être dus qu'à l'expansion de l'univers, on a donc affaire, d'après la loi de Hubble qui lie le décalage spectral à la distance, à des objets extrêmement éloignés et extraordinairement lumineux. Dans le titre de son article, Maarten Schmidt présentait la source 3C 273 comme un *star-like object*. Plus tard il donnait à ce type d'objet le nom de *quasi-stellar object* qui est devenu par la suite quasar.



FIGURE 9.1 – Télescope Hale vue de l'extérieur à gauche et de l'intérieur à droite.

En plus de ces découvertes majeures, le télescope Hale a permis de tester des technologies innovantes. Dans les années 1960 et 1970, les pionniers de l'astronomie infrarouge Gerald Neugebauer et Eric Becklin ont observé le centre galactique, obscurci dans le domaine visible par la poussière du milieu interstellaire, à l'aide d'un détecteur infrarouge monopixel.

En 1976, sept ans après l'invention des capteurs CCD dans les laboratoires Bell par Willard Boyle et George Smith, un premier capteur de 100 par 160 pixels a été utilisé pour faire de

3. La constante de Hubble, notée H_0 , donne le taux d'expansion actuel de l'univers. Elle est aujourd'hui estimée à $70 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$. Cela signifie qu'une galaxie située à 1 mégaparsec (environ 3,26 millions d'années-lumière) de l'observateur s'éloigne du fait de l'expansion de l'univers à une vitesse de 70 km.s^{-1} .

la spectroscopie [Oke & Gunn, 1982]. Trois ans plus tard, en 1979, le *Prime-Focus Universal Extragalactic Instrument* [PFUEI, Gunn & Westphal, 1981] est devenu l'un des premiers instruments conçus autour d'un capteur CCD. Il a permis de tester des capteurs carrés de 400, 500 et 800 pixels de côté et d'augmenter la sensibilité du télescope Hale. De 1983 à la fin des années 80, l'instrument *Four-Shooter* [Gunn et al., 1987], prototype du *Wide Field Planetary Camera* [WFPC, Westphal, 1982] du télescope Hubble, a été testé sur le télescope Hale. Pour plus d'information sur le développement des capteurs CCD à l'Observatoire du mont Palomar, j'invite le lecteur à se référer à Oke [1987].

En décembre 1999, *Palomar Adaptive Optics System* [PALAO ou Palm-241, Dekany et al., 1997] est devenu la première optique adaptative du télescope Hale. Celle-ci était alors basée sur un miroir de 349 actionneurs, dont 241 dans la pupille. Elle a notamment permis à Serabyn et al. [2010] d'obtenir l'image du système HR8799 présentée par la figure 9.2 en utilisant une grande densité d'actionneurs dans une sous-pupille de 1,5 m de diamètre sans obstruction centrale et un coronographe basé sur un vortex. En 2010, Palm-241 a été amélioré pour devenir *Palm-3000* aussi appelé P3K [voir paragraphe 9.3.1, Dekany et al., 2006, 2013]. Cette optique adaptative, disponible depuis juin 2011, est compatible avec plusieurs instruments du télescope Hale ce qui lui permet de rester compétitif par rapport aux grands télescopes de diamètre 8 m et plus.

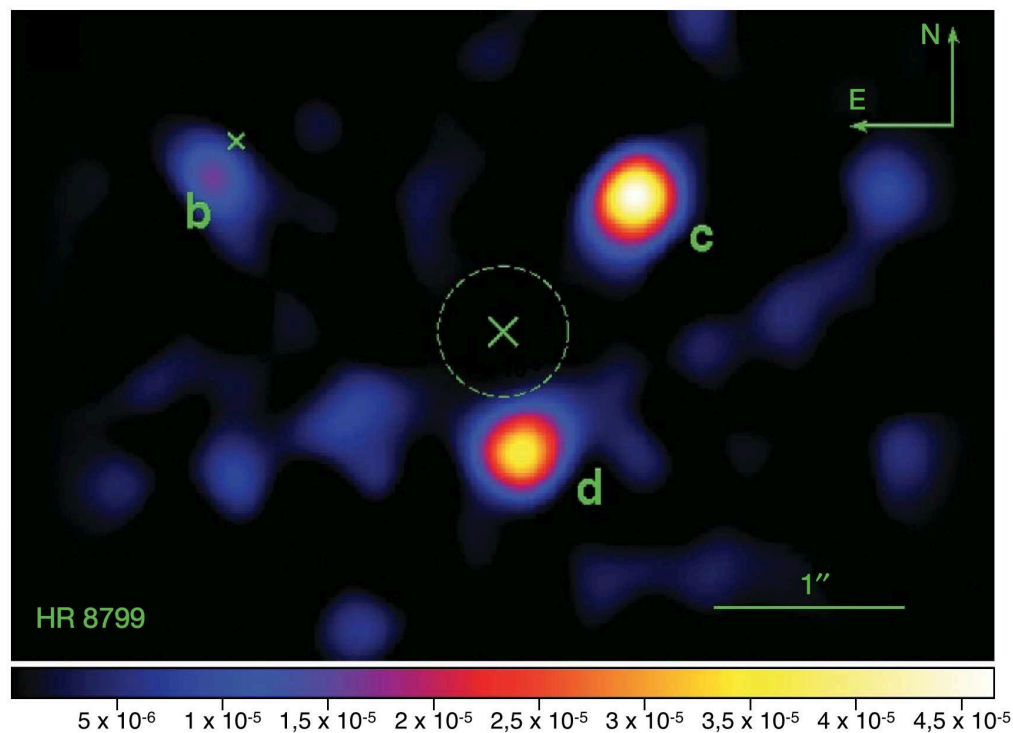


FIGURE 9.2 – Image du système HR8799 obtenue avec une sous-pupille de 1,5 m de diamètre non obstruée et un coronographe vortex. Issue de Serabyn et al. [2010].

9.3 Les instruments utilisés

Lorsque nous avons testé la SCC, nous avons utilisé trois instruments du télescope Hale : le module d'optique adaptative *Palm-3000*, le module coronagraphique *stellar double coronagraph* [SDC, Mawet et al., 2014; Bottom et al., 2016] et l'imageur en proche infrarouge *Palomar High Angular Resolution Observer* [PHARO, Brandl et al., 1997; Hayward et al., 2001]. Ces trois modules que je présente dans les sous-paragraphes suivants sont placés au foyer Cassegrain du télescope Hale. Comme l'illustre la figure 9.3, la lumière issue du télescope ou de la source interne est injectée dans le module d'optique adaptative P3K. Celui-ci envoie ensuite la lumière dans le module coronagraphique SDC qui l'envoie finalement à l'imageur en proche infrarouge PHARO.

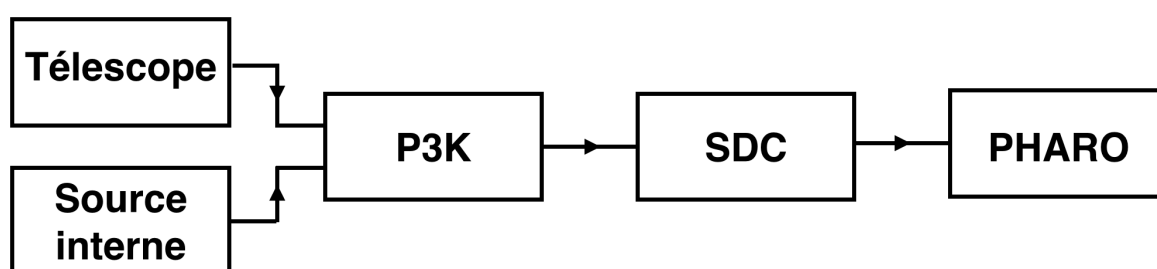


FIGURE 9.3 – Schéma modulaire présentant l'organisation des instruments que nous avons utilisés.

9.3.1 Le module d'optique adaptative P3K

La figure 9.4 présente le module d'optique adaptative P3K. Sur celui-ci, la lumière du télescope arrive par une ouverture située au niveau du premier miroir plan (MP-1). Le faisceau est ensuite réfléchi vers un second miroir plan (MP-2) qui l'envoie vers une première parabole hors axe (PHA-1). Cette dernière collimate le faisceau qui est ensuite réfléchi successivement par un troisième miroir plan (MP-3), un miroir *tip-tilt* (MTT) et deux miroirs déformables (DM-1 et DM-2). Le second miroir déformable, situé dans un plan pupille, réfléchit le faisceau vers un quatrième miroir plan (MP-4) qui le redirige à son tour vers une seconde parabole hors axe (PHA-2). Celle-ci focalise le faisceau qu'elle envoie dans le module SDC.

Avant de sortir de P3K, une dichroïque sélectionne une partie du faisceau qu'elle envoie dans une voie d'analyse. Dans celle-ci se trouvent un cinquième miroir plan (MP-5), le détecteur ACam et un analyseur de surface d'onde de type Shack-Hartmann (voir paragraphe 2.5.2). Ce dernier est une version améliorée de celui utilisé sur Palm-241 [Baranec, 2008].

Les deux miroirs déformables ont été fabriqués par la compagnie Xinetics. Le premier (DM-1) est celui qui était utilisé par Palm-241. Il compte 349 actionneurs, dont 241 dans le faisceau. Le second (DM-2) est composé de 4356 (66×66) actionneurs, dont 3388 dans la pupille. Pour plus d'information sur ces DMs, j'invite le lecteur à se référer à Dekany et al. [2013].

P3K peut être associé à plusieurs instruments du télescope Hale parmi lesquels se trouve la combinaison SDC-PHARO que nous avons utilisée pour tester la SCC. Je présente ces deux instruments dans les deux sous-paragraphes suivants.

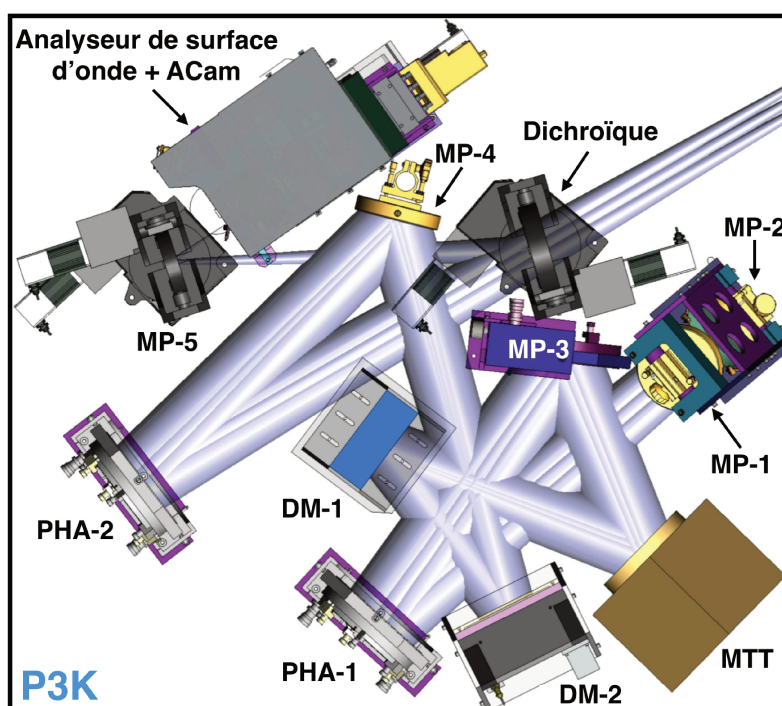


FIGURE 9.4 – Schéma de P3K. Issu de Dekany et al. [2013]

9.3.2 Le module coronographique SDC

Le SDC est un module coronographique conçu pour démontrer l'efficacité de plusieurs coronographes sur le ciel. La figure 9.5 présente un schéma optique de ce module. Le faisceau issu de P3K alimente le module SDC en haut à droite. Un miroir plan (MP-1) oriente la lumière vers une première monture motorisée (MM-1). Celle-ci permet d'aligner ou d'escamoter un vortex de charge 2 optimisé pour une bande spectrale K_S ($\lambda_0 = 2,145 \mu m - \Delta\lambda = 0,310 \mu m$) dans le premier plan focal du module SDC. Le faisceau est ensuite réfléchi par une parabole hors axe (PHA-1) qui collimate le faisceau. Un second miroir plan (MP-2) l'oriente vers une roue à filtres située dans le premier plan pupille du module SDC. Je présente à gauche de la figure 9.6 une photographie de la roue à filtres. L'emplacement A est vide, le B est occupé par un diaphragme réfléchissant de 21,1 mm de diamètre, le C est occupé par un diaphragme de 7 mm de diamètre désaxé par rapport au faisceau incident, le D est occupé par un miroir plan et le E par une pupille apodisée utilisée au coronographe *ring-apodized vortex* [Mawet et al., 2013b]. Comme la roue à filtre est légèrement inclinée par rapport au faisceau (5°) la lumière réfléchie par les diaphragmes de Lyot est renvoyée avec un angle sur le second miroir plan (MP-2). Celui-ci envoie la lumière vers un troisième miroir plan (MP-3) qui redirige la lumière vers un détecteur sur lequel on peut former l'image du plan pupille ou de la source grâce à une lentille mobile. La partie du faisceau qui passe à travers la roue à filtres se propage vers un quatrième miroir plan (MP-4) et une seconde parabole hors axe (PHA-2) qui focalise le faisceau vers une deuxième monture motorisée (MM-2). Celle-ci permet de placer dans le second plan focal un vortex de charge 2 également optimisé pour une bande spectrale K_S . Là encore, la monture permet de laisser le second plan focal vacant si nécessaire. La lumière est ensuite collimatée par une troisième parabole hors axe

(PHA-3) et dirigée vers un diaphragme de Lyot réfléchissant (DLR). Il s'agit d'un miroir plan devant lequel on peut placer grâce à une monture magnétique un diaphragme de Lyot opaque (voir figure 9.6 à droite). Après celui-ci, une quatrième parabole hors axe (PHA-4) focalise le faisceau vers un dernier miroir plan (MP-5) qui envoie la lumière vers PHARO.

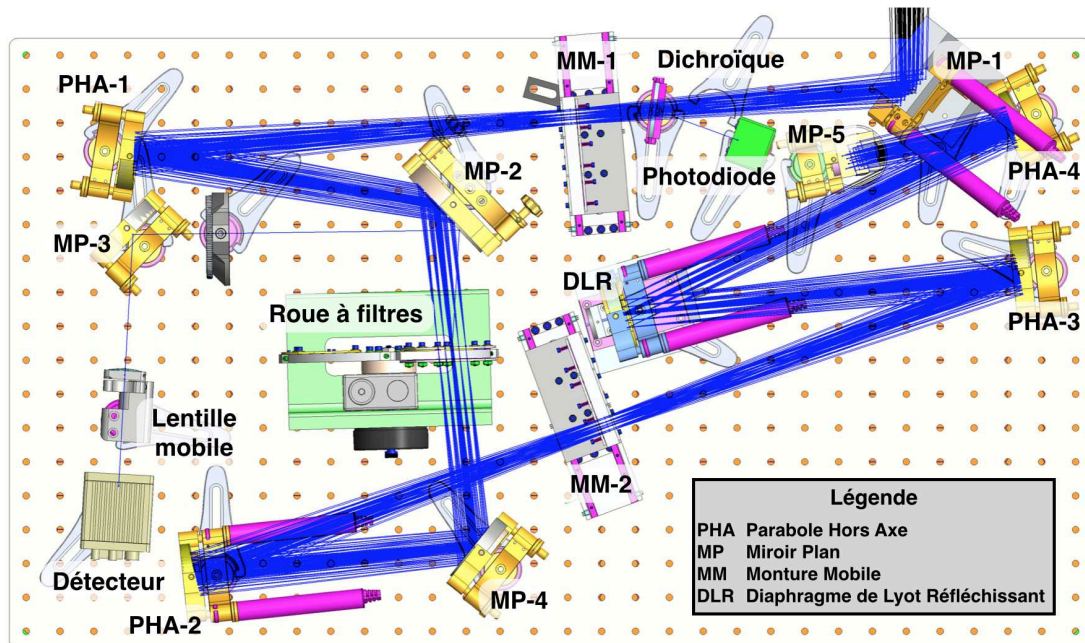


FIGURE 9.5 – Schéma du SDC. Issu de [Bottom et al. \[2016\]](#)

Les performances des vortex comme celles de tous les autres masques de phase sont sensibles aux aberrations de basculement. Une dichroïque placée juste avant le premier plan focal réfléchi la lumière de la bande spectrale J (1,1 à 1,4 μm) vers une photodiode à quatre cellules. En utilisant une méthode proposée par [Shelton \[1997\]](#), les données fournies par la photodiode permettent d'estimer les aberrations de basculement. Ces estimations sont envoyées au module d'optique adaptative P3K qui les prend en compte dans la correction.

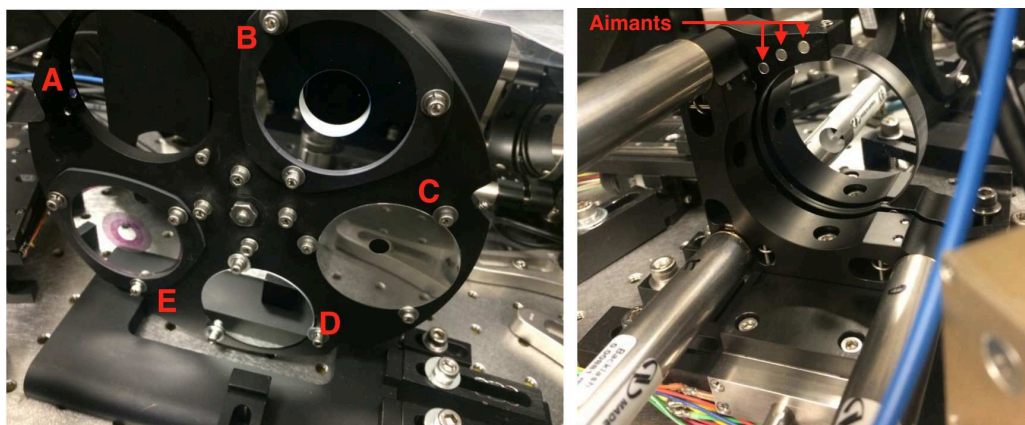


FIGURE 9.6 – À gauche, photographie de la roue à filtres. À droite, photographie de la monture magnétique et du miroir plan (plein lors de nos tests) du diaphragme de Lyot réfléchissant.

Le module SDC a permis de tester trois coronographes : le vortex, le *ring-apodized vortex* [Mawet et al., 2013b] et le *dual vortex* [Mawet et al., 2011]. Les résultats de ces tests sont présentés par Mawet et al. [2014] et Bottom et al. [2016]. Aujourd’hui, le module SDC est d’une part utilisé pour tester d’autres coronographe et des senseurs de surfaces d’onde en plan focal et d’autre part pour réaliser des campagnes d’observations à la recherche de planètes extrasolaires.

9.3.3 L’imageur en proche infrarouge PHARO

La figure 9.7 présente un schéma du système optique de PHARO. Celui-ci se trouve dans un cryostat. La lumière issue du module SDC y entre par une fenêtre en fluorure de calcium⁴. Elle traverse une première roue à filtre qui contient des fentes utilisées pour faire de la spectroscopie ainsi que des masques d’amplitude. Une parabole hors axe (PHA-1) envoie ensuite le faisceau vers un premier miroir plan (MP-1) et trois roues à filtre qui contiennent des diaphragmes de Lyot, des filtres, des densités neutres et des grismes. Un second miroir plan (MP-2) réfléchit alors le faisceau vers une seconde parabole hors axe (PHA-2) qui forme l’image de la source sur un détecteur Hawaii HgCdTed de 1024 pixels de côté (4 capteurs de 512 pixels de côté) avec un échantillonnage de 25 mas par pixel. Deux paraboles hors axe supplémentaires, PHA-3 et PHA-4, sont placées sur un carrousel. En tournant, ce dernier permet aux paraboles hors axe d’intercepter le faisceau avant qu’il ne parvienne à PHA-2. Si PHA-3 est utilisée, elle forme une image de la pupille sur le détecteur. Dans le cas où PHA-4 intercepte le faisceau, elle forme une image avec un échantillonnage de 40 mas par pixel. Pour plus de détail sur cet instrument, j’invite le lecteur à se référer à Hayward et al. [2001].

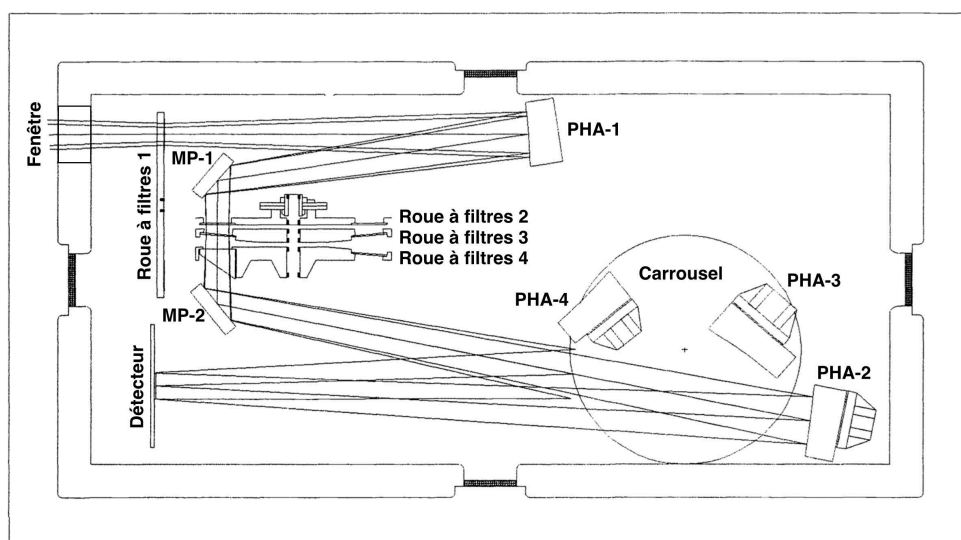


FIGURE 9.7 – Schéma de PHARO. Issu de Brandl et al. [1997]

4. Le fluorure de calcium (CaF₂) est transparent aux longueurs d’onde comprises entre 0,15 et 9 μm . De plus, ce matériau possède un très faible indice de réfraction et n’est pas hygroscopique (il n’absorbe pas l’humidité au fil du temps) donc ne se trouble pas avec le temps.

9.4 L'implémentation de la SCC

Puisque l'un des objectifs du module coronographique SDC est de tester d'autres concepts dédiés à l'imagerie haute dynamique, il est accessible et peut être modifié. De plus, celui-ci permet d'utiliser des coronographes qui diffractent la lumière à l'extérieur de l'ouverture classique du diaphragme de Lyot. Parmi les coronographes disponibles, nous avons choisi d'utiliser le vortex installé sur la deuxième monture mobile (MM-2). Nous laissons le premier plan focal du module SDC vacant. Grâce au système de monture magnétique du diaphragme de Lyot réfléchissant, nous pouvons remplacer le diaphragme de Lyot utilisé en temps normal avec un diaphragme de Lyot modifié contenant les ouvertures de référence de la SCC. Cependant, les optiques qui le suivent et le miroir qui le compose ne sont pas suffisamment grands pour pouvoir transmettre la lumière issue des ouvertures de référence en utilisant la pleine pupille du télescope. Pour surmonter ce problème, nous définissons une pupille plus petite grâce à un diaphragme placé dans l'emplacement C de la roue à filtres (voir figure 9.6 à gauche). Le schéma à gauche de la figure 9.8 présente un schéma de la pupille complète du télescope Hale. En utilisant le diaphragme de l'emplacement C, nous sélectionnons une sous-pupille sans obstruction centrale de 1,5 m de diamètre (au centre). L'image à droite de la figure 9.8 présente l'intensité de l'étoile dans le plan pupille qui suit le vortex c'est à dire le plan de Lyot modifié. Le cercle en trait plein orange représente le bord de la pupille complète qui est transmise par toutes les optiques qui suivent le diaphragme de Lyot. Le cercle pointillé rouge délimite la pupille conjuguée à la sous-pupille définie dans le plan de la roue à filtre.

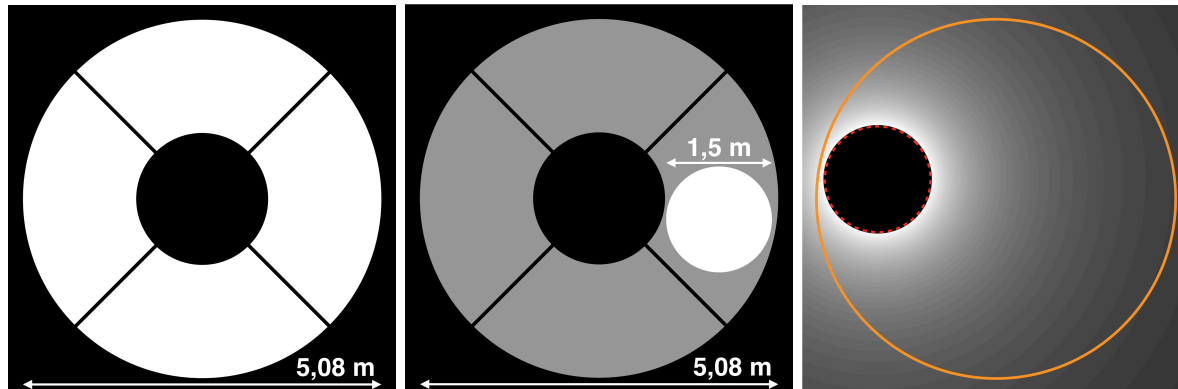


FIGURE 9.8 – À gauche, schéma de la pupille du télescope. Au centre, sous pupille interceptée par le diaphragme C de la roue à filtre. À droite, distribution de l'énergie dans le plan du diaphragme de Lyot réfléchissant obtenue par simulation numérique.

Pour assurer la transmission de la lumière des voies de référence, nous avons fabriqué plusieurs diaphragmes de Lyot. La figure 9.9 présente, à gauche, la photographie de l'un des diaphragmes modifiés que nous avons utilisés. Sur celle-ci, le diaphragme n'est pas circulaire, car il n'est pas photographié de face. À droite de la même figure est présenté un schéma complet du diaphragme de Lyot réfléchissant. En plus du miroir plan et de la monture magnétique déjà visible à droite de la figure 9.6, nous pouvons voir sur ce schéma comment le diaphragme est placé dans ce montage.

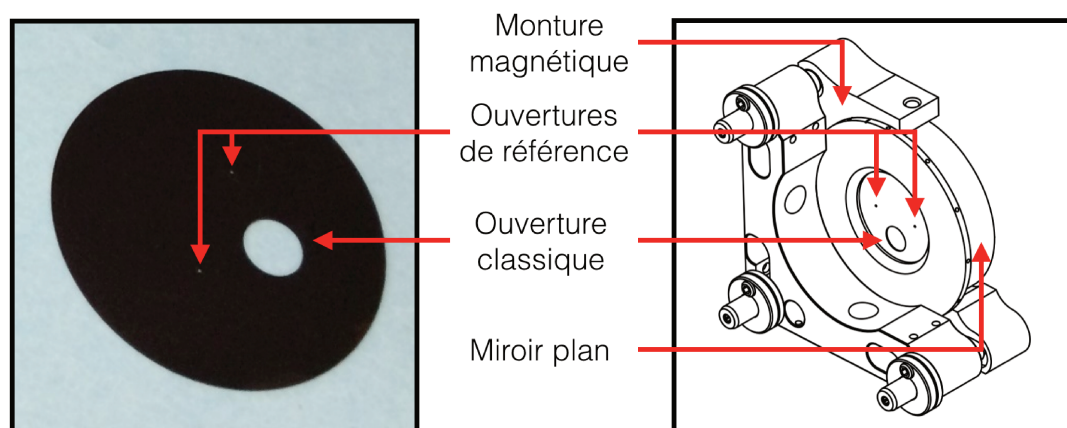


FIGURE 9.9 – À gauche, photographie de l'un des diaphragmes de Lyot modifiés que nous avons utilisés. À droite, schéma complet du diaphragme de Lyot réfléchissant (miroir plan, monture magnétique et diaphragme de Lyot modifié).

Pour être le plus proche possible du miroir, celui-ci est fixé à l'arrière d'un support circulaire magnétique. Dans la pratique, le diaphragme ne touche pas le miroir pour ne pas l'endommager. Puisqu'il y a un angle θ de 20° entre les faisceaux incident et réfléchi, le petit espace ϵ entre le diaphragme et le miroir plan est suffisant pour que la lumière issue de la référence transmise à l'aller soit interceptée par le diaphragme au retour. La figure 9.10 présente une coupe schématique du faisceau lumineux au niveau du diaphragme de Lyot réfléchissant. Par conséquent, nous avons dû fabriquer des diaphragmes de Lyot avec des ouvertures de référence oblongues. Dans le plan d'incidence, l'ouverture de référence a une taille égale à :

$$\kappa = 2\epsilon \tan\left(\frac{\theta}{2}\right) + \frac{D}{\gamma} \quad (9.1)$$

alors que dans l'autre direction, elle a une taille égale à D/γ .

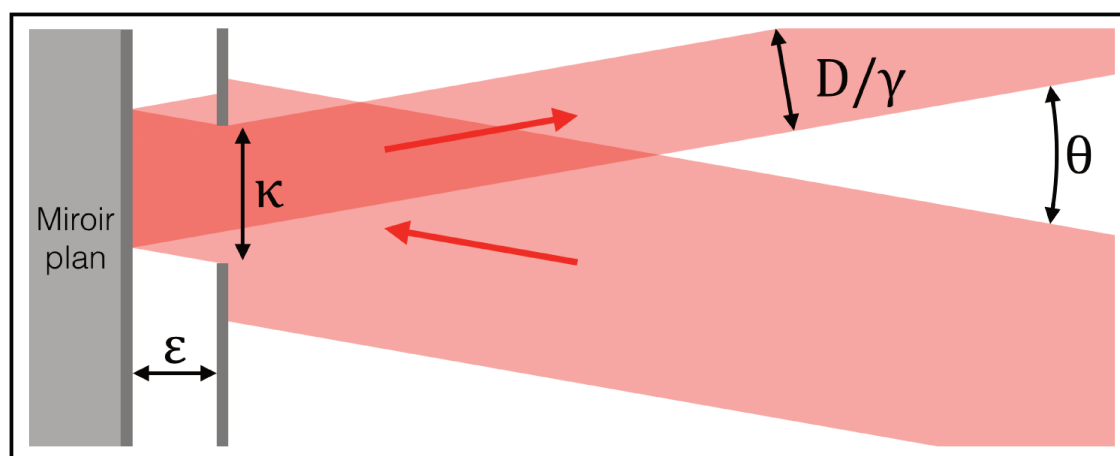


FIGURE 9.10 – Coupe schématique dans le plan de propagation de la lumière au niveau du diaphragme de Lyot réfléchissant.

Chaque diaphragme de Lyot modifié est fabriqué à partir d'un diaphragme opaque de 0,5 mm d'épaisseur et de 4 cm de diamètre. L'ouverture classique à un diamètre D de 6,5 mm. Nous avons fabriqué plusieurs diaphragmes de Lyot modifiés soit avec une référence (SCC) soit avec deux références (MRSCC). Dans le second cas, l'angle θ_{12} qui sépare les deux références est égal à 90° . Dans tous les cas, la distance $||\vec{\xi}||$ entre l'ouverture classique et une ouverture de référence est égale à $1,7D$. Puisque les ouvertures sont percées directement dans le diaphragme, leur diamètre ne peut pas être modifié. Par conséquent, nous avons fabriqué des diaphragmes avec des références de diamètres différents. Dans un premier temps, nous avons choisi de travailler avec des ouvertures de référence de diamètre $D/8$ ($\gamma = 8$) et $D/11$ ($\gamma = 11$) afin d'avoir suffisamment de flux dans les ouvertures de référence.

La lumière transmise par les diaphragmes de Lyot réfléchissant est ensuite envoyée vers PHARO. Puisque le vortex utilisé est optimisé pour travailler dans la bande spectrale K_S ($\lambda_0 = 2,145 \mu m - \Delta\lambda = 0,310 \mu m$), nous avons choisi de travailler avec cette bande spectrale. Nous avons également choisi d'utiliser le filtre de la bande spectrale Br_γ ($\lambda_0 = 2,166 \mu m - \Delta\lambda = 0,02 \mu m$). Puisque, cette dernière est contenue dans la bande K_S , les performances du vortex sont préservées. Elle est également beaucoup plus étroite ce qui nous a permis de ne pas être limité par le chromatisme de la SCC quand nous utilisons une seule référence. Ces deux bandes spectrales sont accessibles grâce à des filtres contenus dans la troisième roue à filtres de PHARO (voir figure 9.7). Pour obtenir des images en plan pupille et en plan focal nous avons utilisé les paraboles hors axe PHA-3 et PHA-4. Puisque nous avons réduit le diamètre de la pupille total du télescope, la résolution des images obtenues avec la parabole hors axe PHA-4 est supérieure à 40 mas par pixel. Avec un diaphragme de Lyot de 6,5 mm de diamètre, l'échantillonnage sur le détecteur est égal à 7,4 pixels par élément de résolution (λ/D) pour le filtre Br_γ . Puisque $||\vec{\xi}|| = 1,7D$, cet échantillonnage est suffisant pour pouvoir utiliser la SCC.

Finalement, comme nous l'avons vu dans le paragraphe 9.3 la lumière issue du télescope passe d'abord dans le module d'optique adaptative P3K qui contient des miroirs déformables. Ces derniers permettent de corriger les aberrations en amont du coronographe. Dans un premier temps, nous ne contrôlons que le miroir déformable de 66 actionneurs de côté situé dans un plan pupille du module P3K. La sous-pupille utilisée est inscrite dans un carré de 20 actionneurs de côté ($N = 20$). La zone d'influence du miroir déformable (ZI) est donc une zone carrée de $20 \lambda/D$ de côté. Pour les premiers tests, nous voulions être sûrs d'avoir assez de flux dans les ouvertures de référence. Nous avons donc choisi de travailler avec des références de diamètre égal à $D/8$ ($\gamma = 8$) et $D/11$ ($\gamma = 11$). Ces deux valeurs de γ ne respecte pas l'équation 4.11. Autrement dit, leur champ électrique complexe s'annule dans la zone d'influence du DM. Par conséquent, nous avons dû réduire les zones où nous cherchions à corriger les *speckles*.

9.5 Résultats préliminaires obtenus sur source interne

Dans ce paragraphe, je présente les principaux résultats que nous avons obtenus au cours de nos deux premières missions à l'Observatoire du mont Palomar. La première a eu lieu du 14 au 19 avril 2015 et la seconde du 5 au 7 mai 2015. Lors de la première, nous avons pu travailler sur les instruments en laboratoire alors que lors de la deuxième mission, les instruments étaient installés au foyer du télescope Hale. Une grande partie de notre travail lors de la première mission a consisté à faire interagir nos programmes numériques avec le miroir 66×66 du module P3K et PHARO. En effet, PHARO permet d'acquérir les images SCC à partir desquelles nous estimons les aberrations que nous pouvons ensuite compenser avec le DM. Lors de cette mission, nous avons également fait un certain nombre de tests pour préparer la seconde mission pendant laquelle nous avons obtenu l'essentiel des résultats présentés dans les sous-paragraphe suivants.

9.5.1 Première image SCC

Ici, je présente des images obtenues avec PHARO à chaque étape de l'implémentation de la SCC. À l'exception d'une image, toutes ont été obtenues en utilisant la source interne située en amont de P3K et le filtre spectral K_S .

La figure 9.11 présente à gauche une image non coronographiée de la pupille complète. Pour l'obtenir, nous avons utilisé l'emplacement vide de la roue à filtre du module SDC, nous avons retiré le vortex grâce à la monture mobile MM-2 et nous avons retiré le diaphragme de Lyot modifié contenu dans le diaphragme de Lyot réfléchissant (DLR sur la figure 9.5). Sur cette image j'ai reporté en rouge les bords de la pupille théorique du télescope. Puisque cette image a été obtenue en utilisant la source interne, nous avons de la lumière à l'intérieur du petit cercle rouge qui représente l'obstruction centrale. L'image de la pupille obtenue ici n'est pas circulaire. Cet effet, dont nous avons connaissance avant notre arrivée, est dû à un grandissement plus important dans une direction que dans l'autre.

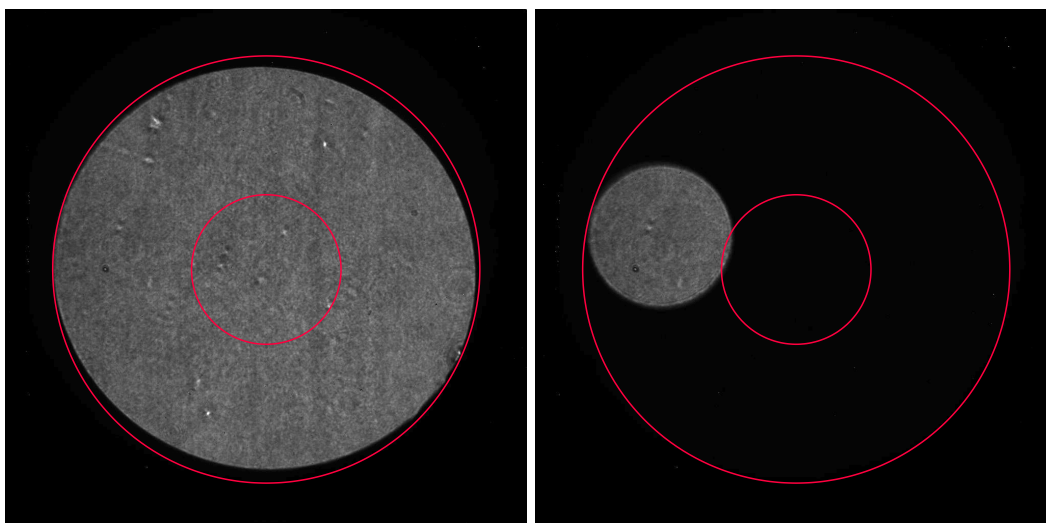


FIGURE 9.11 – Images de la pupille complète (à gauche) et de la sous-pupille (à droite) obtenues en utilisant la source interne du télescope. Les cercles rouges représentent les bords de la pupille du télescope.

L'image de droite est obtenue en utilisant le miroir percé placé dans l'emplacement C de la roue à filtre du module SDC (voir figure 9.6). Comme nous pouvons le constater la pupille est pleine et circulaire. Il s'agit de la pupille pleine hors axe que nous voulions utiliser. Lors de la première mission, nous nous sommes rendu compte que l'obstruction centrale du télescope allait vigneter cette sous pupille. Pour la deuxième mission, nous avons apporté deux diaphragmes de 6,5 et 6,4 mm qui étaient disponibles au LESIA. Nous avons fixé sur le miroir percé contenu dans l'emplacement C de la roue à filtre le diaphragme de 6,5 mm de diamètre. Pour nous assurer que cette sous pupille n'était pas vignetée, nous avons réalisé une image du dôme à travers tout le télescope. L'image obtenue est présentée à gauche de la figure 9.12. Comme nous pouvons le voir, la pupille n'est pas vignetée ce qui signifie qu'elle ne le sera pas non plus lors d'observations du ciel. Nous avons ensuite mesuré la distribution d'énergie dans le plan de Lyot (figure 9.13 à droite). Cette dernière a été obtenue en alignant le vortex installé dans la deuxième monture mobile (MM-2 sur la figure 9.5). Comme prévu, l'essentiel de la lumière est diffracté à l'extérieur de la pupille conjuguée à la sous-pupille définie dans le plan de la roue à filtre.

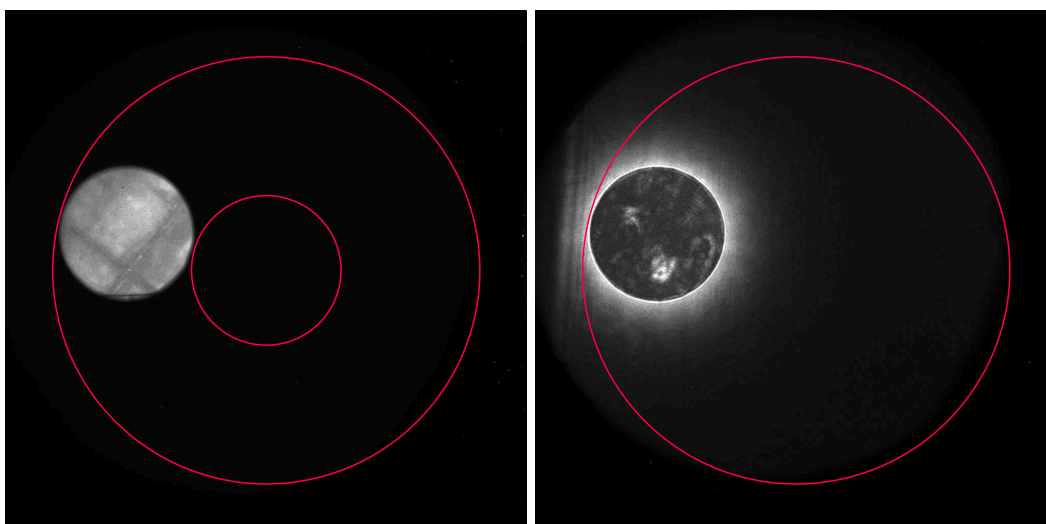


FIGURE 9.12 – À gauche, image du dôme obtenue en utilisant une sous-pupille réduite. À droite, la distribution de l'énergie dans le plan pupille situé en aval du vortex. Contrairement à l'image de droite obtenue avec l'éclairage du dôme, celle de gauche a été obtenue en utilisant la source interne et le filtre spectral K_S .

Initialement, nous avons prévu de réduire le diamètre de l'ouverture principale en utilisant le diaphragme de 6,4 mm que nous avons apporté. Cependant, celui-ci n'était pas suffisamment petit, car il y a un grandissement inférieur à 1 entre le plan pupille de la roue à filtre et le plan pupille du diaphragme de Lyot réfléchissant. Nous avons alors fabriqué un œil-de-chat en utilisant l'ouverture de 6,5 mm du diaphragme de Lyot modifié et le diaphragme de 6,4 mm. Les bords de l'œil-de-chat sont représentés par un trait vert plein sur le schéma à gauche de la figure 9.13. Cette solution est évidemment temporaire. Pour nos prochaines missions, nous ferons fabriquer les diaphragmes de Lyot modifiés aux bonnes dimensions. Les résultats présentés dans la suite ont été obtenus avec un diaphragme de Lyot composé de l'ouverture classique en forme d'œil-de-chat et d'une ouverture de référence de diamètre $D/8$ ($\gamma = 8$). Pour les raisons que j'ai présentées dans le paragraphe 9.4, cette ouverture est oblongue. Ces bords sont représentés sur

le schéma situé à gauche de la figure 9.13 par un trait blanc. L'image située à droite présente l'image du plan pupille obtenue avec le vortex et le diaphragme de Lyot modifié en place.

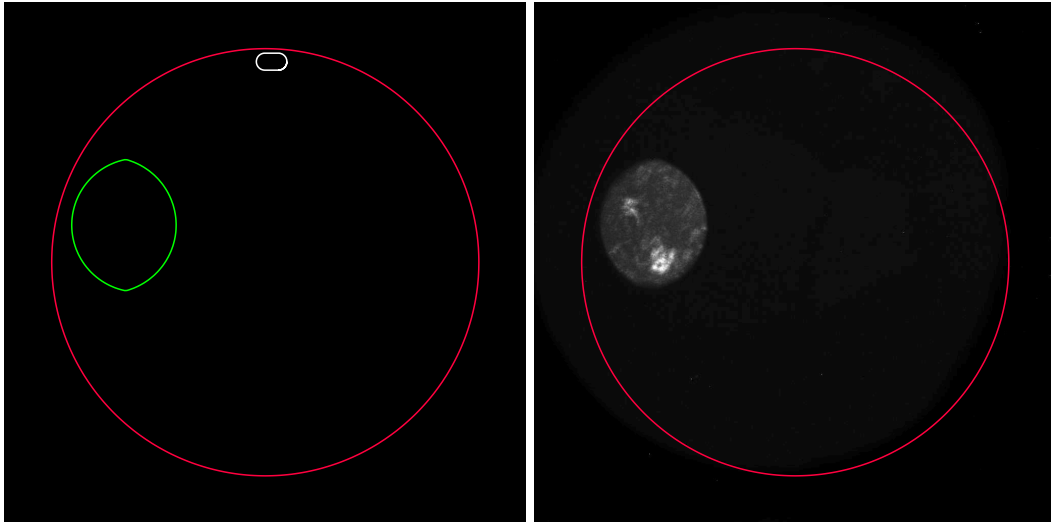


FIGURE 9.13 – À gauche, schéma du diaphragme de Lyot modifié. En vert, les bords de l'ouverture principale et en blanc, les bords de l'ouverture de référence. À droite, image coronagraphiée du plan pupille obtenue avec le diaphragme de Lyot en place.

Nous avons ensuite enregistré une image SCC présentée à gauche de la figure 9.14. Alors que les images précédentes ont été obtenues en utilisant la parabole hors axe PHA-3 de PHARO, l'image SCC est obtenue en utilisant la parabole hors axe PHA-4 (voir paragraphe 9.3.3). Sur l'image de droite qui présente plus en détail la zone située autour de l'axe optique, nous pouvons voir que les *speckles* sont modulés spatialement. Par conséquent, nous pouvons obtenir, à partir de cette image, l'estimateur SCC I_- en utilisant la procédure décrite dans le paragraphe 4.4.

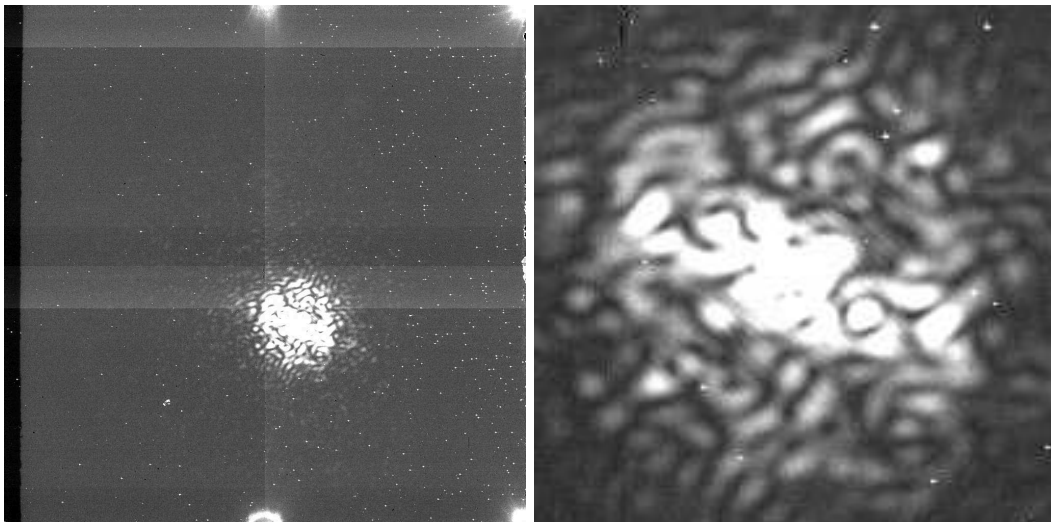


FIGURE 9.14 – À gauche, image SCC brute obtenue dans la bande spectrale K_S . L'image de droite qui présente plus en détail la zone située autour de l'axe optique.

9.5.2 Extraction de l'estimateur SCC

Pour pouvoir utiliser la SCC comme analyseur de surface d'onde en plan focal, nous devons être capables d'extraire I_- de la transformée de Fourier de l'image SCC. La figure 9.15 présente la transformée de Fourier de l'image SCC brute montrée sur la figure 9.14.

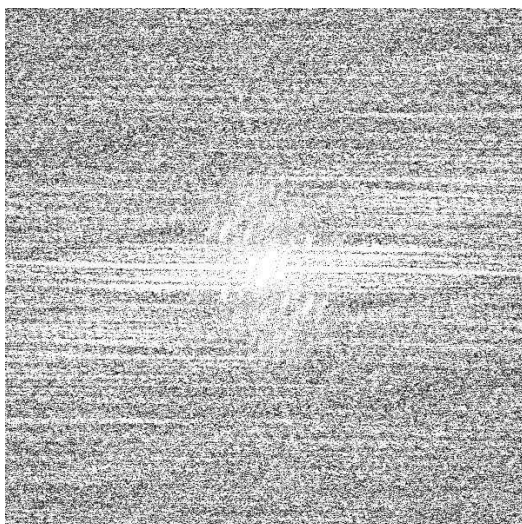


FIGURE 9.15 – Transformée de Fourier de l'image SCC brute présentée par la figure 9.14.

Alors que sur le banc THD il nous arrive de travailler directement à partir d'images brutes, nous constatons ici que les images SCC obtenues avec PHARO doivent impérativement être réduites rigoureusement pour pouvoir extraire I_- . En effet, les différentes structures visibles sur l'image SCC brute introduisent un important signal parasite dans la transformée de Fourier. Sur le banc THD, nous ne réduisons pas systématiquement les données obtenues, car nous avons la possibilité de travailler avec des flux lumineux importants ce qui nous permet d'avoir un signal très supérieur aux structures introduites par le détecteur.

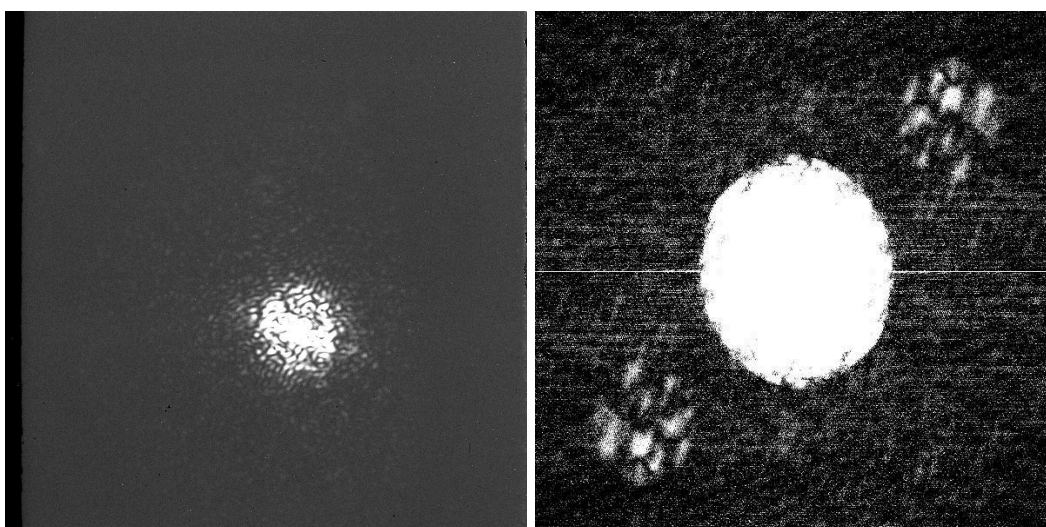


FIGURE 9.16 – Image SCC (à gauche) réduite et sa transformée de Fourier (à droite).

La figure 9.16 présente à gauche l'image SCC réduite obtenue en appliquant à l'image SCC brute les traitements usuels (soustraction du *dark* et division par un *flat*). Cette réduction permet de supprimer l'essentiel des structures parasites. Ainsi, nous pouvons voir dans la transformée de Fourier de l'image SCC réduite, présentée à droite, les trois pics de corrélations décrits dans le paragraphe 4.2 à partir desquels nous obtenons l'estimateur I_- .

En travaillant sur les données obtenues lors de ces deux premières missions, nous avons constaté qu'en plus d'être indispensable, la réduction des images SCC devait être faite soigneusement pour pouvoir extraire l'estimateur I_- . En effet, l'utilisation de *dark* ou de *flat* enregistrés trop longtemps avant ou après (~ 1 jour) les images SCC ne permet pas de réduire les images SCC de manière satisfaisante.

Comme je l'ai indiqué dans le paragraphe 4.4.2, nous pouvons améliorer la qualité des corrections en utilisant un masque Butterworth pour réduire les effets parasites des structures présentes à l'extérieur de la zone d'influence du DM. La figure 9.17 présente à gauche l'image SCC réduite multipliée par un masque Butterworth circulaire de $20 \lambda/D$ de diamètre centré sur l'axe optique et à droite sa transformée de Fourier. En travaillant sur les données obtenues, nous avons constaté que l'utilisation d'un masque Butterworth a peu d'intérêt si les images SCC ne sont pas réduites. En effet, même si celui-ci permet de supprimer l'essentiel des structures introduites par le détecteur, il n'a aucune influence sur celles situées à proximité des *speckles* (voir image SCC brute à gauche de la figure 9.14).

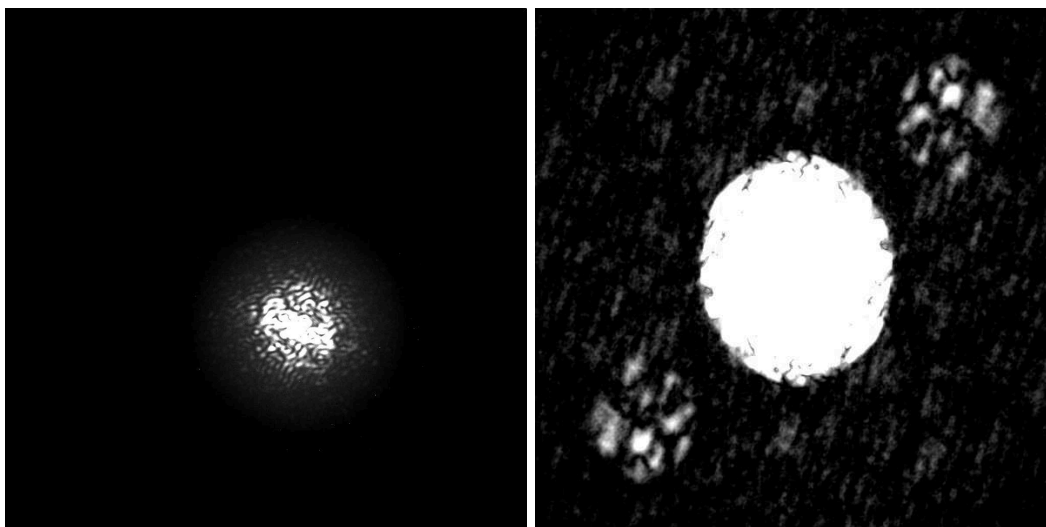


FIGURE 9.17 – Image SCC réduite multipliée par un masque Butterworth circulaire (à gauche) et sa transformée de Fourier (à droite).

Malgré la faible intensité lumineuse de la source et les nombreuses structures introduites par le détecteur, nous sommes capables d'extraire l'estimateur I_- , ce qui nous permet d'utiliser la SCC comme analyseur de surface d'onde en plan focal.

9.5.3 Première correction

Dans ce paragraphe, je présente les résultats d'une correction obtenue avec un diaphragme de Lyot modifié contenant deux références⁵ de diamètre $D/11$ ($\gamma = 11$) dans la bande spectrale Br_γ . Pour cette correction, nous avons choisi de corriger uniquement les *speckles* les plus proches de l'axe optique. Pour cela, nous avons défini une zone de correction des *speckles* (DH) circulaire de $5\lambda/D$ de rayon. Dans cette configuration, le champ électrique complexe de la référence dans le plan du détecteur A_R ne s'annule pas dans la zone de correction. Nous avons ensuite construit la matrice de contrôle \mathcal{D}^\dagger en utilisant la procédure décrite dans le paragraphe 4.3. Puisque la taille du DH est inférieure à la zone d'influence du DM (ZI) qui est ici une zone carrée de $20\lambda/D$ de côté, nous avons construit une matrice de contrôle en utilisant uniquement les modes du DM (base de Fourier) qui ont une influence dans le DH. En plus de réduire la taille de la matrice de contrôle, cette opération permet de réduire le temps nécessaire à sa construction ce qui permet d'éviter que l'instrument n'évolue trop entre la construction de la matrice et la correction. L'image SCC présentée à gauche de la figure 9.18 est obtenue avant correction. En utilisant la procédure décrite dans le paragraphe 4.3, nous corrigeons les *speckles* situés à l'intérieur du DH (cercle blanc) en utilisant un gain de 0,2. L'image à droite de la figure 9.18 est l'image obtenue à la cinquième itération de la correction.

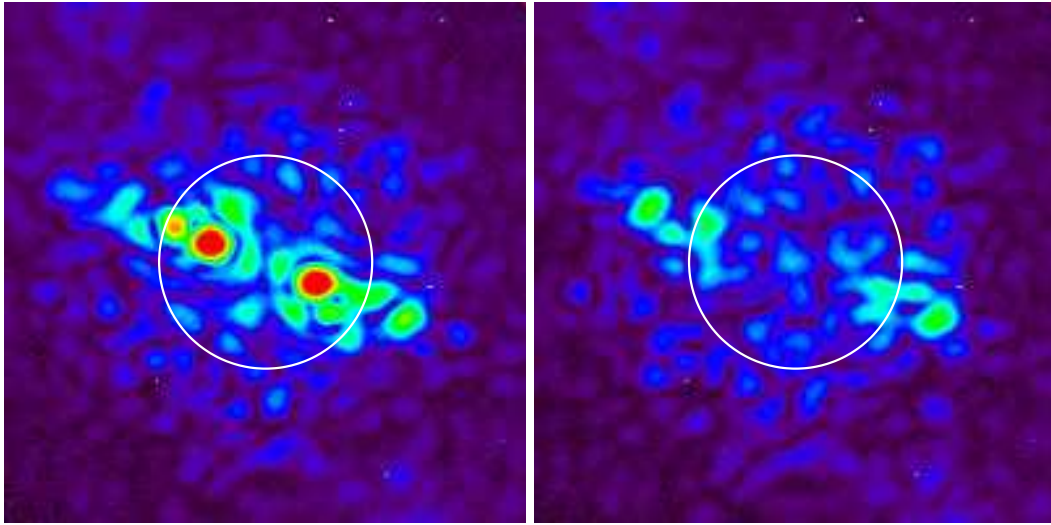


FIGURE 9.18 – L'image SCC de gauche est obtenue avant correction et celle de droite après correction (cinq itérations). Elles ont été enregistrées dans la bande spectrale Br_γ et couvrent un champ de $27\lambda/D$ de côté.

Malheureusement, par négligence, nous n'avons pas enregistré d'images non coronographiées au moment de cette correction. Par conséquent, nous ne sommes pas en mesure de normaliser ces images SCC. Pour estimer la performance de la correction, j'ai calculé pour chaque itération l'écart type du flux dans le DH. Les valeurs normalisées par rapport à la valeur obtenue avant correction (itération 0) sont présentées par la figure 9.19.

Comme nous pouvons le constater, nous pouvons grâce à la SCC réduire l'intensité des

5. Puisque nous utilisons deux références, nous testons une MRSCC et non une SCC. Cependant, pour simplifier, nous confondons les deux instruments.

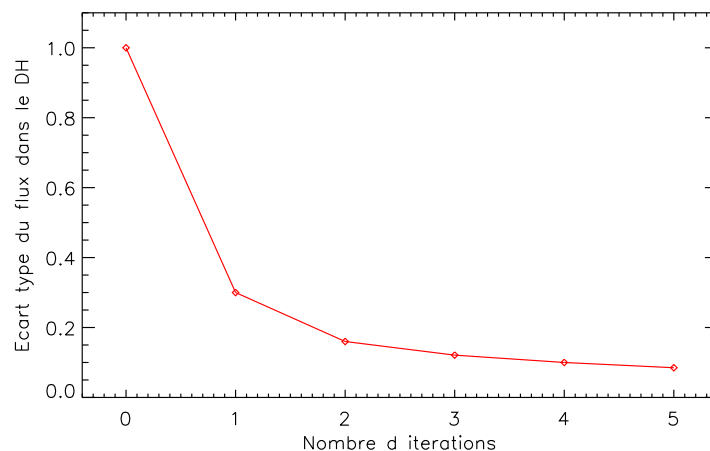


FIGURE 9.19 – Écart type du flux dans le DH calculé à chaque itération de la correction.

speckles d'un facteur 10 en cinq itérations dans une zone de correction de $5 \lambda/D$ de diamètre.

9.6 Le futur de la SCC à l'Observatoire du mont Palomar

Ces missions à l'Observatoire du mont Palomar ont été très enrichissantes pour notre équipe. En effet, elles ont permis de tester pour la première fois la SCC ailleurs que sur le banc THD. De plus, elles ont été l'occasion de démontrer que la combinaison vortex-SCC fonctionne, ce qui n'avait jamais été fait auparavant.

Les données accumulées n'ont pas encore été complètement exploitées. Cependant, elles nous ont d'ores et déjà permis d'orienter les futures recherches à faire sur la SCC. Avant ces missions très peu de tests avaient été faits à faible signal à bruit. Dans ces conditions, nous avons rencontré des difficultés à extraire l'estimateur utilisé par la SCC. Grâce aux travaux qui ont été faits sur les données, nous pensons que nous sommes capable améliorer la phase de réduction des images SCC afin d'optimiser les corrections. Par manque de temps, ce travail n'a pas pu être fait pendant nos missions ce qui a certainement été la principale limite des corrections que nous avons faites sur place.

En plus de développer les performances de la SCC à faible flux, nous envisageons d'utiliser un compresseur optique lors des prochaines missions. Celui-ci nous permettra de travailler avec la pupille complète de 5 m de diamètre pour retrouver sa résolution angulaire.

Au-delà de cette contrainte de flux, plusieurs points peuvent être améliorés pour les missions futures. Premièrement, nous n'avions pas eu le temps de développer des outils capables d'interagir efficacement avec les instruments. Par conséquent, nos corrections étaient réalisées en boucle semi-ouverte. Autrement dit, les images obtenues avec PHARO étaient enregistrées sur un ordinateur, puis transférées vers nos ordinateurs où nous les traitions avec nos outils pour obtenir les commandes à envoyer au DM. Ces dernières étaient à leur tour enregistrées, transférées, lues et exploitées par les outils permettant de contrôler le DM. Ces multiples opérations étaient chronophages. Par conséquent, il est important régler ce problème pour les prochaines missions.

Le second point qui doit être amélioré concerne notre interaction avec l'optique adaptative de P3K. En effet, nous n'avons pas la possibilité d'envoyer des commandes au DM en parallèle de celles envoyées par l'optique adaptative. En laboratoire, les aberrations étaient essentiellement statiques et quasi statiques. Cependant, nous voulons à terme tester la SCC sur une source stellaire. Par conséquent, il est impératif qu'elle puisse fonctionner parallèlement à l'optique adaptative.

Malgré les difficultés rencontrées, nous avons réussi à obtenir des résultats encourageants. C'est pourquoi cette collaboration se poursuit. Des demandes de temps ont d'ores et déjà été soumises afin de continuer les tests de la SCC en laboratoire. Puis, la prochaine étape sera de tester la *self-coherent camera* sur des sources stellaires.

Septième partie

Conclusions

Résultats

Au cours de ma thèse, j'ai travaillé dans le domaine de l'imagerie haute dynamique dont j'ai présenté les principales techniques dans la deuxième partie de ce mémoire. J'ai montré que leurs performances étaient actuellement limitées par les aberrations quasi-statiques inhérentes à tout instrument au sol ou dans l'espace. Ces aberrations créent dans l'image des *speckles* qui limitent significativement le contraste atteignable à quelques éléments de résolution (λ/D) de l'axe et donc nos capacités de détection des exoplanètes. Pour "supprimer ces *speckles*", en fait atténuer leur niveau de plusieurs ordres de grandeur, plusieurs techniques de mesure et de contrôle actif sont en cours de développement (paragraphe 3.4). Elles passent par la mise en œuvre d'une analyse de surface d'onde en plan focal pour être pleinement efficace. Dans la partie 3, je présente la *self-coherent camera* (SCC) comme une de ces techniques d'analyse. Cette dernière était déjà opérationnelle au début de ma thèse. Combinée à un coronographe à quatre quadrants (FQPM), la SCC permettait d'obtenir sur le banc THD des contrastes meilleurs que $4 \cdot 10^{-8}$ entre 5 et $17 \lambda/D$. Cependant, à cause du chromatisme du FQPM et de la SCC, les performances se dégradent rapidement à mesure que la bande spectrale augmentait. Ainsi, pour une bande spectrale de 30 nm, le contraste atteint était moins bon que 10^{-7} . Mes travaux de thèse ont principalement étudié des solutions pour surmonter les effets chromatiques du coronographe et de l'analyseur de surface d'onde en plan focal.

Dans la quatrième partie, j'ai présenté mes travaux sur deux coronographes que j'ai installés et testés sur le banc THD : le *multi four-quadrant phase-mask* (MFQPM) et le *dual-zone phase-mask* (DZPM). Dans [Delorme et al. \[2016b\]](#) (voir chapitre 7), j'ai présenté le DZPM ainsi que les résultats qu'il a produits. Dans [Delorme et al. \[2014\]](#) présenté dans l'annexe A, j'ai comparé les résultats obtenus avec le FQPM, le MFQPM et le DZPM. Même si le MFQPM nous a permis d'obtenir de meilleures performances que le FQPM en lumière polychromatique, il était compliqué à aligner et les performances de notre prototype étaient limitées. Le DZPM, plus simple à mettre en place nous a permis d'obtenir des performances proches de celles prévues par simulations numériques. Ainsi à partir d'une correction par le miroir déformable calculée à partir de la mesure SCC en lumière monochromatique et maintenue pour toutes les bandes spectrales testées avec le DZPM, nous avons obtenu des contrastes meilleurs que $2 \cdot 10^{-8}$ entre 5 et $17 \lambda/D$ pour une bande spectrale de 30 nm et meilleurs que $7 \cdot 10^{-8}$ pour une bande spectrale de 250 nm autour de la longueur d'onde moyenne de 650 nm. Le seul banc capable d'obtenir de meilleures performances en terme de contraste est le *high contrast imaging testbed* (HCIT) du *jet propulsion laboratory* (voir paragraphe 3.5.3) qui permet d'atteindre des contrastes de $3 \cdot 10^{-10}$ en lumière monochromatique ($\lambda_0 = 800$ nm) et $2 \cdot 10^{-9}$ en polychromatique ($\lambda_0 = 800$ nm et $\Delta\lambda = 160$ nm) [[Trauger et al., 2011](#)]. Cependant, ce banc est sous vide. De plus, il dispose d'un miroir déformable avec plus d'actionneurs dans la pupille (48×48 contre 27×27 pour celui du banc THD) et d'une meilleure qualité de surface ($\lambda/100$ RMS contre $\lambda/20$ RMS pour celui du banc THD).

Dans la cinquième partie, j'ai commencé par présenter plusieurs méthodes envisagées pour surmonter le chromatisme de la SCC. Parmi ces méthodes se trouvait la *multireference self-coherent camera* (MRSCC) que j'ai implantée et testée sur le banc THD. Mes travaux sur cette technique ont fait l'objet d'une publication [[Delorme et al., 2016a](#)] présentée au paragraphe 8.1. Dans cet article, je présente notamment les résultats de la mesure et la correction en lumière

polychromatique par la MRSCC combinée au DZPM, réalisées sur le banc THD. Pour une bande spectrale de 80 nm, nous avons obtenu des contrastes meilleurs que $4,5 \cdot 10^{-8}$ pour des séparations angulaires comprises entre 5 et $17 \lambda/D$. Autrement dit, pour une bande passante de 80 nm (12,5%), la MRSCC permet d'atteindre des performances similaires à celles obtenues en lumière monochromatique avec la SCC.

En parallèle de mes travaux sur le chromatisme, je suis allé à deux reprises à l'Observatoire du mont Palomar. Le but de ces missions était d'intégrer la SCC et la MRSCC à l'instrument *stellar double coronagraph* (SDC) pour démontrer les performances de nos analyseurs de surface d'onde en plan focal sur ciel. J'ai présenté les résultats préliminaires obtenus sur source interne au paragraphe 9.5. Ces premières missions nous ont permis de tester pour la première fois la SCC ailleurs que sur le banc THD et ont été l'occasion de démontrer le fonctionnement de la combinaison vortex-SCC qui n'avait jamais été testée auparavant.

Perspectives

À court terme, il serait intéressant de réaliser une série de tests sur le banc THD à faible signal à bruit. En effet, comme avons pu le constater lors de nos missions à l'Observatoire du mont Palomar, cette problématique sera présente lors d'observation sur ciel et devra être maîtrisée pour améliorer les performances de la SCC. La réduction d'une partie des données obtenues au mont Palomar nous a permis d'identifier certains points à améliorer notamment au niveau de l'algorithme (voir paragraphe 9.6). Il faudrait également étudier le cas où les ouvertures de référence sont proches du diaphragme classique de Lyot. Cela permettrait d'intégrer plus facilement la MRSCC à des instruments déjà installés au télescope.

En parallèle, les tests de la SCC à l'Observatoire du mont Palomar vont se poursuivre avec pour objectif d'utiliser SCC et MRSCC pour contrôler les aberrations quasi-statiques en boucle fermée pendant les observations sur ciel. Les principales priorités d'ici la prochaine mission sont de développer un algorithme pour communiquer efficacement avec les instruments du télescope Hale et de mettre en place une procédure pour appliquer correctement les cosmétiques. L'objectif étant à terme de tester la SCC et la MRSCC sur des sources stellaires. Dans les années qui viennent, je vais poursuivre mes recherches dans l'équipe de D. Mawet avec qui nous collaborons pour ces tests. Par conséquent, je prendrai part activement à la suite de cette collaboration.

Comme je l'ai indiqué dans le paragraphe 5.4, le banc THD a été modifié pour devenir le banc THD-2. Cette nouvelle version va permettre de répondre à plusieurs questions qui se posent pour la préparation des instruments dédiés à l'imagerie haute dynamique pour les futurs télescopes spatiaux et les ELTs. En effet, grâce à ses quatre miroirs déformables (un miroir tip-tilt, un 32×32 , un 34×34 et un 12×12), le banc THD permet d'étudier la correction des aberrations d'amplitude. De plus, comme l'était le premier banc THD, cette nouvelle version est modulable afin de pouvoir tester dans les mêmes conditions différents concepts dédiés à l'imagerie haute dynamique (coronagraphes et analyseurs de surface d'onde). Plusieurs collaborations nationales et internationales sont d'ores et déjà en cours. Parmi elles, nous pouvons citer des collaborations avec le laboratoire d'astronomie de Marseille (LAM), l'institut de planétologie et d'astrophysique de Grenoble (IPAG) et l'office national d'études et de recherches aérospatiales (ONERA) qui visent à tester trois analyseurs de surface d'onde en plan focal basés sur la modulation tem-

poirelle des *speckles* (voir paragraphe 3.4.2). Nous pouvons également citer des collaborations avec l'université d'Hokkaidō, le *National Astronomical Observatory of Japan* et l'université de Shanghai qui ont pour but de tester de nouveaux coronographes. Ces différentes collaborations permettront de déterminer les avantages et inconvénients de chacun des coronographes et analyseurs testés et de les comparer. Finalement, une collaboration avec le *Netherlands Institute for Space Research* est en train d'être mise en place pour optimiser les algorithmes utilisés par les techniques d'imagerie haute dynamique.

Cette recherche instrumentale sur le banc THD-2 est d'une importance considérable pour le développement des futurs instruments dédiés à l'imagerie haute dynamique. En effet, qu'ils soient optimisés pour des missions spatiales dédiées ou pour les futures grands télescopes au sol (ELT), ils devront permettre d'atteindre des contrastes de l'ordre de 10^{-9} à 10^{-10} pour détecter des Neptunes froides (10 à $30 M_{\text{T}}$) et puis des super-Terres (5 à $10 M_{\text{T}}$). Aujourd'hui, les études sur WFIRST et les instruments de première génération de l'E-ELT sont les étapes intermédiaires de préparation à ces futurs instruments. Les résultats de mes travaux devraient déjà pouvoir contribuer à y apporter des solutions instrumentales d'intérêt.

Bibliographie

- Abe, L., Domiciano de Souza, Jr., A., Vakili, F., & Gay, J. 2003, *A&A*, 400, 385
- Baade, W. 1958, *AJ*, 63, 207
- Baade, W. & Zwicky, F. 1934, *Physical Review*, 46, 76
- Baba, N. & Murakami, N. 2003, *PASP*, 115, 1363
- Babcock, H. W. 1953, *PASP*, 65, 229
- Baranec, C. 2008, in *SPIE*, Vol. 7015, *Adaptive Optics Systems*, 70155M
- Baranne, A., Queloz, D., Mayor, M., et al. 1996, *A&AS*, 119, 373
- Barman, T. S., Macintosh, B., Konopacky, Q. M., & Marois, C. 2011, *ApJ*, 733, 65
- Baudoz, P., Boccaletti, A., Baudrand, J., & Rouan, D. 2006, in *IAU Colloq. 200 : Direct Imaging of Exoplanets : Science Techniques*, ed. C. Aime & F. Vakili, 553–558
- Baudoz, P., Galicher, R., Baudrand, J., & Boccaletti, A. 2008, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7015, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*
- Baudoz, P., Mazoyer, J., Mas, M., Galicher, R., & Rousset, G. 2012, in *SPIE*, Vol. 8446, *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy IV*, 84468C
- Baudoz, P., Rabbia, Y., & Gay, J. 2000, *A&AS*, 141, 319
- Beuzit, J.-L., Feldt, M., Dohlen, K., et al. 2008, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7014, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 18
- Bifano, T., Cornelissen, S., & Bierden, P. 2010, in *Adaptive Optics for Extremely Large Telescopes*, 06003
- Boccaletti, A., Abe, L., Baudrand, J., et al. 2008, in *SPIE*, Vol. 7015, *Adaptive Optics Systems*, 70151B
- Boccaletti, A., Baudoz, P., Baudrand, J., Reess, J. M., & Rouan, D. 2005, *Advances in Space Research*, 36, 1099

- Boccaletti, A., Lagrange, A.-M., Bonnefoy, M., Galicher, R., & Chauvin, G. 2013a, *A&A*, 551, L14
- Boccaletti, A., Pantin, E., Lagrange, A.-M., et al. 2013b, *A&A*, 560, A20
- Boccaletti, A., Riaud, P., Baudoz, P., et al. 2004, *PASP*, 116, 1061
- Boccaletti, A., Thalmann, C., Lagrange, A.-M., et al. 2015, *Nature*, 526, 230
- Bond, I. A., Abe, F., Dodd, R. J., et al. 2001, *MNRAS*, 327, 868
- Bordé, P. J. & Traub, W. A. 2006, *ApJ*, 638, 488
- Bottom, M., Shelton, J. C., Wallace, J. K., et al. 2016, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 128, 075003
- Bowler, B. P., Shkolnik, E. L., Liu, M. C., et al. 2015, *ApJ*, 806, 62
- Boyer, C., Michau, V., & Rousset, G. 1990, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 1237, *Amplitude and Intensity Spatial Interferometry*, ed. J. B. Breckinridge, 406–421
- Brandl, B., Hayward, T. L., Houck, J. R., et al. 1997, in *SPIE*, Vol. 3126, *Adaptive Optics and Applications*, ed. R. K. Tyson & R. Q. Fugate, 515
- Broeg, C., Fortier, A., Ehrenreich, D., et al. 2013, in *European Physical Journal Web of Conferences*, Vol. 47, *European Physical Journal Web of Conferences*, 03005
- Butler, R. P. & Marcy, G. W. 1996, *ApJ*, 464, L153
- Cantalloube, F., Mouillet, D., Mugnier, L. M., et al. 2015, *A&A*, 582, A89
- Carlotti, A., Kasdin, N. J., Vanderbei, R. J., & Delorme, J.-R. 2012, in *SPIE*, Vol. 8442, *SPIE*, 54
- Casassus, S., van der Plas, G., M, S. P., et al. 2013, *Nature*, 493, 191
- Cash, W. 2006, *Nature*, 442, 51
- Cassan, A., Kubas, D., Beaulieu, J.-P., et al. 2012, *Nature*, 481, 167
- Catala, C. & PLATO Consortium. 2008, *Journal of Physics Conference Series*, 118, 012040
- Cavarroc, C., Boccaletti, A., Baudoz, P., Fusco, T., & Rouan, D. 2006, *A&A*, 447, 397
- Charbonneau, D., Brown, T. M., Latham, D. W., & Mayor, M. 2000, *ApJ*, 529, L45
- Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Dumas, C., et al. 2004, *A&A*, 425, L29
- Chilcote, J. K., Larkin, J. E., Maire, J., et al. 2012, in *SPIE*, Vol. 8446, *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy IV*, 84468W
- Choquet, É., Perrin, M. D., Chen, C. H., et al. 2016, *ApJ*, 817, L2

- Choquet, É., Pueyo, L., Hagan, J. B., et al. 2014, in SPIE, Vol. 9143, Space Telescopes and Instrumentation 2014 : Optical, Infrared, and Millimeter Wave, 914357
- Clampin, M. 2011, in SPIE, Vol. 8146, SPIA, 814605
- Claudi, R. U., Turatto, M., Gratton, R. G., et al. 2008, in SPIE, Vol. 7014, Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy II, 70143E
- Codona, J. L. & Angel, R. 2004, ApJ, 604, L117
- Cosentino, R., Lovis, C., Pepe, F., et al. 2012, in SPIE, Vol. 8446, Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy IV, 84461V
- Crane, J. D., Sackett, S. A., & Butler, R. P. 2006, in SPIE, Vol. 6269, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 626931
- Dekany, R., Bouchez, A., Britton, M., et al. 2006, in SPIE, Vol. 6272, SPIE, 62720G
- Dekany, R., Roberts, J., Burruss, R., et al. 2013, ApJ, 776, 130
- Dekany, R. G., Wallace, J. K., Brack, G., Oppenheimer, B. R., & Palmer, D. 1997, in SPIE, Vol. 3126, Adaptive Optics and Applications, ed. R. K. Tyson & R. Q. Fugate, 269
- Delorme, J. R., Galicher, R., Baudoz, P., et al. 2016a, A&A, 588, A136
- Delorme, J. R., Galicher, R., Baudoz, P., et al. 2014, in SPIE, Vol. 9151, Advances in Optical and Mechanical Technologies for Telescopes and Instrumentation, 91515Q
- Delorme, J. R., N'Diaye, M., Galicher, R., et al. 2016b, A&A
- Dick, S. J. 1982, Plurality of Worlds : The Origins of the Extraterrestrial Life Debate from Democritus to Kant (Cambridge university press)
- Dierickx, P., Enard, D., Geyl, R., et al. 1997, in SPIE, Vol. 2871, Optical Telescopes of Today and Tomorrow, ed. A. L. Ardeberg, 385–392
- Dohlen, K., Langlois, M., Saisse, M., et al. 2008, in SPIE, Vol. 7014, Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy II, 70143L
- Dollfus, A. & Brunier, S. 1980, in BAAS, Vol. 12, Bulletin of the American Astronomical Society, 728
- Doyon, R., Hutchings, J., Rowlands, N., et al. 2010, in SPIE, Vol. 7731, Space Telescopes and Instrumentation 2010 : Optical, Infrared, and Millimeter Wave, 77310F
- Duparré, A., Ferre-Borrull, J., Glied, S., et al. 2002, Applied Optics, 41, L154
- Encrenaz, T., Bibring, J.-P., Blanc, M., et al. 2003, Le système solaire - Nouvelle édition (CNRS Editions - EDP Science)
- Fraquelli, D. A., Schultz, A. B., Bushouse, H., Hart, H. M., & Vener, P. 2004, PASP, 116, 55

- Fried, D. L. 1965, *Journal of the Optical Society of America* (1917-1983), 55, 1427
- Fusco, T., Petit, C., Rousset, G., et al. 2006, in *SPIE*, Vol. 6272, 62720K
- Fusco, T., Rousset, G., Sauvage, J.-F., et al. 2006, *Opt. Express*, 14, 7515
- Galicher, R. 2009, PhD thesis, University Paris 7 - Denis Diderot
- Galicher, R. & Baudoz, P. 2007, *Comptes Rendus Physique*, 8, 333
- Galicher, R., Baudoz, P., & Baudrand, J. 2011, *A&A*, 530, A43
- Galicher, R., Baudoz, P., Delorme, J. R., et al. 2014, in *SPIE*, Vol. 9143, *Space Telescopes and Instrumentation 2014 : Optical, Infrared, and Millimeter Wave*, 91435A
- Galicher, R., Baudoz, P., & Rousset, G. 2008, *A&A*, 488, L9
- Galicher, R., Baudoz, P., Rousset, G., Totems, J., & Mas, M. 2010, *A&A*, 509, A31
- Galicher, R., Marois, C., Macintosh, B., et al. 2016, *A&A*
- Gatewood, G. & Eichhorn, H. 1973, *AJ*, 78, 769
- Give'On, A., Belikov, R., Shaklan, S., & Kasdin, J. 2007, *Optics Express*, 15, 12338
- Give'On, A., Kasdin, N. J., Vanderbei, R. J., & Avitzour, Y. 2006, *Journal of the Optical Society of America A*, 23, 1063
- Golub, G. H. & Reinsch, C. 1970, *Numerische Mathematik*, 14, 403
- Gonsalves, R. A. 1982, *Optical Engineering*, 21, 215829
- Gradie, J. 1986, in *Lunar and Planetary Science Conference*, Vol. 17, *Lunar and Planetary Science Conference*, 277–278
- Grady, C. A., Devine, D., Woodgate, B., et al. 2000, *ApJ*, 544, 895
- Greenstein, J. L. & Sandage, A. R. 1963, *Nature*, 197, 1041
- Gunn, J. E., Carr, M., Danielson, G. E., et al. 1987, *Optical Engineering*, 26, 779
- Gunn, J. E. & Westphal, J. A. 1981, in *SPIE*, Vol. 0290, 16–23
- Guyon, O. 2004, in *SPIE*, Vol. 5490, *Advancements in Adaptive Optics*, ed. D. Bonaccini Calia, B. L. Ellerbroek, & R. Ragazzoni, 593–601
- Guyon, O., Matsuo, T., & Angel, R. 2009, *ApJ*, 693, 75
- Guyon, O., Pluzhnik, E. A., Galicher, R., et al. 2005, *ApJ*, 622, 744
- Guyon, O., Schneider, G., Belikov, R., & Tenerelli, D. J. 2012, in *SPIE*, Vol. 8442, *Space Telescopes and Instrumentation 2012 : Optical, Infrared, and Millimeter Wave*, 84421S

- Hagan, J., Thormann, A., Soummer, R., Pueyo, L., & Marois, C. 2010, in *In the Spirit of Lyot 2010*
- Hayward, T. L., Brandl, B., Pirger, B., et al. 2001, *PASP*, 113, 105
- Heap, S. R., Lindler, D. J., Lanz, T. M., et al. 2000, *ApJ*, 539, 435
- Henry, G. W., Marcy, G. W., Butler, R. P., & Vogt, S. S. 2000, *ApJ*, 529, L41
- Hershey, J. L. 1973, *AJ*, 78, 421
- Hewish, A., Bell, S. J., Pilkington, J. D. H., Scott, P. F., & Collins, R. A. 1969, *Nature*, 224, 472
- Hinkley, S., Oppenheimer, B. R., Zimmerman, N., et al. 2011, *PASP*, 123, 74
- Hinz, P., Codona, J., Guyon, O., et al. 2012, in *SPIE*, Vol. 8446, *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy IV*, 84461P
- Hodapp, K. W., Suzuki, R., Tamura, M., et al. 2008, in *SPIE*, Vol. 7014, *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy II*, 701419
- Janson, M., Bergfors, C., Goto, M., Brandner, W., & Lafrenière, D. 2010, *ApJ*, 710, L35
- Kalas, P., Graham, J. R., Chiang, E., et al. 2008, *Science*, 322, 1345
- Kasdin, N. J. 2009, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 1158, *American Institute of Physics Conference Series*, ed. T. Usuda, M. Tamura, & M. Ishii, 359–364
- Kasper, M., Verinaud, C., & Mawet, D. 2013, in *Proceedings of the Third AO4ELT Conference*, ed. S. Esposito & L. Fini, 8
- Krist, J. E., Balasubramanian, K., Beichman, C. A., et al. 2009, in *SPIE*, Vol. 7440, *Techniques and Instrumentation for Detection of Exoplanets IV*, 74400W
- Krist, J. E. & Burrows, C. J. 1995, *Appl. Opt.*, 34, 4951
- Kuhn, J. R., Potter, D., & Parise, B. 2001, *ApJ*, 553, L189
- Lafrenière, D., Marois, C., Doyon, R., Nadeau, D., & Artigau, É. 2007, *ApJ*, 660, 770
- Landau, L. D. 1932, *Phys. Zs. Sowjet.*, vol.1, p.285, 1932 (English and German), 1, 285
- Larson, S. M. & Reitsema, H. J. 1979, in *BAAS*, Vol. 11, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 558
- Léger, A., Rouan, D., Schneider, J., et al. 2009, *A&A*, 506, 287
- Lenzen, R., Hartung, M., Brandner, W., et al. 2003, in *SPIE*, Vol. 4841, *Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes*, ed. M. Iye & A. F. M. Moorwood
- Liu, M. C. 2004, *Science*, 305, 1442

- Lowrance, P. J., Becklin, E. E., Schneider, G., et al. 1998, in European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings, Vol. 55, NICMOS and the VLT : A New Era of High Resolution Near Infrared Imaging and Spectroscopy, ed. W. Freudling & R. N. Hook, 96
- Lyne, A. 1991, *Nature*, 352, 573
- Lyne, A. G. & Bailes, M. 1992, *Nature*, 355, 213
- Lyon, R. G., Clampin, M., Petrone, P., et al. 2012, in SPIE, Vol. 8442, Space Telescopes and Instrumentation 2012 : Optical, Infrared, and Millimeter Wave, 844208
- Lyon, R. G., Clampin, M., Woodruff, R., et al. 2006, in IAU Colloq. 200 : Direct Imaging of Exoplanets : Science & Techniques, ed. C. Aime & F. Vakili, 345–352
- Lyot, B. 1932, *ZAp*, 5, 73
- Macintosh, B., Troy, M., Doyon, R., et al. 2006, in SPIE, Vol. 6272, SPIE, 62720N
- Macintosh, B. A., Graham, J. R., Palmer, D. W., et al. 2008, in SPIE, Vol. 7015, SPIE, 18
- Madec, P.-Y. 2012, in SPIE, Vol. 8447, Adaptive Optics Systems III, 844705
- Malbet, F., Yu, J. W., & Shao, M. 1995, *PASP*, 107, 386
- Males, J. R., Close, L. M., Morzinski, K. M., et al. 2014, *ApJ*, 786, 32
- Marcy, G. W. & Butler, R. P. 1996, *ApJ*, 464, L147
- Marois, C., Correia, C., Galicher, R., et al. 2014, in SPIE, Vol. 9148, Adaptive Optics Systems IV, 91480U
- Marois, C., Lafrenière, D., Doyon, R., Macintosh, B., & Nadeau, D. 2006, *ApJ*, 641, 556
- Marois, C., Macintosh, B., Barman, T., et al. 2008, *Science*, 322, 1348
- Martin, S., Serabyn, E., Liewer, K., et al. 2008, in SPIE, Vol. 7013, Optical and Infrared Interferometry, 70131Y
- Martinache, F. 2013, *PASP*, 125, 422
- Martinache, F. & Guyon, O. 2009, in SPIE, Vol. 7440, Techniques and Instrumentation for Detection of Exoplanets IV, 74400O
- Martinez, P., Preis, O., Gouvret, C., et al. 2014, in SPIE, Vol. 9145, Ground-based and Airborne Telescopes V, 91454E
- Mas, M. 2012, PhD thesis, University Paris 7 - Denis Diderot
- Mas, M., Baudoz, P., Mazoyer, J., Galicher, R., & Rousset, G. 2012, in SPIE, Vol. 8446, Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy IV, 844689
- Mas, M., Baudoz, P., Rousset, G., Galicher, R., & Baudrand, J. 2010, in SPIE, Vol. 7735, SPIE, 66

- Mawet, D., Absil, O., Delacroix, C., et al. 2013a, *A&A*, 552, L13
- Mawet, D., Pueyo, L., Carlotti, A., et al. 2013b, *ApJ*, 209, 7
- Mawet, D., Pueyo, L., Lawson, P., et al. 2012, in *SPIE*, Vol. 8442, *Space Telescopes and Instrumentation 2012 : Optical, Infrared, and Millimeter Wave*, 844204
- Mawet, D., Riaud, P., Absil, O., Baudrand, J., & Surdej, J. 2005a, in *SPIE*, Vol. 5905, *Techniques and Instrumentation for Detection of Exoplanets II*, ed. D. R. Coulter, 502–511
- Mawet, D., Riaud, P., Absil, O., & Surdej, J. 2005b, *ApJ*, 633, 1191
- Mawet, D., Riaud, P., Baudrand, J., et al. 2006, *A&A*, 448, 801
- Mawet, D., Serabyn, E., Wallace, J. K., & Pueyo, L. 2011, *Optics Letters*, 36, 1506
- Mawet, D., Shelton, C., Wallace, J., et al. 2014, in *SPIE*, Vol. 9143, *Space Telescopes and Instrumentation 2014 : Optical, Infrared, and Millimeter Wave*, 91432T
- Mayor, M. & Queloz, D. 1995, *Nature*, 378, 355
- Mazoyer, J. 2014, PhD thesis, University Paris 7 - Denis Diderot
- Mazoyer, J., Baudoz, P., Galicher, R., Mas, M., & Rousset, G. 2013, *A&A*, 557, A9
- Mazoyer, J., Baudoz, P., Galicher, R., & Rousset, G. 2014a, *A&A*, 564, L1
- Mazoyer, J., Baudoz, P., Mas, M., Rousset, G., & Galicher, R. 2012, in *SPIE*, Vol. 8442, *Space Telescopes and Instrumentation 2012 : Optical, Infrared, and Millimeter Wave*, 844250
- Mazoyer, J., Galicher, R., Baudoz, P., et al. 2014b, in *SPIE*, Vol. 9148, *Adaptive Optics Systems IV*, 914846
- Mugnier, L. M., Cornia, A., Sauvage, J.-F., et al. 2009, *Journal of the Optical Society of America A*, 26, 1326
- Murakami, N., Uemura, R., Baba, N., et al. 2008, *PASP*, 120, 1112
- Muterspaugh, M. W., Lane, B. F., Kulkarni, S. R., et al. 2010, *AJ*, 140, 1657
- N'Diaye, M., Dohlen, K., Cuevas, S., et al. 2012, *A&A*, 538, A55
- N'Diaye, M., Mazoyer, J., Choquet, É., et al. 2015, in *SPIE*, Vol. 9605, *Techniques and Instrumentation for Detection of Exoplanets VII*, 96050I
- Noll, R. J. 1976, *Journal of the Optical Society of America (1917-1983)*, 66, 207
- Oke, J. B. 1987, in *European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings*, Vol. 25, *European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings*, ed. J.-P. Baluteau & S. D'Odorico, 39–45
- Oke, J. B. & Gunn, J. E. 1982, *PASP*, 94, 586

- Ollivier, M., Roques, F., Casoli, F., Encrenaz, T., & Selsis, F. 2009, *Planetary Systems* (Springer)
- Oppenheimer, B. R. & Hinkley, S. 2009, *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, 47, 253
- Parviainen, H., Gandolfi, D., Deleuil, M., et al. 2014, *A&A*, 562, A140
- Paul, B., Sauvage, J.-F., & Mugnier, L. M. 2013, *A&A*, 552, A48
- Pepe, F., Mayor, M., Delabre, B., et al. 2000, in *SPIE*, Vol. 4008, *Optical and IR Telescope Instrumentation and Detectors*, ed. M. Iye & A. F. Moorwood, 582–592
- Pepe, F., Molaro, P., Cristiani, S., et al. 2014, *Astronomische Nachrichten*, 335, 8
- Perrin, M. D., Duchene, G., Millar-Blanchaer, M., et al. 2015, *ApJ*, 799, 182
- Poyneer, L. A. & Macintosh, B. 2004, *J. Opt. Soc. Am. A*, 21, 810
- Poyneer, L. A., Palmer, D. W., LaFortune, K. N., & Bauman, B. 2005, in *SPIE*, Vol. 5894, *Advanced Wavefront Control : Methods, Devices, and Applications III*, ed. M. T. Gruneisen, J. D. Gonglewski, & M. K. Giles, 207–220
- Racine, R., Walker, G. A. H., Nadeau, D., Doyon, R., & Marois, C. 1999, *PASP*, 111, 587
- Ragazzoni, R. 1996, *Journal of Modern Optics*, 43, 289
- Reuyl, D. & Holmberg, E. 1943, *ApJ*, 97, 41
- Riaud, P., Boccaletti, A., Baudrand, J., & Rouan, D. 2003, *PASP*, 115, 712
- Riaud, P., Boccaletti, A., Rouan, D., Lemarquis, F., & Labeyrie, A. 2001, *PASP*, 113, 1145
- Ricker, G. R., Winn, J. N., Vanderspek, R., et al. 2014, in *SPIE*, Vol. 9143, *Space Telescopes and Instrumentation 2014 : Optical, Infrared, and Millimeter Wave*, 914320
- Roddier, F. 1981, *Progress in optics. Volume 19*. Amsterdam, North-Holland Publishing Co., 1981, p. 281-376., 19, 281
- Roddier, F. 1988, *Applied Optics*, 27, 1223
- Roddier, F. & Roddier, C. 1997, *PASP*, 109, 815
- Rouan, D., Riaud, P., Boccaletti, A., Clénet, Y., & Labeyrie, A. 2000, *PASP*, 112, 1479
- Rousset, G. 1999, *Wave-front sensors* (Cambridge University Press), 91–130
- Rousset, G., Fontanella, J. C., Kern, P., Gigan, P., & Rigaut, F. 1990, *Astronomy & Astrophysics*, 230, L29
- Rousset, G., Lacombe, F., Puget, P., et al. 2003, in *SPIE*, Vol. 4839, *Adaptive Optical System Technologies II*, ed. P. L. Wizinowich & D. Bonaccini, 140–149
- Rowe, J. F., Bryson, S. T., Marcy, G. W., et al. 2014, *ApJ*, 784, 45

- Sandage, A. 1958, *ApJ*, 127, 513
- Sauvage, J.-F., Fusco, T., Petit, C., et al. 2012, in *SPIE*, Vol. 8447, *SPIE*, 15
- Sauvage, J.-F., Fusco, T., Rousset, G., & Petit, C. 2007, *Journal of the Optical Society of America A*, 24, 2334
- Schmidt, M. 1963, *Nature*, 197, 1040
- Schneider, G. 1998, in *European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings*, Vol. 55, *NICMOS and the VLT : A New Era of High Resolution Near Infrared Imaging and Spectroscopy*, ed. W. Freudling & R. N. Hook, 88
- Schneider, G. & Silverstone, M. D. 2003, in *SPIE*, Vol. 4860, *High-Contrast Imaging for Exoplanet Detection.*, ed. A. B. Schultz, 1–9
- Seager, S. & Deming, D. 2010, *ARA&A*, 48, 631
- See, T. J. J. 1896, *AJ*, 16, 17
- Serabyn, E., Mawet, D., & Burruss, R. 2010, *Nature*, 464, 1018
- Shack, R. V. & Platt, B. C. 1971, in *Journal of the optical society of America*, Vol. 61, 656–660
- Shaklan, S., Levine, M., Foote, M., et al. 2013, in *SPIE*, Vol. 8864, 886415–886415–10
- Shelton, J. C. 1997, in *SPIE*, Vol. 3126, *Adaptive Optics and Applications*, ed. R. K. Tyson & R. Q. Fugate, 455
- Smith, B. A. & Terrile, R. J. 1984, *Science*, 226, 1421
- Soummer, R., Brendan Hagan, J., Pueyo, L., et al. 2011, *ApJ*, 741, 55
- Soummer, R., Dohlen, K., & Aime, C. 2003, *A&A*, 403, 369
- Soummer, R., Perrin, M. D., Pueyo, L., et al. 2014, *ApJ*, 786, L23
- Soummer, R., Pueyo, L., & Larkin, J. 2012, *ApJ*, 755, L28
- Soummer, R., Sivaramakrishnan, A., Oppenheimer, B. R., Macintosh, B. A., & GPI Team. 2006, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 38, *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, 1110
- Sozzetti, A. 2011, in *EAS Publications Series*, Vol. 45, *EAS Publications Series*, 273–278
- Spergel, D., Gehrels, N., Baltay, C., et al. 2015, *ArXiv e-prints*
- Staelin, D. H. & Reifenstein, III, E. C. 1968, *Science*, 162, 1481
- Strand, K. A. 1943, *PASP*, 55, 29
- Tamura, M., Hodapp, K., Takami, H., et al. 2006, in *SPIE*, Vol. 6269, *SPIE*, 62690V

- Thalmann, C., Schmid, H. M., Boccaletti, A., et al. 2008, in SPIE, Vol. 7014, Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy II, 70143F
- Toomey, D. W. & Ftaclos, C. 2003, in SPIE, Vol. 4841, Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes, ed. M. Iye & A. F. M. Moorwood, 889–900
- Trauger, J., Moody, D., Gordon, B., Krist, J., & Mawet, D. 2011, in SPIE, Vol. 8151, Techniques and Instrumentation for Detection of Exoplanets V, 81510G
- Trauger, J., Moody, D., Gordon, B., Krist, J., & Mawet, D. 2012, in SPIE, Vol. 8442, Space Telescopes and Instrumentation 2012 : Optical, Infrared, and Millimeter Wave, 84424Q
- Udalski, A., Szymański, M. K., & Szymański, G. 2015, *Acta Astron.*, 65, 1
- Van de Kamp, P. 1969, *AJ*, 74, 757
- Van de Kamp, P. 1974, *AJ*, 79, 491
- Vidal, F. 2009, PhD thesis, P7
- Vidal-Madjar, A., Désert, J.-M., Lecavelier des Etangs, A., et al. 2004, *ApJ*, 604, L69
- Vogt, S. S., Allen, S. L., Bigelow, B. C., et al. 1994, in SPIE, Vol. 2198, Instrumentation in Astronomy VIII, ed. D. L. Crawford & E. R. Craine, 362
- Wagner, K., Apai, D., Kasper, M., et al. 2016, *Science*
- Wallace, J. K., Burruss, R. S., Bartos, R. D., et al. 2010, in SPIE, Vol. 7736, Adaptive Optics Systems II, 77365D
- Westphal, J. A. 1982, in NASA Conference Publication, Vol. 2244, NASA Conference Publication, ed. D. N. B. Hall
- Wolszczan, A. 1994, *Science*, 264, 538
- Wolszczan, A. & Frail, D. A. 1992, *Nature*, 355, 145
- Wynne, C. G. 1979, *Optics Communications*, 28, 21

Table des figures

1.1	Illustration du modèle copernicien	4
1.2	Illustrations de la Lune issues de <i>Sidereus nuncius</i>	5
1.3	Entretiens sur la pluralité des mondes	6
1.4	Illustration montrant Micromégas sauter sur les anneaux de Saturne	7
1.5	Principe de la méthode des vitesses radiales	9
1.6	Détection de 51 Pegasi b à l'Observatoire de Haute Provence	10
1.7	Schéma explicatif de la méthode des transits	12
1.8	Diagramme masse - demi grand-axe des objets de masse substellaire (14/07/2016)	14
2.1	Instrument d'imagerie observant une étoile à l'infini située sur l'axe optique	18
2.2	Instrument d'imagerie observant une étoile à l'infini hors axe	20
2.3	Fonction d'étalement de point d'une ouverture circulaire : tache d'Airy	21
2.4	Taches d'Airy obtenues pour des ouvertures de différents diamètres	22
2.5	Images obtenues en présence d'aberration pour une pose longue et une pose courte	24
2.6	Schéma de principe d'une SCAO	25
2.7	Coupe schématique de deux types de miroir déformable	27
2.8	Images d'un système d'une étoile binaire obtenues avant et après correction	31
2.9	DSP d'un système avant et après correction	31
2.10	Carte de phase du miroir primaire de l'UT1 du VLT et de celui du HST	32
2.11	Performance d'une optique adaptative	33
3.1	Intensité lumineuse du Soleil, de la Terre, de Jupiter et d'un Jupiter chaud	35
3.2	Profil radial d'une tache d'Airy	37
3.3	Premier cliché d'une éclipse de Soleil réalisée le 28 juillet 1851	38
3.4	Photographie et schéma du coronographe de Bernard Lyot	39
3.5	Images coronographique extraites du film "Flamme du Soleil"	40
3.6	Image coronographiée du Soleil obtenue avec le télescope SOHO	41
3.7	Schéma de principe d'un coronographe basé sur un FQPM dans un cas idéal	42
3.8	Schéma de principe du FQPM	44
3.9	Distribution de la lumière dans un coronographe (cas idéal)	44
3.10	Distribution de la lumière dans un coronographe (cas idéal - source hors axe)	45
3.11	Distribution de la lumière dans un coronographe (avec aberrations)	46
3.12	Énergie résiduelle d'un FQPM en fonction de la longueur d'onde	47
3.13	Images obtenues avec un microscope optique du centre d'un FQPM	48
3.14	Schéma du RRPm, du DZPM, du 8OPM et de l'OVC	49
3.15	Schéma modulaire d'un système d'imagerie haute dynamique	54

3.16	Schéma des zones d'intérêts, dans le cas d'une correction FDH et HDH	56
3.17	Image de l'exoplanète Fomalhaut-b	59
3.18	Image du disque de l'étoile AU-Microscipii	62
4.1	Schéma de principe de la SCC basée sur un interféromètre de Fizeau	66
4.2	Schéma de principe de la SCC basée sur un masque de Lyot modifié	68
4.3	Exemple d'une image SCC et de sa transformée de Fourier	69
4.4	Images de la référence SCC obtenue pour différentes valeurs de γ	71
4.5	Différentes étapes suivies pour construire une matrice de contrôle	72
4.6	Exemple d'un masque numérique utilisé pour filtrer une image SCC	73
4.7	Schéma des dix étapes suivies pour passer d'une image SCC à l'estimateur \vec{I}_-	74
4.8	Exemple d'aberrations utilisées lors de mes simulations numériques	75
4.9	Zones d'intérêts de la simulation numérique présentée dans le paragraphe 4.5.2	76
4.10	Image SCC obtenue avant correction	77
4.11	Images SCC obtenues après correction FDH	78
4.12	Images SCC obtenues après correction HDH	78
4.13	Courbes de contraste et fonctions cumulatives des figures 4.10, 4.11 et 4.12	79
4.14	Images SCC sans aberration d'amplitude, sans bruit et sans aberration de phase	80
4.15	Courbes de contraste à gauche et fonctions cumulatives de la figure 4.14	81
5.1	Schéma de principe du banc THD	84
5.2	Schéma de principe du module d'injection utilisé par le banc THD	86
5.3	Spectromètre du banc THD	87
5.4	Photographie du miroir <i>tip-tilt</i> tel qu'il est sur le banc THD	88
5.6	Photographie du DM	88
5.7	Schéma de la matrice des actionneurs du DM du banc THD	89
5.8	Aberrations introduites par le DM du banc THD	90
5.9	Photographie et schéma du diaphragme de Lyot modifié	91
5.10	Images des deux détecteurs utilisés sur le banc THD	92
5.11	Transmission d'une densité neutre en fonction de la longueur d'onde	94
5.12	Spectres de la source laser	95
5.13	Images SCC obtenues après correction sur le banc THD	96
5.14	Courbes de contraste et fonctions cumulatives associées à la figure 5.13	97
5.15	Images SCC monochromatique et polychromatique avant correction	98
6.1	Schémas de principe d'un MFQPM à 3 étages	102
6.2	Énergies résiduelles théorique associées à plusieurs MFQPMs	103
6.3	Schéma et photographie du MFQPM testé sur le banc THD	105
6.4	Schéma du banc THD adaptée au MFQPM	106
6.5	Photographies des montures qui contiennent les FQPMs	107
6.6	Photographie du premier diaphragme de Lyot du MFQPM	108
6.7	Distribution de la lumière dans les trois plans pupille d'un MFQPM	109
6.8	Zones d'intérêts associées à la correction HDH utilisée avec le MFQPM	110
6.9	Image coronographiée corrigée obtenue avec le MFQPM sur le banc THD	111
6.10	Courbes de contraste et fonctions cumulatives associées à la figure 6.9	112

6.11	Images obtenues sur le banc THD en lumière polychromatique	113
6.12	Courbes de contraste et fonctions cumulatives associées à la figure 6.11	114
8.1	Schéma de principe du compensateur de Wynne	128
8.2	Images SCC obtenues numériquement pour différents pistons sur la référence . .	129
8.3	Images coronographiées obtenues avec une, deux et trois références	144
8.4	Intensités médianes des images de la figure 8.3	145
9.1	Télescope Hale	150
9.2	Image du système stellaire HR8799	151
9.3	Schéma modulaire ses instruments utilisés à Palomar	152
9.4	Schéma de P3K	153
9.5	Schéma du SDC	154
9.6	Photographie de la roue à filtres et de la monture magnétique de SDC	154
9.7	Schéma de PHARO	155
9.8	Distribution de l'énergie dans différent plan du module SDC	156
9.9	Photographie et schéma du diaphragmes de Lyot modifié	157
9.10	Description faisceau lumineux au niveau du diaphragme de Lyot réfléchissant . .	157
9.11	Pupille complète et sous-pupille du télescope Hale	159
9.12	Sous-pupille réduite et distribution d'énergie dans le plan de Lyot	160
9.13	Schéma du diaphragme de Lyot modifié et distribution de l'énergie transmise . .	161
9.14	Image SCC brute obtenue au foyer du télescope Hale	161
9.15	Transformée de Fourier d'une image SCC brute	162
9.16	Image SCC (réduite) et sa transformée de Fourier	162
9.17	Image SCC (réduite - filtrée) et sa transformée de Fourier	163
9.18	Image SCC obtenue avant et après correction	164
9.19	Performance d'une correction au foyer du télescope Hale	165

Liste des tableaux

3.1	Paramètres utilisés pour obtenir les courbes de la figure 3.1	35
3.2	Flux intégré d'une Terre située à 10 pc dans deux bandes spectrales	36
4.1	Paramètres de utilisés pour la simulation numérique du paragraphe 4.5.2	76
5.1	Principales caractéristiques du spectromètre	87
5.2	Caractéristiques des détecteurs du banc THD	92
6.1	Caractéristiques des masques de phase du MFQPM testé sur le banc THD	107
6.2	Caractéristiques des diaphragmes de Lyot du prototype MFQPM du THD	109
6.3	Caractéristiques des filtres utilisés sur le banc avec le MFQPM	112
8.1	Nombre d'itérations nécessaires aux corrections pour converger	146

Annexe A

SPIE 2014

Cette annexe contient un acte de conférence que j'ai écrit à l'occasion de la conférence *astronomical telescopes and instrumentation* organisée par *society of photo-optical instrumentation engineer* (SPIE) de 2014. Dans celui-ci, je présentais les résultats préliminaires obtenus avec le FQPM, le MFQPM et le DZPM ainsi que le principe de la MRSCC et les premiers résultats que nous avons obtenus.

Sommaire

A.1	Acte de conférence : <i>High-contrast imaging in wide spectral band with a self-coherent camera and achromatic coronagraphs</i>	187
-----	-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------	-----

High-contrast imaging in wide spectral band with a self-coherent camera and achromatic coronagraphs

J.R. Delorme ^a, R. Galicher^a, P. Baudoz^a, G. Rousset^a, J. Mazoyer^a,
M.N'Diaye^b, K. Dohlen^c and A. Caillat^c

^a Lesia, Observatoire de Paris, CNRS and University Denis Diderot Paris 7, 5 place Jules
Janssen, 92195 Meudon, France

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

^c Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, Université d'Aix-Marseille & CNRS, UMR 7326,
38 rue Frédéric Joliot-Curie, 13388 Marseille Cedex 13, France

ABSTRACT

Direct imaging of exoplanets is very attractive but challenging. It requires high angular resolution and very high-contrast imaging. One solution is the use of coronagraphs behind the adaptive optics of large telescopes. Unfortunately, optics of space telescope and ground telescope introduce quasi-static aberrations which strongly limit the quality of the final image and a dedicated stage of adaptive optics is required. We proposed a self-coherent camera (SCC) in 2006 and we obtained contrast levels of $\approx 2 \cdot 10^{-8}$ at a few λ_0/D at 638 nm in laboratory. In this paper, we explain how to achromatize the SCC. We present laboratory performance in wide spectral band $\approx 5 - 10$ % bandpass.

Keywords: High-contrast imaging – Exoplanets – Adaptive optics – Coronagraph

1. INTRODUCTION

Unlike the methods of indirect detection, direct imaging methods can characterize the atmosphere of exoplanets in the outer part of exoplanetary systems. Some young exoplanets at large separations have already been detected.^{1,2,3,4} The main challenge of direct imaging is the high-contrast level required to extract the planet signal from the stellar light.

To reach high-contrast, coronagraphs are commonly proposed. They can theoretically reject all the stellar light. However, their performance are strongly limited by wavefront aberrations which introduce speckles in the focal plane. One solution to overcome the speckle limitation, is the use of a DM upstream of the coronagraph.⁵

The self-coherent camera⁶ (SCC) developed in our laboratory is a focal plane wavefront sensor which uses the coherence between the focal plane speckles and the stellar light rejected by the coronagraph. The technique was demonstrated using numerical simulations⁷ and laboratory experiments⁸ by our team. Our current laboratory performance is $\approx 10^{-8}$ in monochromatic light.⁹ Mazoyer et al. 2014, showed that the first version of the SCC is efficient in quasi-monochromatic light only. This limitation has to be overcome because the association of a coronagraph, a DM and a focal plane wavefront sensor should work in broadband to obtain images of faint objects like exoplanets or disk.

Two elements in our setup are sensitive to chromatism: the four quadrant phase mask (FQPM¹⁰) which is the coronagraph and the SCC. For these reasons, we tested two achromatic coronagraphs, the multi four-quadrant phase-mask (MFQPM) and the dual zone phase mask (DZPM) (§3), and we upgraded the SCC (§4).

2. THE THD BENCH AND PREVIOUS PERFORMANCES

The THD bench and SCC were described in several papers^{6,11,12} and, we only propose a brief reminder of the main information about the THD bench in §2.1, we remind how the SCC works in §2.2 and finally, we remind in §2.3 the performance already reached.

E-mail: jacques-robert.delorme@obspm.fr, Telephone: +33 (0)1 45 07 75 12

2.1 Presentation of THD bench

We built the THD bench in order to develop and test high-contrast imaging techniques in visible light in preparation of future instruments. It is a reflective-only bench and the main components are a supercontinuum source (400 – 2000 nm), a laser diode (638 nm), a tip-tilt mirror, a 32x32 Boston Micromachines deformable mirror (DM), a coronagraph and a focal plane camera used as a wavefront sensor. The bench is described in details in a previous paper.⁸

In this paper, we used several spectral filters (Table 1). The shape of the R8 spectrum was slightly different for the 2 experiments we present in this paper ($\Delta\lambda = 70$ or 80 nm). We will provide the measured spectrum in situ for each experiment.

Name of filters used	λ (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)	Resolution $R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$
Laser	638	<2	>300
620-10	615	9	70
647-10	643	9	71
660-10	657	8	80
680-10	675	8	88
R22	652	30	22
R8	641	70-80	9-8

Table 1. List of the filters used in this paper. We define $\lambda_0 = 638$ nm which is the wavelength of the laser.

2.2 Brief reminder of the SCC

In order to reduce the speckle noise, we developed a focal plane wavefront sensor called the self-coherent camera (SCC⁶). It uses the coherence between the light of the focal plane speckles and the stellar light rejected by the coronagraph. To implement the SCC, we modify the Lyot stop of the coronagraph by adding an off-axis small circular reference hole (Fig.1, Left). This hole selects part of the star light rejected by the coronagraphic mask and generates interference fringes over the speckle field in the SCC image in the focal plane because of the spatial coherence of the star light (Fig.1, middle). From the fringes, we can estimate the speckle complex electric field. Figure 1 (right) shows the Fourier transform of the focal plane SCC image. Two main structures are visible:

- The central autocorrelation peak of the Lyot stop that we do not use here (see Baudoz et al. 2006).
- The lateral correlation peaks between the reference hole and the main coronagraphic pupil.

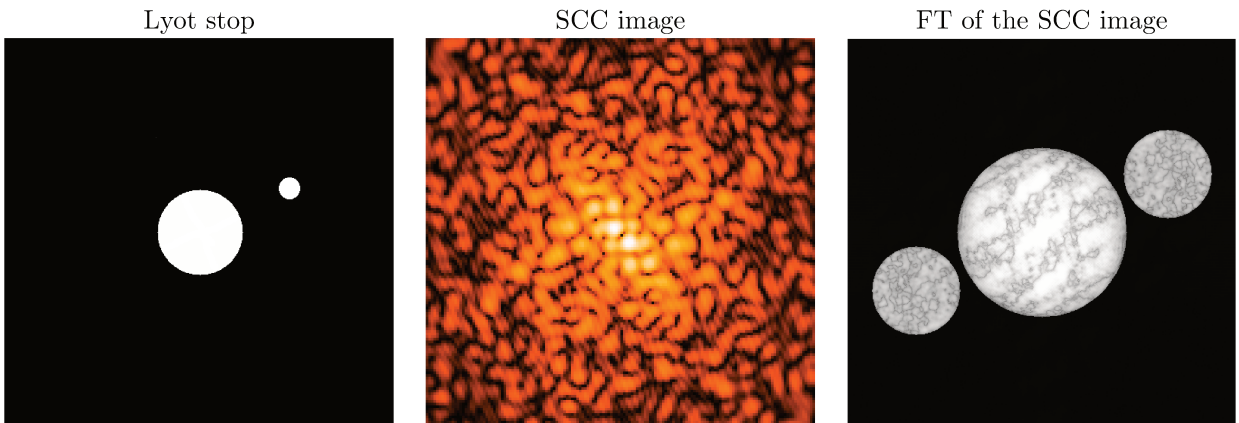


Figure 1. Left: Lyot stop with one reference and the classical Lyot stop (center). Middle: SCC image in monochromatic light. Right: Fourier transform of the SCC image.

Mazoyer et al. (2014)⁸ explained how to determine the complex electric field of the speckles from the correlation peaks. Their position and their size depend on the position and the size of the reference hole in the Lyot stop plane.

We use this estimate to control the DM and minimize the speckle energy on the detector.⁹

2.3 Performance of the SCC with FQPM

Up to now, the coronagraph used on the THD bench was composed by a four quadrant phase mask (FQPM) in a focal plane and a Lyot stop in the following pupil plane. The diameter of our Lyot stop diaphragm was $\varnothing_L = 8$ mm when the entrance pupil was $\varnothing_P = 8.1$ mm. The diameter of the SCC reference was 0.35 mm and the distance between the optical axis and the center of this hole reference was $\xi = 1.8 \varnothing_L$.

The FQPM can theoretically reject all the stellar light outside of the Lyot stop diaphragm.¹³ However, due to aberrations, a part of the stellar light reaches the detector and creates speckles in the image. The SCC was expected to reach high-contrast levels from numerical simulations⁷ which was demonstrated in laboratory later.⁹ Left image of Figure 2 shows laboratory performance obtained in monochromatic light ($\lambda_0 = 638$ nm). We corrected only a half dark hole (DH) because we only have one DM on our bench and we corrected for both phase and amplitude aberrations.⁵ In this paper, the size of all images that we show is 30 by 30 λ_0/D . We also use the same colorbar for all images inside the half DH. The rest of the image can be saturated. The central drawing gives the main dimensions of the image. The central cross represents the optical axis of the instrument which is also the position of the star and the focal plane mask position. For the image presented in Figure 2, the size of the corrected area is 10.5 by 23 λ_0/D and the standard deviation inside it achieves $2.4 \cdot 10^{-8}$. The plot is the contrast defined as the azimuthal standard deviation (1σ) versus angular separation in λ_0/D . We compute this contrast as describe in reference.¹⁴ For an angular separations within the range of 5 and 12 λ_0/D , the contrast is $\approx 2 \cdot 10^{-8}$. We cannot correct speckles with an angular separation smaller than 5 λ_0/D because of amplitude aberrations with low spatial frequencies. Moreover, the correction for angular separations greater than 12 λ_0/D is not possible because of the limited number of actuators of our DM.

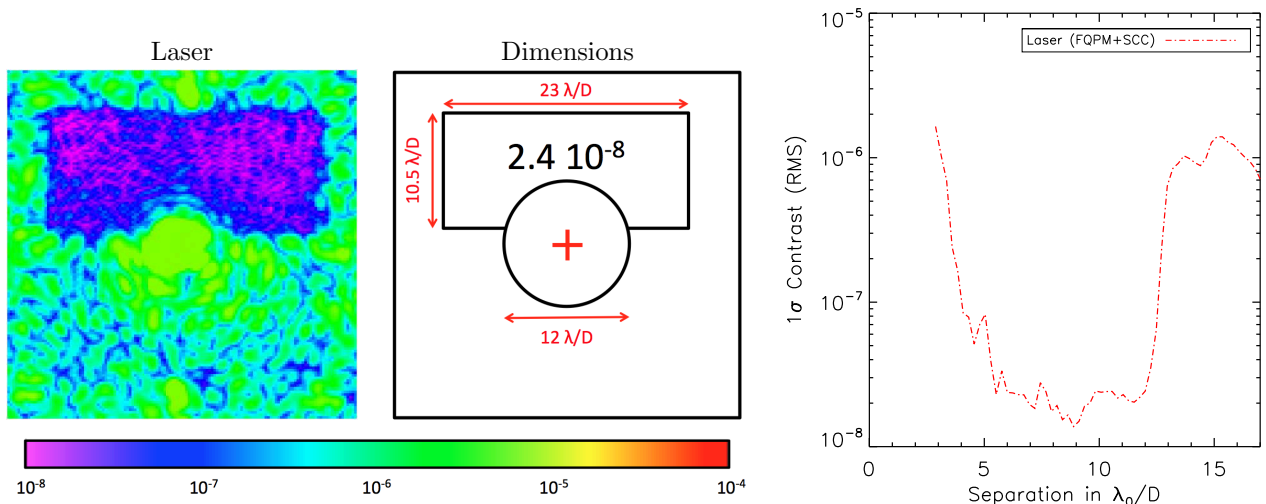


Figure 2. Left: experimental half dark hole (DH) obtained with the FQPM+SCC in monochromatic light. The size of this image is 30 by 30 λ_0/D . Middle: dimensions of the DH. The red cross represents the optical axis. The standard deviation inside the half DH is $2.4 \cdot 10^{-8}$. Right: Associated 1σ contrast curve ($\lambda_0 = 638$ nm) computed inside the DH.

Performance in monochromatic light of the association FQPM+SCC will be taken as a reference in the following sections.

3. ACHROMATIC CORONAGRAPHS

In this part, we determine how achromatic the MFQPM and the DZPM coronagraphs are. First, we describe the protocole of the experiment in §3.1. Then, in §3.2, we write a short reminder on how the MFQPM works, and we describe its performance in polychromatic light. Finally, in §3.3, we do the same for the DZPM.

3.1 Description of the experiment

In order to compare the performance of MFQPM and DZPM and to separate chromatic effects of the coronagraphs from those of the focal plane wavefront sensor (SCC):

- First, we control the DM using the MFQPM+SCC or DZPM+SCC in monochromatic light (Laser) to minimize the speckle energy in a half DH as done previously with the FQPM+SCC (§2.2).
- Then, we record coronagraphic images for all the available filters without changing the DM shape.

From these images, we can study the performance of the coronagraphs as a function of wavelength and spectral bandwidth.

3.2 MFQPM

3.2.1 Brief reminder

The multi-stage four-quadrant phase mask (MFQPM) was proposed and developed by our team.^{15,16} It associates several monochromatic four-quadrant phase mask coronagraphs in cascade. Our prototype (Fig. 3, Left) includes three FQPM optimized for the same wavelength $\lambda_0 = 638$ nm. From numerical simulation a contrast of 10^{-8} is expected for a spectral bandpass of $R = 8$. The filter transmission curves used for characterizing our MFQPM prototype are plotted on the right of the Figure 3.

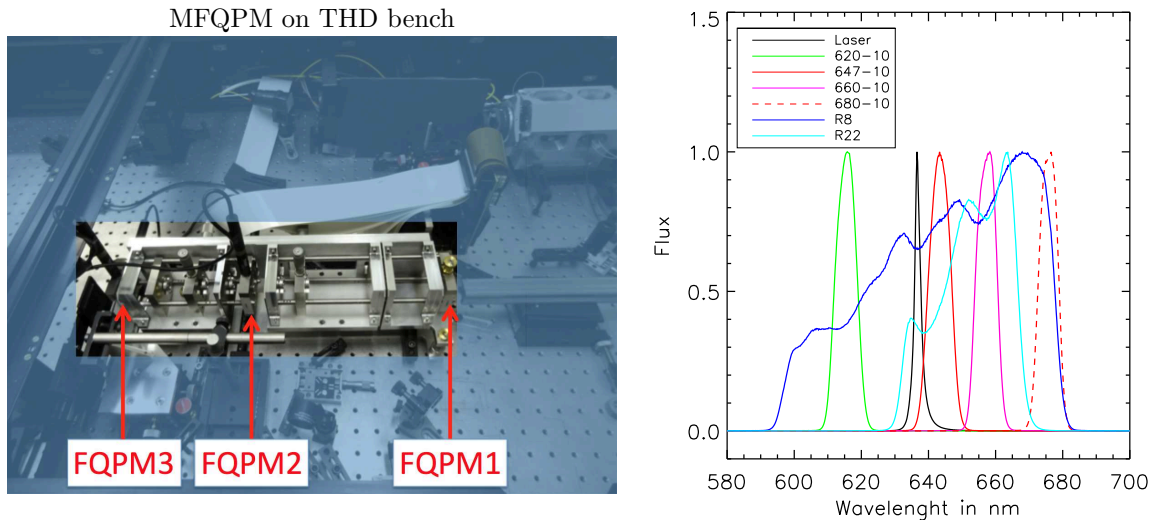


Figure 3. Left, photograph of our MFQPM prototype. Right: spectra used with our MFQPM prototype.

3.2.2 Results and comments

In monochromatic light (Fig. 4), performance are close to those obtained with the FQPM: contrast of $3 \cdot 10^{-8}$ between 5 and $10\lambda_0/D$. Unfortunately, we did not correct the largest half DH we could (up to $13\lambda_0/D$). We used a cutoff at $10\lambda_0/D$ which explains the speckles are not corrected further. The standard deviation inside the half DH (Fig. 4) is $3.3 \cdot 10^{-8}$. In this experiment, the diameter of our Lyot stop diaphragm was $\varnothing_L = 7.6$ mm when the entrance pupil was $\varnothing_P = 8$ mm. The diameter of the SCC reference was 0.35 mm and the distance between the optical axis and the center of this hole reference was $\xi = 1.8 \varnothing_L$.

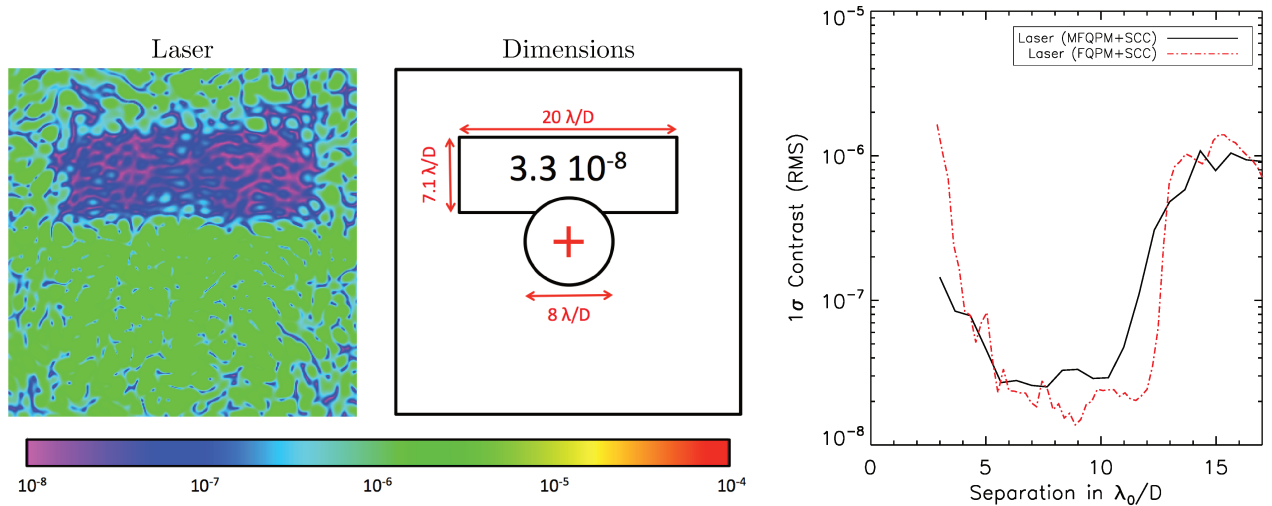


Figure 4. Left: experimental half dark hole (DH) obtained with the MFQPM+SCC in monochromatic light. The size of the image is 30 by $30 \lambda_0/D$. Middle: dimensions of the DH. The red cross represents the optical axis. The standard deviation inside the half DH is $3.3 \cdot 10^{-8}$. Right: Associated 1σ contrast curve (black solid line) compared to the FQPM+SCC performance (red dashed line) computed inside the DH.

This experiment demonstrates two main results. First, the SCC works with an other coronagraph than the FQPM. This was expected from numerical simulations but it is the first time that we demonstrate it in laboratory. Then, we prove that the MFQPM+SCC can reach contrast of $3 \cdot 10^{-8}$ in monochromatic light, which is close to the expected performance (§3.2.1).

Now, we test the performance of the MFQPM in all narrow filters (Table 1) following the procedure described in §3.1. Images and contrast curves are presented in Figure 5. For the filter 647-10, performance are very close to those obtained in monochromatic light. Indeed, as we can see on Figure 3, this filter and the monochromatic source are near to the optimal wavelength of the MFQPM (639 nm). For filters 620-10 and 660-10, the attenuation slightly degrades: $1-2 \cdot 10^{-7}$ between 5 and $10\lambda_0/D$. And for the filter 680-10, the performance strongly degrades: $\approx 4 \cdot 10^{-7}$ between 5 and $10\lambda_0/D$.

Finally, we test the MFQPM in wide filters. Results are shown in Figure 6. For the filter R22, the contrast obtained between 5 and $10\lambda_0/D$ is around $7 \cdot 10^{-8}$, and for the filter R8, performance are slightly degraded: $\approx 10^{-7}$ for the same range of angular separations.

We summarize in Table 2, the standard deviation of the contrast inside the half DH described in Figure 4 for all the filters described in Table 1.

	Laser	620-10	647-10	660-10	680-10	R22	R8
1σ contrast into the half dark hole	$3.3 \cdot 10^{-8}$	$1.3 \cdot 10^{-7}$	$3.9 \cdot 10^{-8}$	$1.2 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-7}$	$8.4 \cdot 10^{-8}$	$1.4 \cdot 10^{-7}$

Table 2. Standard deviations inside the half DH obtained with a MFQPM for all the filters.

Our prototype of the MFQPM is thus less chromatic than the FQPM⁹ but its performance are not as good as what we expected from numerical simulation (10^{-8} between 600 nm and 700 nm). Our prototype uses four lenses with small focal lengths to minimize the bulk of the instrument. We believe that one of the lenses was misaligned and that the beam was shifting with wavelength in a Lyot stop plane. Unfortunately, we could not adjust the position of this lens. As a result, one of the Lyot stop diaphragms was well aligned for a unique wavelength. Hence in polychromatic light, the coronagraph was not well aligned for the other wavelengths, which strongly degraded the performance.

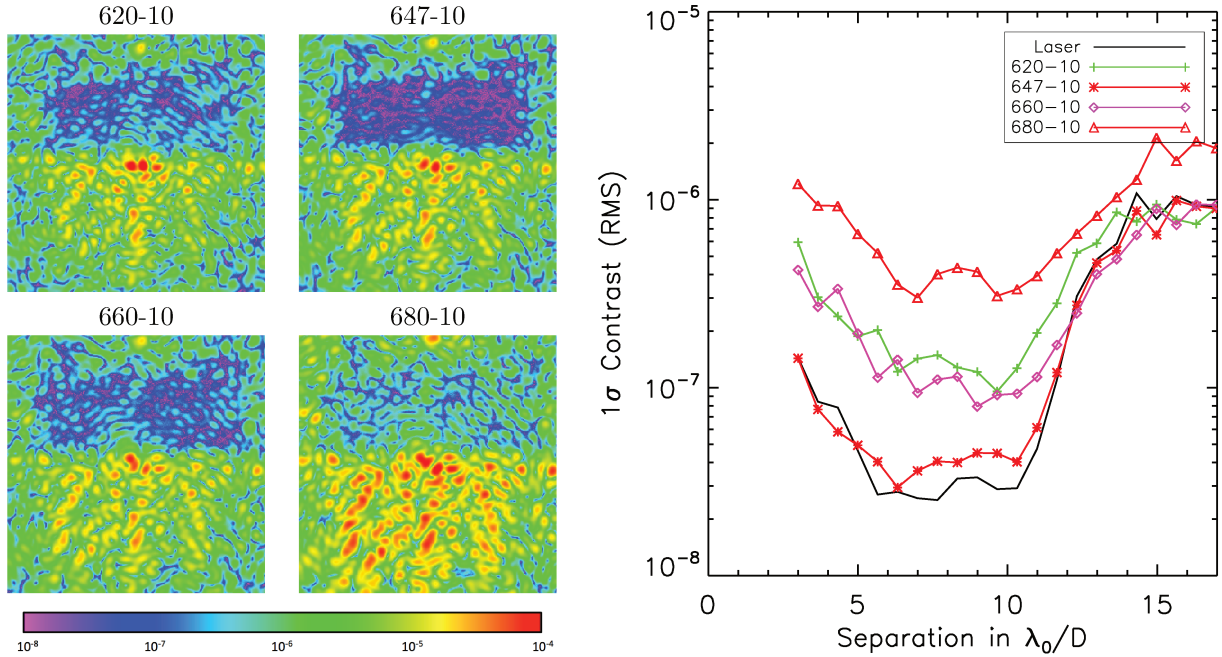


Figure 5. Left: the four images obtained in narrow bandpass filters (Table 1) with the MFQPM. We control the DM using the command obtained with MFQPM+SCC in monochromatic light. Right: Associated 1σ contrast curves compared to the performance obtained in monochromatic light (black solid line).

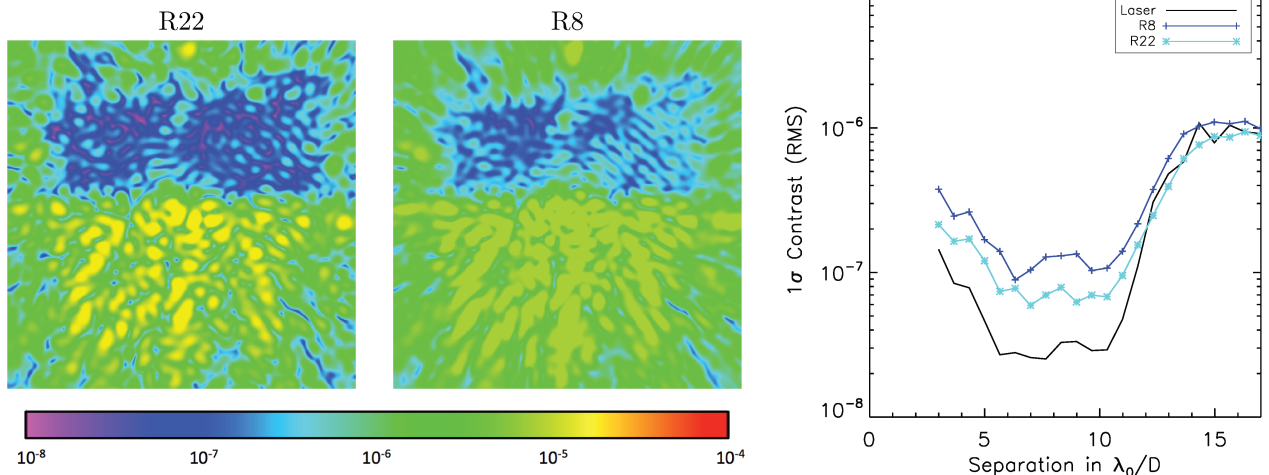


Figure 6. Left: the two images obtained in wide bandpass filters (Table 1) with the MFQPM. We control the DM using the command obtained with MFQPM+SCC in monochromatic light. Right: Associated 1σ contrast curves compared to the performance obtained in monochromatic light (black solid line).

3.3 DZPM

3.3.1 Brief reminder

The dual-zone phase mask (DZPM^{17,18}) is a generalization of the Roddier and Roddier¹⁹ phase mask coronagraph for polychromatic observations. It is composed of an apodizer in a pupil plane (Fig. 7 left), a focal plane mask in a downstream focal plane (Fig. 7 middle) and a Lyot stop in the following pupil plane. The phase mask consists of two concentric rings (that induce different phase shifts). The prototype that we tested (Fig. 7) was optimised to reach contrasts of $\approx 10^{-8}$ between 5 and $10\lambda_0/D$ between $\lambda = 600$ nm and 700 nm. The spectra of the filters

used to tested our DZPM prototype are plotted in the Figure 7.

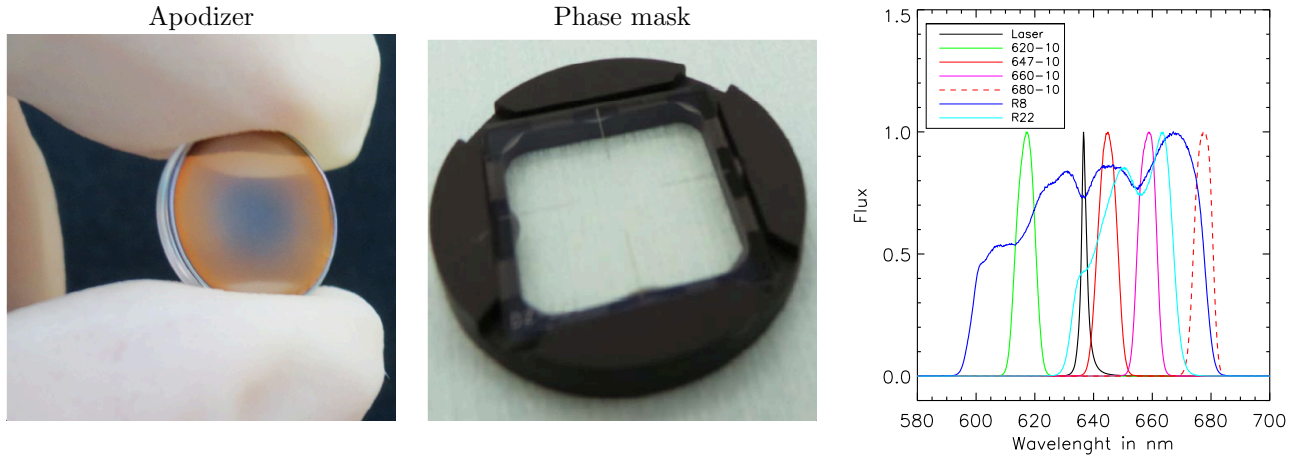


Figure 7. Left: Apodizer used with DZPM. Middle: DZPM phase mask. Right: Spectra used in our experiment.

3.3.2 Results and comments

We followed the same procedure as for the MFQPM (3.1).

First, contrasts obtained in monochromatic light using the DZPM+SCC configuration (Fig.8) are very similar to those obtained under the same conditions with the FQPM+SCC configuration. Indeed, contrasts reached are $1 - 3 \cdot 10^{-8}$ between 6 and $12 \lambda_0/D$. Thus, we prove that the SCC works with a third kind of coronagraph. The main dimensions of the half DH are given in Figure 8. The standard deviation inside this DH is $2.8 \cdot 10^{-8}$. In this experiment, the diameter of our Lyot stop diaphragm is $\varnothing_L = 7.6$ mm when the entrance pupil is $\varnothing_P = 8$ mm. The diameter of the SCC reference is 0.3 mm and the distance between the optical axis and the center of this hole reference is $\xi = 1.9 \varnothing_L$.

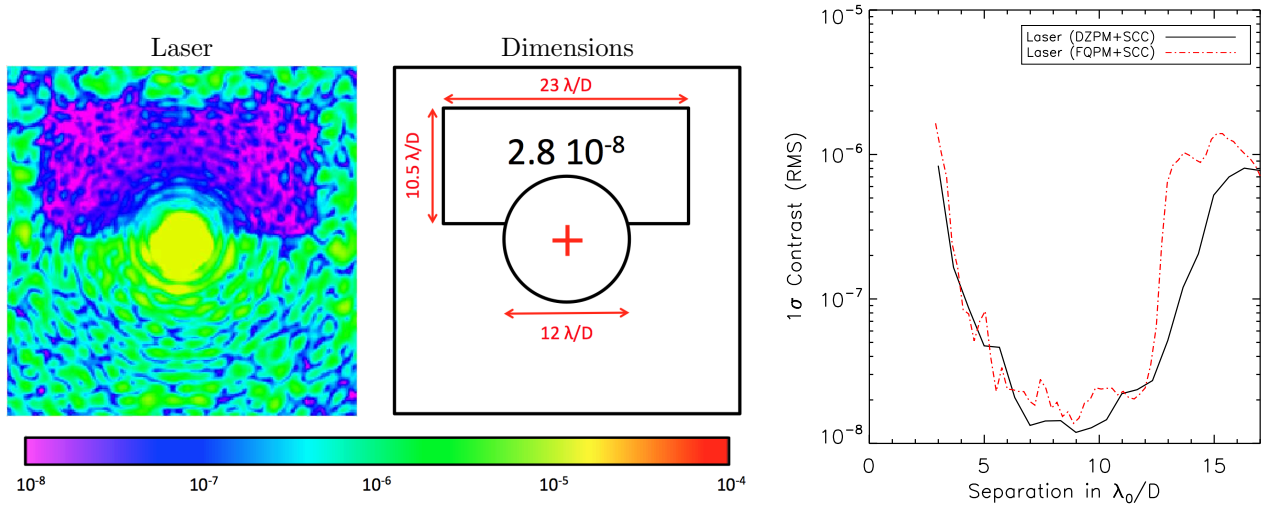


Figure 8. Left: experimental half dark hole (DH) obtained with the DZPM+SCC in monochromatic light. The size of this image is 30 by $30 \lambda_0/D$. Middle: dimensions of the DH. The red cross represents the optical axis. The standard deviation inside the half DH is $2.8 \cdot 10^{-8}$. Right: Associated 1σ contrast curve (black solid line) compared to the FQPM performance (red dashed line) computed inside the DH.

Then, we tested performance in all narrow filters. Images and results obtained are shown in Figure 9. In the case of the DZPM, the contrast is under $5 \cdot 10^{-8}$ between 6 and $12\lambda_0/D$ for all filters. Moreover, for the R8 and

R22 wide filters (Figure 10), the prototype is achromatic enough to reach contrasts lower than $4 \cdot 10^{-8}$ between 6 and $12\lambda_0/D$.

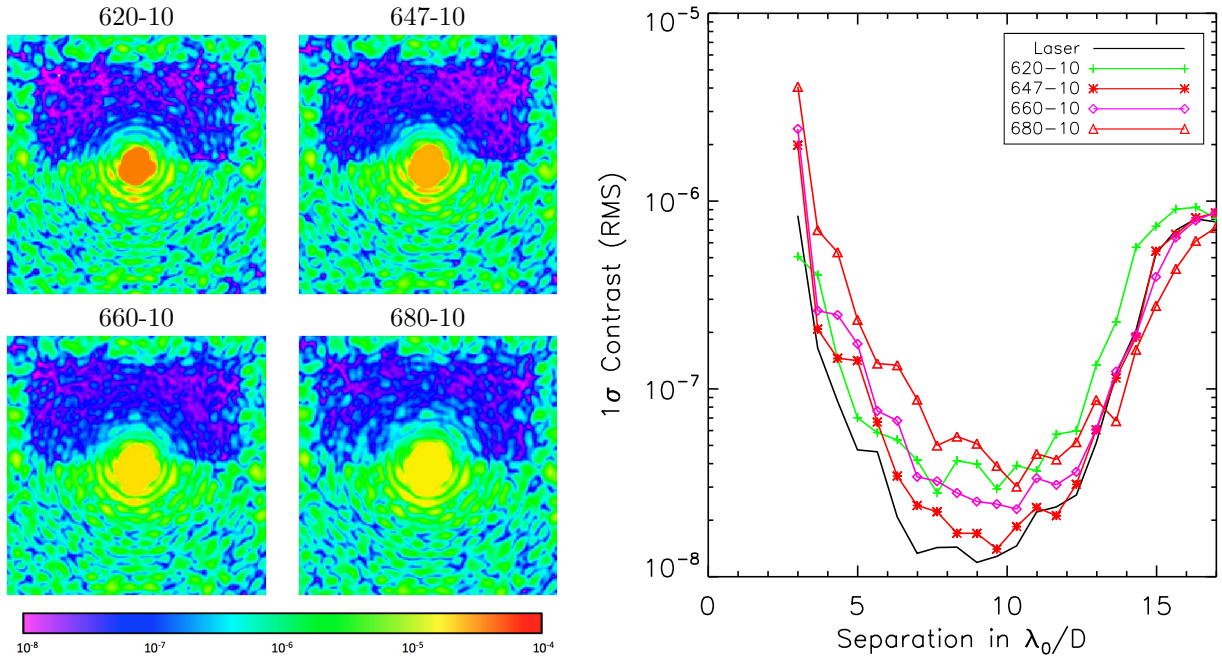


Figure 9. Left: the four images obtained in narrow bandpass filters (Table 1) with the DZPM. We control the DM using the command obtained with DZPM+SCC in monochromatic light. Right: Associated 1σ contrast curves compared to the performance obtained in monochromatic light (black solid line).

We summarize in Table 3, the standard deviations of the contrast inside the half DH for all the filters.

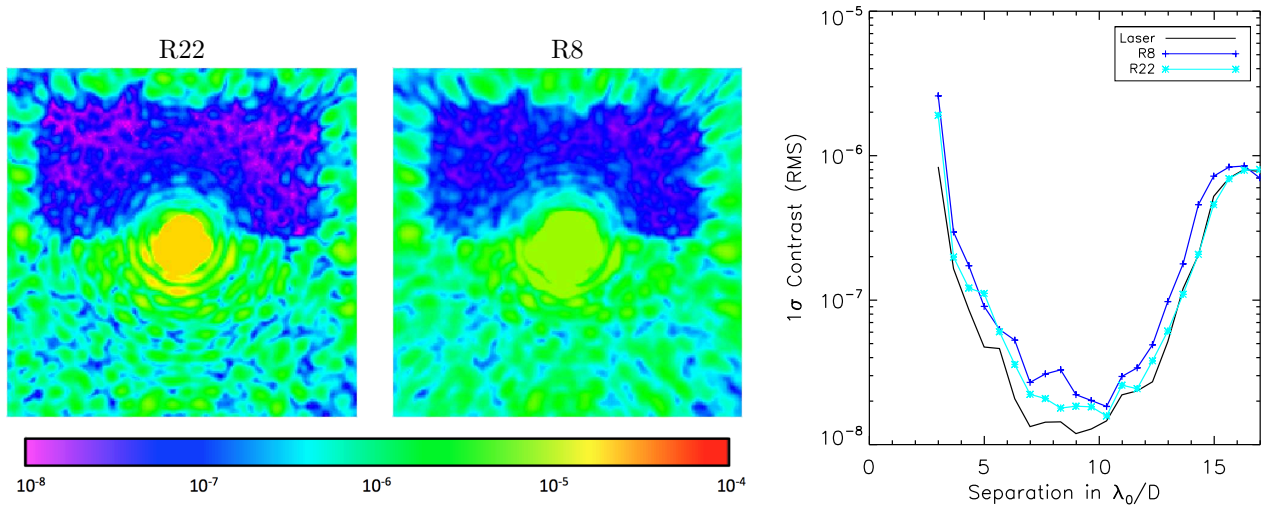


Figure 10. Left: the two images obtained in wide bandpass filters (Table 1) with the DZPM. We control the DM using the command obtained with DZPM+SCC in monochromatic light. Right: Associated 1σ contrast curves compared to the performance obtained in monochromatic light (black solid line).

We conclude that the performance of our DZPM prototype is as achromatic as expected. We also conclude that it is more achromatic than our MFQPM prototype.

	Laser	620-10	647-10	660-10	680-10	R22	R8
1σ contrast into the half dark hole	$2.8 \cdot 10^{-8}$	$7.1 \cdot 10^{-8}$	$3.4 \cdot 10^{-8}$	$5 \cdot 10^{-8}$	$9 \cdot 10^{-8}$	$3.4 \cdot 10^{-8}$	$4.3 \cdot 10^{-8}$

Table 3. Standard deviations inside the half DH obtained with the DZPM for all the filters.

4. ACHROMATIC FOCAL PLANE WAVEFRONT SENSOR

The current version of the SCC is very sensitive to chromatism. Indeed, the SCC can estimate the electric field of the speckles only if they are spatially modulated by fringes. In monochromatic light, fringes are well contrasted in all the field of view (Fig 1, middle) whereas, in polychromatic light, because of the reduced temporal coherence of the star light, fringes get blurred in one direction and only part of the speckles are fringed (Fig 11, middle).

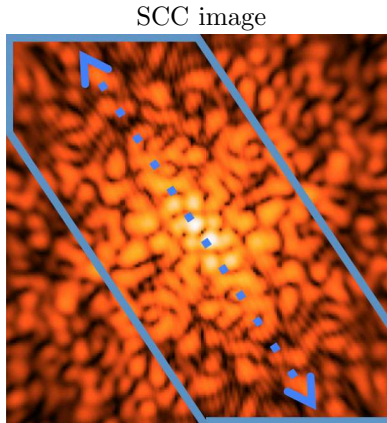


Figure 11. SCC image in polychromatic light R=16.

So, in polychromatic light, only part of the DH can be corrected. To overcome this problem, we propose a new version of the SCC: the multi-reference SCC. In §4.1, we present the upgraded version of the SCC, that is expected to be more achromatic. Finally, we present laboratory performance that confirm the interest of the multi-reference SCC in §4.2.

To test the upgraded version of our focal plane wavefront sensor (SCC), we use the DZPM coronagraph that shows better performance in white light than the prototype of the MFQPM.

4.1 Multi-reference SCC

In order to improve the performance in polychromatic light, we modify the first version of the SCC by adding other reference holes in the Lyot Stop (Fig. 12, Left). Adding another reference generates interference fringes in the speckles like the first one but in an other direction (Fig. 12, Middle). The directions of the fringe patterns depend on the positions of the SCC reference holes. Each SCC reference hole generates a fringe pattern in the focal plane that get blurred because of chromatism in the direction perpendicular to the fringe direction. By adding several references at chosen positions, the intensity of each speckle inside the DH can be spatially modulated by at least one of the fringe patterns. As we can see on the right of the Figure 12, each time we add a reference hole, a new couple of correlation peaks and small correlation peaks between the references appear in the Fourier plane. In order to be able to exploit the maximum of the information contained in those peaks, we avoid overlaps between them, with the central autocorrelation peak and with the small correlation peaks.

So we optimize the position of each SCC reference hole in order to spatially modulate the maximum of speckles inside the half DH.

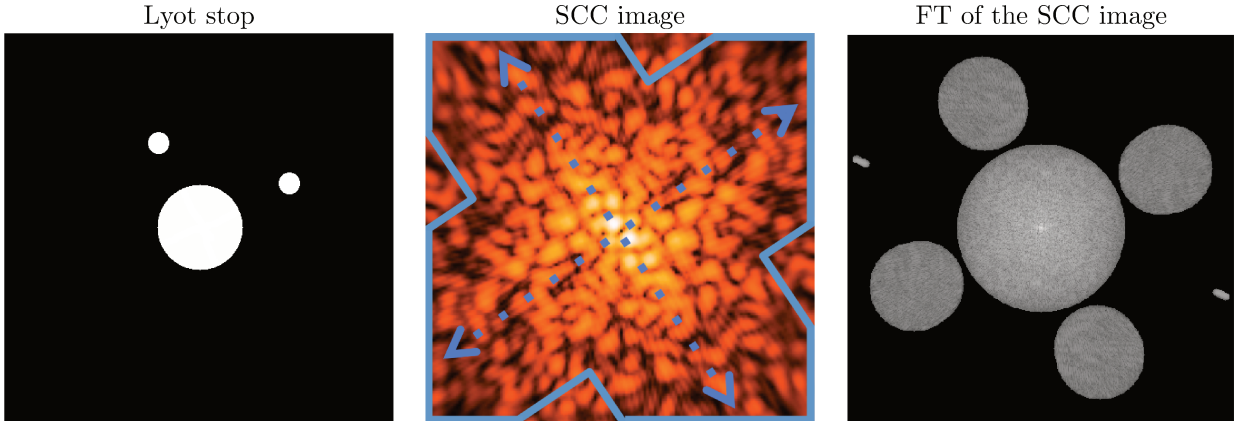


Figure 12. Left: Lyot stop with two references. Middle: SCC image in polychromatic light $R=16$. Right: Fourier transform of the SCC image.

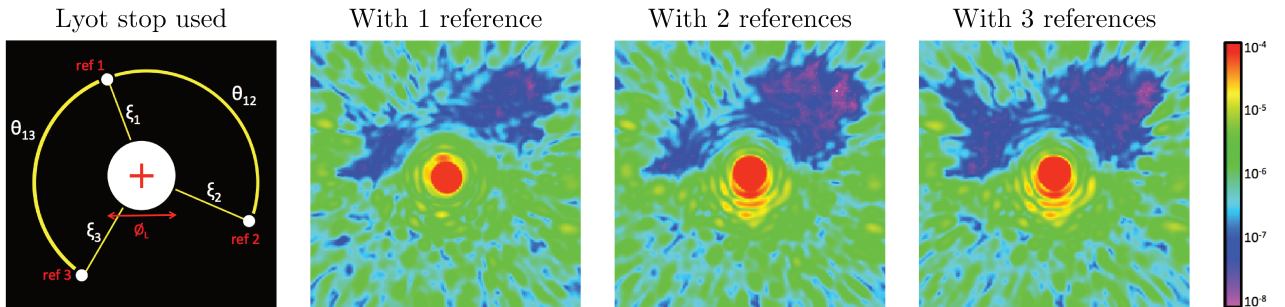


Figure 13. From left to right: Lyot stop and SCC reference holes. Correction with the reference 1, correction with the references 1 and 2, and correction with the 3 references. These images have been made with the association DZPM+Multi-reference SCC and the R8 filter. The size of the dark hole is 10.5 by $24\lambda_0/D$. The main dimensions of the Lyot stop are: the diameter of the diaphragm $\varnothing_L = 8$ mm, the diameter of all the references is $\varnothing_r = 0.3$ mm, the angles between the references $\theta_{12} = 135^\circ$, $\theta_{13} = 130^\circ$, the distances between the optical axis (red cross) and the center of each reference $\xi_1 = 1.76 \varnothing_L$, $\xi_2 = 1.89 \varnothing_L$ and $\xi_3 = 1.93 \varnothing_L$.

4.2 Correction

In this section, we present the results obtained in a half DH in polychromatic light (R8 filter) using a DZPM coronagraph and a SCC with one, two or three SCC reference holes. Images of the best corrections for each case are showed in Figure 13. Size of the dark hole that we tried to correct is 10.5 by $23\lambda_0/D$.

On the left of the figure, we give the configuration and the main dimensions of the Lyot stop. Then, in the second image from the left, we did a correction using a DZPM + 1 reference SCC. During the correction there is only one pattern of fringes so only some speckles are modulated because of chromatism. The correction is not efficient and only a small part of the DH is corrected. Using two reference holes (Fig. 13, third image), we have two patterns of fringes in the SCC image. More speckles are spatially modulated. A larger part of the half DH is corrected. With three reference holes (Fig. 13, right), we use three patterns of fringes. More speckles are spatially modulated. The correction is better and the major part of the DH is corrected.

In Figure 14, we present the best correction that we obtained in polychromatic light ($R=8$) using the DZPM+ 3 reference SCC. Once again, in this figure, we give the main dimensions of the DH and the associated 1σ contrast curve. As we can see, in this configuration we can reach contrast of the order of $2 - 4 \cdot 10^{-8}$ between 5 by $12\lambda_0/D$. The performance is very similar to the monochromatic performance. In other words, we built a coronagraphic device associated to a focal plane wavefront sensor which can control a DM to reach $\approx 3 \cdot 10^{-8}$ contrast in polychromatic light ($R=8$).

In conclusion, the multi-reference SCC, associated to an achromatic coronagraph as DZPM, is a focal plane wavefront sensor which is capable to reach contrasts of the order of 10^{-8} at a few λ_0/D of the central star in a

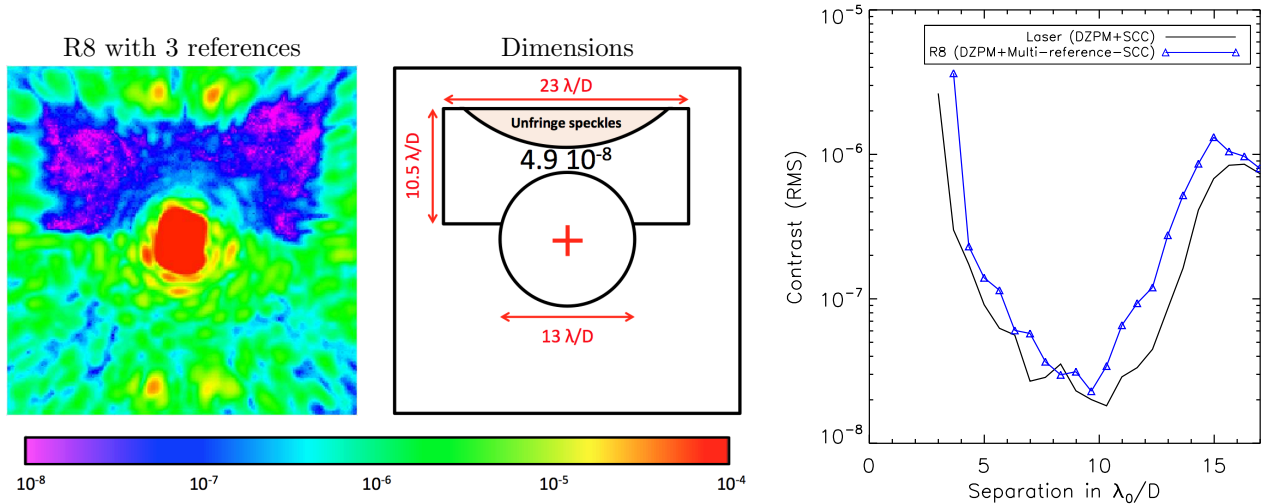


Figure 14. Left: experimental half DH obtained in polychromatic light (R8 filters) for the association DZPM+Multi-reference SCC. Middle: dimensions of the DH. Right: Associated 1σ contrast curve (black solid line) compared to the DZPM+SCC performance in monochromatic light (black line) computed inside the DH.

wide spectral band.

5. CONCLUSION

In conclusion, our laboratory experiments prove that the SCC works with other coronagraphs (MFQPM and DZPM) than FQPM. This was expected from numerical simulations but it is the first time that we demonstrate it in laboratory. Then, we prove that MFQPM and DZPM can reach high-contrast in monochromatic light: $3 \cdot 10^{-8}$ between 5 and $10 \lambda_0/D$ for MFQPM and $1 - 3 \cdot 10^{-8}$ between 5 and $10 \lambda_0/D$ for DZPM. We also prove that our DZPM prototype is achromatic enough to reach contrasts lower than $4 \cdot 10^{-8}$ between 6 and $12 \lambda_0/D$ over a $> 10\%$ bandpass.

Moreover, we have improved the SCC. The new version of the SCC, with several SCC reference holes into the Lyot stop, is more achromatic. In fact, we can suppress the speckles inside the DH to reach 10^{-8} contrast at a few λ_0/D of the central star over a $> 10\%$ bandpass.

The current limitations are the amplitude aberrations with low spatial frequencies and the uncorrected speckles outside the DH.

To enhance the size and contrast level of the DH, we will study two new improvements:

- In order to reduce the light that is diffracted inside the DH by speckles that are outside the DH, we will test a post coronagraphic apodizer.
- We will implement two more DM to correct for both amplitude and phase aberrations and create a full DH.²⁰

ACKNOWLEDGMENTS

This work is supported by the French Space Agency CNES and Observatoire de Paris.

REFERENCES

- [1] Marois, C., Macintosh, B., Barman, T., Zuckerman, B., Song, I., Patience, J., Lafrenière, D., and Doyon, R., “Direct Imaging of Multiple Planets Orbiting the Star HR 8799,” *Science* **322**, 1348– (Nov. 2008).
- [2] Marois, C., Zuckerman, B., Konopacky, Q. M., Macintosh, B., and Barman, T., “Images of a fourth planet orbiting HR 8799,” *Nature* **468**, 1080–1083 (Dec. 2010).
- [3] Lagrange, A.-M., Kasper, M., Boccaletti, A., Chauvin, G., Gratadour, D., Fusco, T., Ehrenreich, D., Apai, D., Mouillet, D., and Rouan, D., “Constraining the orbit of the possible companion to β Pictoris. New deep imaging observations,” *Astronomy and Astrophysics* **506**, 927–934 (Nov. 2009).
- [4] Konopacky, Q. M., Barman, T. S., Macintosh, B. A., and Marois, C., “Detection of Carbon Monoxide and Water Absorption Lines in an Exoplanet Atmosphere,” *Science* **339**, 1398–1401 (Mar. 2013).
- [5] Bordé, P. J. and Traub, W. A., “High-Contrast Imaging from Space: Speckle Nulling in a Low-Aberration Regime,” *Astrophysical Journal* **638**, 488–498 (Feb. 2006).
- [6] Baudoz, P., Boccaletti, A., Baudrand, J., and Rouan, D., “The Self-Coherent Camera: a new tool for planet detection,” in [*IAU Colloq. 200: Direct Imaging of Exoplanets: Science Techniques*], Aime, C. and Vakili, F., eds., 553–558 (2006).
- [7] Galicher, R., Baudoz, P., Rousset, G., Totems, J., and Mas, M., “Self-coherent camera as a focal plane wavefront sensor: simulations,” *Astronomy and Astrophysics* **509**, A31 (Jan. 2010).
- [8] Mazoyer, J., Baudoz, P., Galicher, R., Mas, M., and Rousset, G., “Estimation and correction of wavefront aberrations using the self-coherent camera: laboratory results,” *Astronomy and Astrophysics* **557**, A9 (Sept. 2013).
- [9] Mazoyer, J., Baudoz, P., Galicher, R., and Rousset, G., “High-contrast imaging in polychromatic light with the self-coherent camera,” *Astronomy and Astrophysics* **564**, L1 (Apr. 2014).
- [10] Rouan, D., Riaud, P., Boccaletti, A., Clénet, Y., and Labeyrie, A., “The Four-Quadrant Phase-Mask Coronagraph. I. Principle,” *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **112**, 1479–1486 (Nov. 2000).
- [11] Galicher, R., Baudoz, P., and Rousset, G., “Wavefront error correction and Earth-like planet detection by a self-coherent camera in space,” *Astronomy and Astrophysics* **488**, L9–L12 (Sept. 2008).
- [12] Mas, M., Baudoz, P., Mazoyer, J., Galicher, R., and Rousset, G., “Experimental results on wavefront correction using the self-coherent camera,” in [*Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*], *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* **8446** (Sept. 2012).
- [13] Abe, L., Domiciano de Souza, Jr., A., Vakili, F., and Gay, J., “Phase Knife Coronagraph. II - Laboratory results,” *Astronomy and Astrophysics* **400**, 385–392 (Mar. 2003).
- [14] Boccaletti, A., “Numerical Simulations for Coronagraphy. part II,” in [*EAS Publications Series*], Aime, C. and Soummer, R., eds., *EAS Publications Series* **12**, 165–176 (2004).
- [15] Baudoz, P., Galicher, R., Baudrand, J., and Boccaletti, A., “Theory and laboratory tests of the multi-stage phase mask coronagraph,” in [*Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*], *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* **7015** (July 2008).
- [16] Galicher, R., Baudoz, P., and Baudrand, J., “Multi-stage four-quadrant phase mask: achromatic coronagraph for space-based and ground-based telescopes,” *Astronomy and Astrophysics* **530**, A43 (June 2011).
- [17] Soummer, R., Dohlen, K., and Aime, C., “Achromatic dual-zone phase mask stellar coronagraph,” *Astronomy and Astrophysics* **403**, 369–381 (May 2003).
- [18] N’Diaye, M., Dohlen, K., Cuevas, S., Soummer, R., Sánchez-Pérez, C., and Zamkotsian, F., “Improved achromatization of phase mask coronagraphs using colored apodization,” *Astronomy and Astrophysics* **538**, A55 (Feb. 2012).
- [19] Roddier, F. and Roddier, C., “Stellar Coronagraph with Phase Mask,” *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **109**, 815–820 (July 1997).
- [20] Galicher, R., Baudoz, P., Delorme, J.-R., Mazoyer, J., Rousset, G., Firminy, J., Boussha, F., N’Diaye, M., Dohlen, K., and Caillat, A., “High-Contrast imaging on the THD bench: progress and upgrade,” in [*Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*], *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* (2014).

