



HAL
open science

Adaptive optics: correcting atmospheric turbulence effects on astronomical images

Gérard Rousset, Thierry Fusco

► **To cite this version:**

Gérard Rousset, Thierry Fusco. Adaptive optics: correcting atmospheric turbulence effects on astronomical images. *Comptes Rendus. Physique*, 2022, 23 (S1), pp.1-52. 10.5802/crphys.111 . hal-04105156

HAL Id: hal-04105156

<https://hal.science/hal-04105156v1>

Submitted on 24 May 2023

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

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



INSTITUT DE FRANCE
Académie des sciences

Comptes Rendus

Physique

Gérard Rousset et Thierry Fusco

Optique adaptative : correction des effets de la turbulence atmosphérique sur les images astronomiques

Published online: 3 March 2023

<https://doi.org/10.5802/crphys.111>

Part of Special Issue: Astronomy, Atmospheres and Refraction

Guest editors: Pierre Léna (Professeur émérite, Observatoire de Paris et Université de Paris, membre de l'Académie des sciences) and Luc Detwiller (Université Jean Monnet Saint-Etienne, CNRS, Institut d'Optique Graduate School, Laboratoire Hubert Curien UMR 5516, F-42023, SAINT-ETIENNE, France)



This article is licensed under the
CREATIVE COMMONS ATTRIBUTION 4.0 INTERNATIONAL LICENSE.
<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>



Les Comptes Rendus. Physique sont membres du
Centre Mersenne pour l'édition scientifique ouverte
www.centre-mersenne.org
e-ISSN : 1878-1535



Astronomy, Atmospheres and Refraction / *Astronomie, atmosphères et réfraction*

Optique adaptative : correction des effets de la turbulence atmosphérique sur les images astronomiques

Adaptive optics: correcting atmospheric turbulence effects on astronomical images

Gérard Rousset^{*, a} et Thierry Fusco^{b, c}

^a LESIA, Université Paris Cité, Observatoire de Paris, Université PSL, Sorbonne Université, CNRS, F-92190 Meudon, France

^b DOTA, ONERA, Université Paris Saclay (COMUE), Palaiseau, France

^c Aix Marseille Univ, CNRS, CNES, LAM, Marseille, France

Courriels : gerard.rousset@obspm.fr (G. Rousset), thierry.fusco@onera.fr (T. Fusco)

Résumé. L'optique adaptative (OA), installée aujourd'hui sur tous les très grands télescopes astronomiques, permet de s'affranchir de la limitation en résolution angulaire imposée aux grands télescopes au sol par les perturbations de la turbulence atmosphérique. Cet article de revue présente l'état de l'art du domaine pour les applications astronomiques. Il donne les principes de l'OA et décrit ses composants principaux que sont les miroirs déformables, les analyseurs de surface d'onde et les algorithmes de commande. L'article présente aussi les principales réalisations récentes et les projets en cours. D'abord pour l'imagerie directe des planètes extrasolaires par OA extrême et coronagraphie, en prenant comme exemple l'instrument SPHERE. Ensuite pour résoudre par étoile guide laser la problématique de la couverture du ciel trop faible et étendre la correction de l'OA au-delà du domaine isoplanétique. Ainsi les systèmes d'OA tomographiques assistés par laser sont présentés avec à chaque fois des exemples de réalisation comme pour l'OA à tomographie laser, l'OA multiconjuguée et l'OA multi-objet. Enfin les défis des télescopes géants, dits extrêmes, sont abordés en fin d'article avec un focus particulier sur le projet européen de l'Extremely Large Telescope (ELT).

Abstract. Today, adaptive optics (AO) is installed on all very large astronomical telescopes. It allows to overcome the limitation in angular resolution imposed on large ground-based telescopes by the atmospheric turbulence perturbations. This review paper presents the state of the art of the field for astronomical applications. It gives the principles of AO and describes its main components which are the deformable mirrors, the wavefront sensors and the control algorithms. The paper also presents the main recent achievements and ongoing projects. First, for the direct imaging of extra-solar planets by extreme AO and coronagraphy, taking as example the SPHERE instrument. Then to solve the problem of the very limited sky coverage by using laser guide star and to extend the AO correction beyond the isoplanatic patch. Thus, the various laser-assisted tomographic AO concepts are presented with examples of each realization as for the laser tomography AO, the

* Auteur correspondant.

multi-conjugate AO and the multi-object AO. Finally, the challenges of the new generation of giant telescopes are discussed at the end of the paper with a particular focus on the European Extremely Large Telescope (ELT) project.

Mots-clés. turbulence atmosphérique, imagerie, optique adaptative, analyse de surface d'onde, tomographie, étoile laser, miroir déformable.

Keywords. atmospheric turbulence, imaging, adaptive optics, wavefront sensing, tomography, laser guide star, deformable mirror.

Published online: 3 March 2023

1. Introduction

La turbulence atmosphérique induit des fluctuations spatiales et temporelles de l'indice de réfraction de l'air qui perturbent la propagation des ondes lumineuses arrivant des astres observés en introduisant des avances et des retards de phase qui dégradent sévèrement les images produites par les grands télescopes astronomiques au sol [1]. L'optique adaptative (OA) est une technique développée depuis 30 ans en astronomie pour corriger en temps réel la dégradation des images et atteindre ainsi la limite de la diffraction des télescopes. Les principes en ont été proposés pour la première fois par H. Babcock en 1953 [2] puis indépendamment par V. Linnik en 1957 [3]. L'OA consiste à corriger directement les aberrations évolutives de la surface d'onde à l'aide d'un miroir que l'on déforme en fonction des mesures faites par un appareil sensible aux perturbations de la surface d'onde. Dans les années 50, les technologies nécessaires à la réalisation d'une OA n'étaient pas encore matures. Il a donc fallu attendre les années 70-80 pour voir les toutes premières démonstrations faites dans le domaine de la défense associant des industriels [4], pour les applications à la focalisation de faisceaux lasers et à l'observation des satellites artificiels depuis le sol, principalement aux  tats-Unis mais aussi en Europe et en particulier en France. Les astronomes se sont aussi rapidement intéressés à ces technologies développées pour la défense et la première démonstration pour l'astronomie infrarouge ([5, instrument COME-ON]) a été faite en 1989 à l'Observatoire de Haute Provence par une équipe d'ingénieurs et de chercheurs français associée à l'European Southern Observatory (ESO) dans le cadre de la préparation du Very Large Telescope (VLT). Les travaux ont ensuite rapidement évolué dans la communauté astronomique pour conduire dans les années 2000 à l'équipement de tous les très grands télescopes de classe 8-10 m tels que Keck [6], Subaru [7], VLT [8], Gemini [9] et Large Binocular Telescope (LBT) [10]. Enfin dans les années 2010, de nouveaux concepts ont été développés et testés sur le ciel et certaines OA se sont même spécialisées pour répondre de manière plus performante à des programmes astrophysiques ciblés comme dans le cas de l'imagerie directe des planètes extrasolaires par exemple.

Cet article présente une revue du domaine actuel de l'OA incluant des développements les plus récents. Tout d'abord, la section suivante, la deuxième, introduit les fondamentaux de l'OA en partant de la formation d'image et en donnant les principes généraux. Une description des éléments clés constitutifs d'une OA est faite, passant en revue les miroirs déformables, les analyseurs de surface d'onde de types Shack-Hartmann et pyramide et le calcul de la commande. Cette partie se termine par les éléments permettant une évaluation des performances de l'OA en termes de qualité d'image et de variance résiduelle de phase. La troisième section porte sur les avancées récentes ayant conduit à la mise sur le ciel des instruments d'imagerie directe d'exoplanètes équipés d'OA extrême et inclut quelques résultats marquants. La section suivante, la quatrième, aborde le domaine des OA tomographiques assistées par laser pour accroître les performances des instruments et en particulier le champ de vue corrigé. Le principe des étoiles guides lasers est introduit pour solutionner le problème de la très faible couverture du ciel en OA

classique. Les limitations rencontrées dans la mise en œuvre de ces étoiles lasers sont pr esent es. Ensuite les syst emes tomographiques sont d ecrits comme l'OA dite à tomographie laser, l'OA multiconjugu e et l'OA distribuée dite multi-objet. A chaque fois, des exemples de syst emes op erationnels ou en projet sont données avec quelques r esultats marquants. Enfin, la cinqui eme section porte sur les d efis soulevées par les t elescopages g eants, dits extr emes, en projet qui seront tous équipées d'OA d'un niveau de complexit e encore jamais atteint.

2. Les fondamentaux de l'Optique Adaptative

2.1. Formation d'image

Pour comprendre le principe de l'OA, il faut partir de la th eorie de la formation des images en lumi ere incoh erente, caract eris ee par la r eponse impulsionnelle de l'instrument appel ee en optique : Fonction d'Etallement de Point (FEP) (Point Spread Function (PSF) en anglais). C'est l'image monochromatique d'une étoile non r esolue par le t elescope. Son expression pour la longueur d'onde d'observation λ est donn ee par la diffraction de Fraunhofer, c'est-à-dire le carrée du module de la transform ee de Fourier (TF) du champ  lectromagn etique scalaire $\Psi(\frac{\mathbf{r}}{\lambda})$ incident dans la pupille d'entr ee :

$$FEP(\boldsymbol{\alpha}) = \left| TF\left(\Psi\left(\frac{\mathbf{r}}{\lambda}\right)P\left(\frac{\mathbf{r}}{\lambda}\right)\right) \right|^2 \quad (1)$$

où $\boldsymbol{\alpha}$ est la direction angulaire dans le plan image, $\frac{\mathbf{r}}{\lambda}$ la coordonn ee dans le plan pupille duale de $\boldsymbol{\alpha}$ et $P(\frac{\mathbf{r}}{\lambda})$ la fonction d efinissant la transmission de la pupille. $P(\frac{\mathbf{r}}{\lambda})$ vaut 1 dans la pupille et 0 à l'ext erieur. Le champ incident peut être d efini par :

$$\Psi\left(\frac{\mathbf{r}}{\lambda}\right) = A\left(\frac{\mathbf{r}}{\lambda}\right)\exp\left(i\varphi\left(\frac{\mathbf{r}}{\lambda}\right)\right) \quad (2)$$

où A et φ sont respectivement l'amplitude et la phase du champ. La surface sur laquelle la phase φ est constante est appel ee surface d'onde. Par exemple, elle est plane pour une onde dite « plane » comme c'est le cas au-dessus de l'atmosph ere pour les ondes nous arrivant des étoiles qui sont à tr es grande distance. De plus pour une onde plane, l'amplitude A est une constante. Dans le cas d'une onde plane incidente sur la pupille, la FEP est dite limit ee par la diffraction et est simplement donn ee par le module carrée de la TF de la fonction pupille P à une constante pr es. Pour une pupille dont la forme est un disque, la FEP est la tache d'Airy. Sa largeur angulaire à mi-hauteur est alors donn ee par λ/D où D est le diam etre du t elescope. Cette largeur donne la r esolution angulaire ultime de l'instrument. Par exemple, elle vaut 0,01 seconde d'arc ou 10 mas (mas : milli-seconde d'arc) pour un t elescope de 10 m à une longueur d'onde de 0,5 μm .

Par contre en imagerie à travers l'atmosph ere, A et φ vont fluctuer dans la pupille comme cons equence de la propagation des ondes à travers la turbulence atmosph erique (voir D. Bonneau dans ce num ero [11] et [1]). Les surfaces d'onde ne sont plus planes. La phase φ dans la pupille pr esente des avances et des retards locaux. Les fluctuations de A se traduisent par le ph enom ene de scintillation des étoiles observable à l'oeil nu. Mais sur les sites des grands t elescopages astronomiques, l'impact de ces fluctuations d'amplitude reste tr es faible par rapport à celui induit par les fluctuations de la phase. On peut g en eralement faire l'hypoth ese dite de champ proche qui revient à n egliger la scintillation pour la formation des images comme si toute la turbulence était localis ee au niveau du sol [1]. La FEP est alors donn ee par :

$$FEP(\boldsymbol{\alpha}) = \left| TF\left(A_0\exp\left(i\varphi\left(\frac{\mathbf{r}}{\lambda}\right)\right)P\left(\frac{\mathbf{r}}{\lambda}\right)\right) \right|^2 \quad (3)$$

où A_0 est l'amplitude suppos ee constante dans la pupille. Ainsi pour recouvrer une FEP à la limite de la diffraction (donn ee par une onde plane non perturb ee), il faut compenser en temps r eel les fluctuations de φ .

D'apr es les propri et es de l'atmosph ere [11], la turbulence induit des fluctuations de l'indice de l'air qui se traduisent directement par des fluctuations (appel ees écart aberrant δ) du chemin optique des rayons incidents. Comme l'indice de l'air est tr es faiblement d ependant de la longueur d'onde, l'écart aberrant peut être consid er e en premi ere approximation comme achromatique.   la longueur d'onde λ , les fluctuations de phase r esultantes exprim ees en radians sont simplement donn ees par :

$$\varphi = 2\pi\delta/\lambda \quad (4)$$

  noter que les fluctuations turbulentes de φ sont donc par d efinition chromatiques. Ainsi plus la longueur d'onde d'observation sera courte, plus φ sera grand et donc, plus la FEP sera d egrad ee par la turbulence comme on peut le montrer à partir de l'équation (3).

Si l'on consid ere maintenant une image longue pose, du fait des fluctuations temporelles de la phase turbulente, la FEP moyenne est liss ee et se r ev ele être tr es élargie par rapport à la limite de diffraction. Sa largeur à mi-hauteur, appel ee le *seeing*, est comprise entre typiquement 0,5 et 1,5 seconde d'arc sur les meilleurs sites astronomiques. Elle est donn ee par le rapport λ/r_o où r_o est le diamètre de Fried [12] correspondant à un diamètre équivalent de télescope [11] et pouvant atteindre de l'ordre de 10 cm pour les longueurs d'onde du visible, donc bien plus petit que les diamètres des grands télescopes astronomiques. L'expression du diamètre de Fried est donn ee par :

$$r_o = \left[0,423 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \frac{1}{\cos\gamma} \int_0^{+\infty} C_n^2(h) dh \right]^{-\frac{3}{5}} \quad (5)$$

où $C_n^2(h)$ est le profil de la constante de structure des fluctuations de l'indice de réfraction de l'air en fonction de l'altitude h et γ la distance zénithale pour la ligne de vis ee [11]. Le diamètre de Fried sera d'autant plus petit (et donc le seeing large, dit aussi *mauvais*) que la longueur d'onde sera courte, la constante de structure de l'indice $C_n^2(h)$ forte et que l'observation se fera loin du zénith. Le diamètre de Fried peut aussi être reliée directement à la phase turbulente. Le calcul de la variance spatiale de la phase sur la pupille en moyenne sur la statistique de la turbulence, not ee ici σ_φ^2 , conduit à :

$$\sigma_\varphi^2 = \left\langle \frac{1}{S_{pupille}} \int_{pupille} (\varphi(\mathbf{r}) - \bar{\varphi})^2 d\mathbf{r} \right\rangle = 1,03 \left(\frac{D}{r_o} \right)^{\frac{5}{3}} r ad^2 \quad (6)$$

où $\langle \rangle$ est la moyenne statistique, $S_{pupille}$ la surface de la pupille et $\bar{\varphi}$ la phase moyenne sur la pupille. Dans cette équation, le chromatisme de la phase est portée par le diamètre de Fried qui varie selon $\lambda^{6/5}$. Cette équation montre que sur une pupille de diamètre r_o , l'écart quadratique moyen de la phase turbulente σ_φ vaut 1 rad (c'est-à-dire en écart aberrant $\sigma_\delta \sim \lambda/6$) ce qui est une valeur plut ot faible en terme de perturbation et correspond à des images peu d egrad ees. Dans ce cas, la FEP instantan ee est tr es proche de la limite de diffraction et essentiellement affect ee d'un déplacement aléatoire autour du foyer du télescope correspondant en terme de surface d'onde à un angle d'arriv ee (basculement du plan d'onde) fluctuant dans le temps. C'est la situation rencontr ee sur des télescopes d'amateur de petit diamètre.

Enfin les fluctuations spatiales de la phase peuvent être caract eris ees par leur spectre Φ_φ (en fait la densit e spectrale de puissance) directement d eduit des fluctuations d'indice (voir [1] et [11]) :

$$\Phi_\varphi(\mathbf{k}) = 0,023 r_o^{-\frac{5}{3}} |\mathbf{k}|^{-\frac{11}{3}} \quad (7)$$

où $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$ est la fréquence spatiale duale de la coordonn ee spatiale $\mathbf{r} = (x, y)$ sur la surface d'onde. Il s'agit du spectre de Kolmogorov exprimée pour la phase avec sa loi de puissance caract eristique en $-11/3$. Il est valide sur le domaine inertiel entre la grande échelle à laquelle est inject ee l'énergie turbulente et la petite échelle à laquelle l'énergie se dissipe par viscosit e. Ce spectre nous dit que les perturbations de phase sont domin ees par les tr es basses fréquences

spatiales avec une décroissance très rapide de la force des hautes fréquences. Sur une pupille de télescope, cela se traduit par la prépondérance des fluctuations du basculement de l'onde devant les fréquences spatiales plus élevées déformant la surface d'onde.

2.2. Principe de l'Optique Adaptative

Le principe de l'OA en astronomie repose sur la compensation des perturbations turbulentes de chemin optique par un miroir déformable (MD) introduisant un écart aberrant opposé dans l'air, donc lui aussi achromatique. L'instrument équipé d'une OA peut ainsi fonctionner sur une large bande spectrale. Le schéma de principe de l'OA est présenté sur la figure 1. L'onde perturbée issue du télescope est réfléchie sur le MD dont la forme est adaptée à chaque instant. Après réflexion, la surface d'onde corrigée est proche d'une onde plane. La lumière est ensuite séparée en deux voies, l'une pour former l'image proche de la limite de la diffraction et l'autre pour mesurer les perturbations de la surface d'onde par un analyseur de surface d'onde (ASO). La lame séparatrice est le plus souvent de type dichro ique, par exemple : l'image est observée dans le domaine infrarouge où la dégradation des images est moins sévère et l'analyse de surface d'onde se fait dans le domaine visible en profitant de l'achromaticit  des perturbations de chemin optique. Les mesures de l'ASO sont traitées par un calculateur pour déterminer la forme à donner à la surface du MD et lui appliquer la commande correspondante en temps réel. Ce schéma représente un asservissement en boucle fermée où l'ASO ne mesure que les erreurs laissées sur la surface d'onde par la correction apportée par le MD et où la forme du MD est réajustée à chaque nouvelle commande à partir de la mesure de ces erreurs. Ces erreurs ont différentes sources qui seront présentées dans la section 2.6. Nous allons maintenant nous intéresser aux caractéristiques des composants d'un système d'OA avant de chiffrer ses performances. Pour approfondir ces sujets, le lecteur est invité à consulter les deux livres suivants : [13] et [14].

2.3. Miroirs déformables

Nous présentons ici un survol des MD les plus utilisés en astronomie. Le principe général en est donné sur la figure 2. Le miroir est lui-même une plaque très mince (ou une membrane) réfléchissante à l'arrière de laquelle sont « fixés » des actionneurs. Ceux-ci poussent ou tirent sur la surface arrière du miroir en fonction de l'amplitude et du signe de la commande électrique (tension ou courant) qui leur est appliquée, ce qui se traduit par une déformation de la surface supérieure où se réfléchit la lumière. L'écart aberrant ainsi induit sur la surface d'onde est le double de la déformation mécanique du miroir. Cette déformation reste dans le domaine élastique car elle est typiquement inférieure ou de l'ordre de la dizaine de micromètres; la valeur requise de la déformation dépend des conditions d'observation et du diamètre du télescope. Le temps de réponse du MD doit être court, typiquement inférieur à la milliseconde pour pouvoir assurer une correction efficace. Le plus souvent, le MD est installé dans un plan conjugué de la pupille sur le trajet optique de la lumière se propageant dans l'instrument scientifique. Le maillage des actionneurs à l'arrière du miroir doit être régulier et couvrir toute la pupille afin d'agir sur la totalité de la surface d'onde; les mailles utilisées sont généralement carrées ou triangulaires.

Le nombre total d'actionneurs requis sur le MD peut varier considérablement en fonction des conditions expérimentales considérées. Ce nombre d'actionneurs est typiquement donné par le rapport $(D/r_o)^2$ pour obtenir des performances satisfaisantes que nous discuterons en section 2.6. Compte tenu de la chromaticité de r_o , ce rapport montre déjà que les OA pour la correction dans le proche infrarouge seront bien moins complexes à réaliser que pour le domaine du visible. Ainsi aujourd'hui, les systèmes opérationnels sont dimensionnés pour le proche

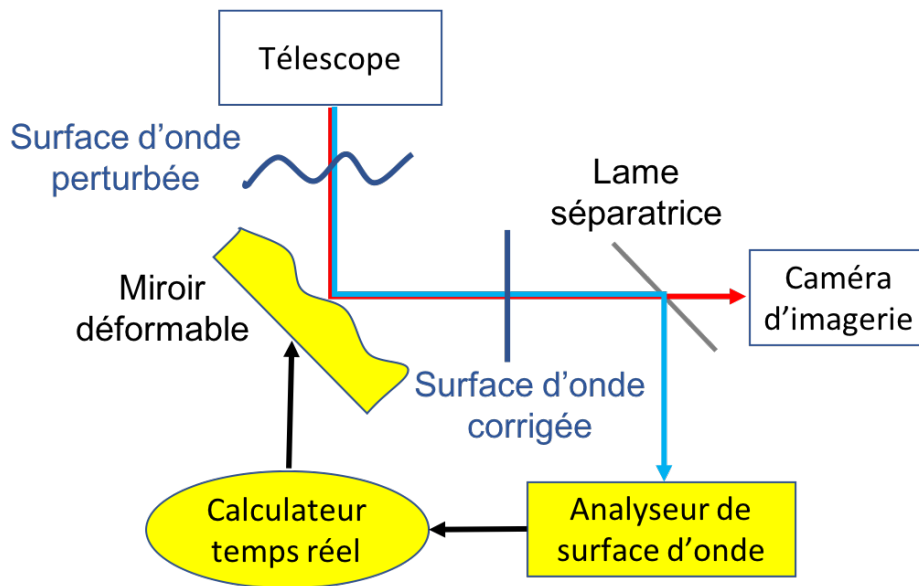


FIGURE 1. Schéma de principe de l'optique adaptative. Le système est constitué d'un miroir déformable qui corrige la surface d'onde, d'une lame séparatrice qui partage la lumière entre la voie d'imagerie et la voie d'analyse de surface d'onde. L'analyseur mesure les erreurs sur la surface d'onde qui sont utilisées par le calculateur temps réel pour mettre à jour la forme à donner au miroir. Il s'agit d'un asservissement en boucle fermée car l'analyseur voit l'effet de la correction apportée par le miroir déformable.

infrarouge. Par ailleurs, plus le nombre d'actionneurs sera élevé, plus le MD pourra corriger les hautes fréquences spatiales de la surface d'onde, sans bien sûr négliger la correction des basses fréquences! Le plus souvent, on dédie un miroir plan adaptatif, basculant autour des deux axes x et y de la pupille, à la correction des basculements de l'onde qui dominent la perturbation. Ainsi l'amplitude de la déformation demand e au MD s'en trouve réduite.

On trouve aujourd'hui des MD allant de quelques dizaines d'actionneurs jusqu'à plusieurs milliers! Ce qui correspond à avoir typiquement entre 5 et 70 actionneurs dans le diamètre du télescope. Plusieurs technologies sont exploitt es pour fabriquer un MD (voir par exemple [14] et [15]).

- Les actionneurs peuvent être réalisés à partir d'un matériau piézoélectrique qui soumis à une haute tension va se dilater ou se contracter suivant le signe. L'intensité de la force appliquée par l'actionneur sur le miroir est importante; celui-ci peut être constitué d'une plaque mince de verre de l'ordre de 2 mm d'épaisseur. Le pas interactionneur minimal est de l'ordre de 5 mm ce qui conduit à des MD de taille importante pour les grands nombres d'actionneurs.   noter qu'on trouve aussi des MD utilisant ces matériaux piézoélectriques sous forme de plaques collées directement à l'arrière du miroir et qui exploitent un effet bimorphe pour déformer le miroir.
- Les actionneurs peuvent être de type électromagnétique : constitués d'une microbobine (fixée à la plaque de référence) qui en fonction de l'intensité du courant électrique circulant va attirer ou repousser un petit aimant fixé lui en regard à l'arrière du miroir. La force produite étant plus faible que dans le cas de l'effet piézoélectrique, les miroirs sont des membranes de silicium, de l'ordre de la centaine de micromètres d'épaisseur, flottantes

devant les bobines et uniquement tendues et fixées sur leur pourtour (contrairement au dessin de la figure 2). Le pas interactionneur peut être de l'ordre du millimètre, permettant une haute densité d'actionneurs pour une taille raisonnable du MD ce qui résulte en un encombrement limité de l'instrument dans lequel il sera intégré.

- Mais la plus haute densité d'actionneurs peut être obtenue à partir des technologies des microsystèmes électro-mécaniques (en anglais Micro Electro-Mechanical System (MEMS)) atteignant un pas interactionneur de 300 μm . L'actionneur est alors constitué de deux électrodes aux bornes desquelles on applique une tension qui crée une force électrostatique attirant ou repoussant l'électrode mobile fixée au miroir. Ici la force étant très faible, le miroir est une membrane extrêmement mince de quelques micromètres d'épaisseur.   noter que l'amplitude maximale utile de la déformation est très limitée sur ces miroirs, de l'ordre du micromètre. Par ailleurs, ces microsystèmes sont très fragiles : ils sont donc protégés par une fenêtre optique placée devant le miroir.

Les technologies rapidement présentées ci-dessus sont celles des MD implantés dans les instruments scientifiques accrochés aux foyers des télescopes. Ces instruments nécessitent l'utilisation de nombreuses pièces optiques pour transporter les faisceaux, conjuguer les plans pupilles et les plans focaux et adapter les grandissements au besoin. Les nombreuses surfaces optiques mises en jeu induisent une perte en transmission des photons incidents et donc une réduction de la sensibilité de l'instrument. Par exemple, si chaque surface a une transmission de 95 %, pour un instrument en comptant une vingtaine la transmission globale n'est plus que de 36 %. Dans le domaine de l'infrarouge thermique, se rajoute en plus l'émissivité propre, même très faible, de chaque surface qui conduit à accroître le fond thermique si ces surfaces ne sont pas refroidies et

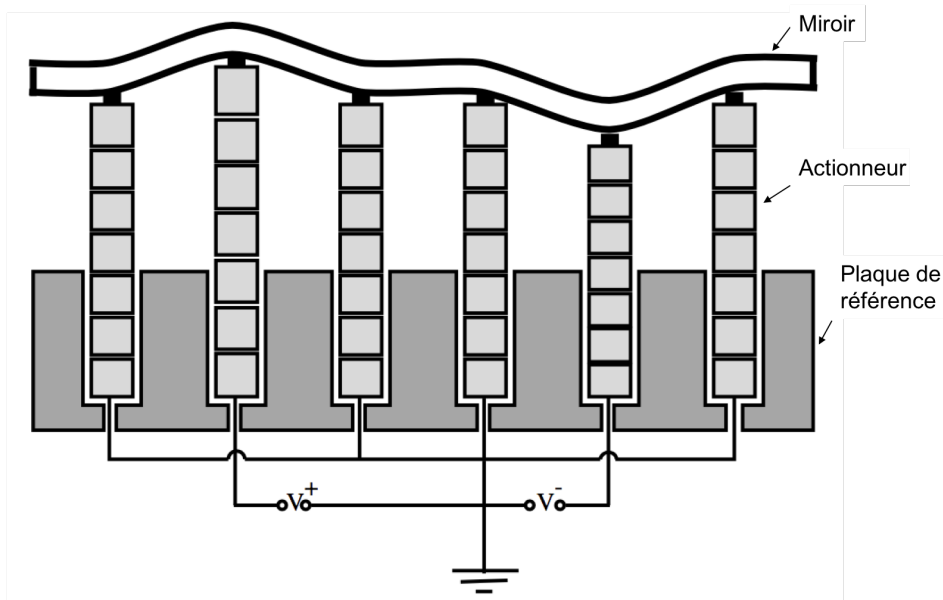


FIGURE 2. Schéma de principe d'un miroir déformable (Source : O. Lai 1996). Les actionneurs sont fixés à une plaque de référence rigide et à l'arrière du miroir   déformer. Pour une tension respectivement positive ou négative, un actionneur pousse ou tire sur le miroir, le déformant localement. Sa surface supérieure ainsi déformée où se réfléchit la lumière, introduit alors l'écart aberrant souhaité.

donc à limiter aussi la sensibilité aux sources faibles. Ceci a conduit les astronomes à proposer d'intégrer le MD dans le télescope : sur le miroir secondaire dénommé alors secondaire adaptatif [16] et [17]. Le secondaire adaptatif est d'abord constitué d'une coque mince de verre convexe ou concave, d'épaisseur typique de 2 mm et de diamètre de l'ordre de 1 m pour un télescope de classe 8 m (voir figure 3).

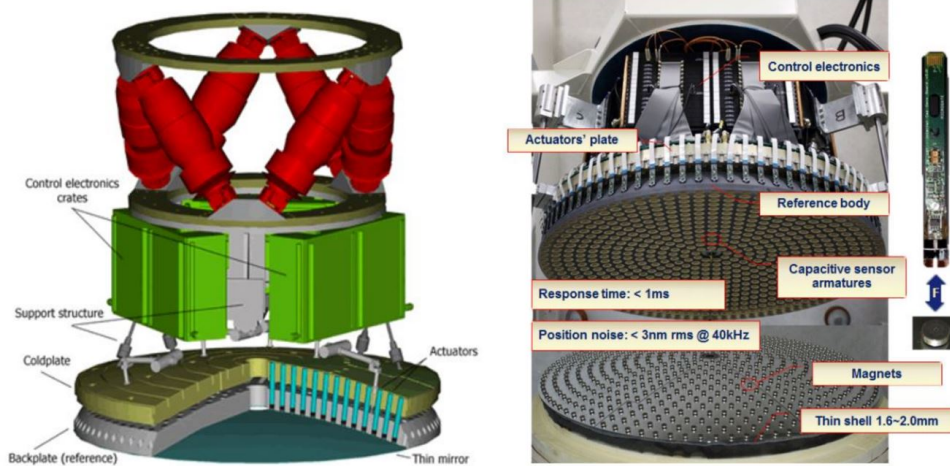


FIGURE 3. Dessin (gauche) et photographie en cours d'intégration (droite) du secondaire adaptatif du LBT. Crédits : Microgate et ADS.

C'est le miroir lui-même, à déformer, à l'arrière duquel sont collés les aimants constituant les premières parties des actionneurs électromagnétiques. Les secondes parties sont les bobines fixées elles sur un support épais de référence, elles créent la force électromagnétique nécessaire à la mise en mouvement des aimants et donc à la déformation de la coque mince. Les intensités des courants mis en jeu sont élevées pour pouvoir créer une force suffisante et provoquent une dissipation thermique importante au niveau de chaque actionneur qui doit être évacuée hors du télescope par la circulation d'un fluide caloporteur. De plus, à ces actionneurs sont associés des capteurs capacitifs permettant une mesure précise et temps réel de la position du miroir vis-à-vis du support de référence afin d'assurer un asservissement local de la déformation du miroir. Le pas interactionneur est large, de l'ordre de 30 mm, mais sur un miroir de 1 m de diamètre cela conduit à disposer de l'ordre de 1 000 actionneurs. On voit donc qu'un secondaire adaptatif est un système très complexe et donc très cher à développer, quatre très grands télescopes en sont actuellement équipés : le Multi-Mirror Telescope (MMT) [17], le LBT [10], le Magellan Telescope [18] et le VLT [19].

2.4. Analyseurs de surface d'onde

L'analyseur de surface d'onde (ou de front d'onde) est le dispositif en charge de la mesure de la perturbation de la surface d'onde par rapport à une surface de référence correspondant à un instrument fonctionnant à la limite de la diffraction. Il s'agit en fait de mesurer la phase du champ électromagnétique. Or aux longueurs d'onde optiques, il n'existe pas de détecteur répondant à des fréquences temporelles de l'ordre de plusieurs centaines de térahertz afin de donner accès à

la phase de l'onde. Les détecteurs disponibles sont des détecteurs de l'intensité lumineuse, c'est-à-dire l'amplitude au carré du champ. Il est donc nécessaire d'utiliser des techniques indirectes qui vont coder l'information de phase φ en variation d'intensité détectable. Pour approfondir le sujet sur les différents types d'analyseur, le lecteur est invité à consulter par exemple [14]. Nous ne présentons ici qu'une synthèse.

- En premier lieu, former une FEP sur une matrice bidimensionnelle de détecteurs, c'est déjà coder l'information de phase en intensité, de manière non linéaire comme exprimé par l'équation (3). Il est ainsi possible de développer des méthodes d'inversion de cette équation pour la mesure de surface d'onde à partir d'images, malgré l'ambiguïté sur l'argument de la TF de par le module carré. Par exemple, la *diversité de phase* utilise deux images dont une est défocalisée par rapport à l'autre d'une quantité connue; elle peut même fonctionner sur des images prises sur un objet étendu. Mais ces méthodes sont encore difficilement transposables au fonctionnement en temps réel de l'OA.
- La technique la plus connue pour accéder à la surface d'onde est l'interférométrie où les franges d'interférence obtenues dans la superposition du faisceau à analyser avec un faisceau de référence codent la phase recherch e. Cette technique est largement utilisée en laboratoire pour le contrôle de la qualité des surfaces optiques. Cependant pour les observations astronomiques, un faisceau de référence de laboratoire n'est pas utilisable du fait de l'incohérence avec la lumière stellaire. Il faut donc faire interf rerer le faisceau à analyser avec une réplique de lui-même. Par exemple, une réplique peut être obtenue à partir d'une séparation en amplitude et être ensuite superposée avec un faible décalage latéral au faisceau à analyser dans un plan conjugué de la pupille. Les franges rendent compte du déphasage existant entre deux points du faisceau séparés du décalage. C'est l'*interféromètre à décalage latéral*, utilisé lors des premières démonstrations de l'optique adaptative, constitué de deux voies parallèles : l'une pour un décalage selon x et l'autre selon y . Ils mesurent ainsi le gradient spatial de la phase recherch e dans la pupille. D'autres schémas optent pour un filtrage spatial de la réplique afin de créer une onde quasi plane et d'accéder à la phase plutôt que le gradient comme par exemple pour l'*interféromètre de Smartt*.
- Les analyseurs actuellement les plus répandus reposent sur des principes issus de l'optique géométrique. La propriété exploitée est la perpendicularité des rayons lumineux à la surface d'onde. Ainsi mesurer la déviation par rapport à un axe optique des rayons lumineux dans un faisceau, c'est avoir accès à la pente (ou à la courbure) locale de la surface d'onde. Nous nous intéressons ici à l'analyseur de Shack–Hartmann (SH), le plus répandus à ce jour dans les OA opérationnelles, et à l'analyseur à Pyramide qui connaît actuellement un très fort intérêt.

Le dimensionnement de ces analyseurs est déterminé par le besoin d'échantillonner et de mesurer les hautes fréquences spatiales de la phase turbulente pour obtenir une haute qualité de correction. Généralement, on est amené à choisir un nombre de points de mesure sur l'analyseur qui est très proche du nombre d'actionneurs du MD, c'est en fait le nombre de degrés de liberté du système qui peut être de l'ordre de $(D/r_o)^2$. On cherche donc une bonne correspondance entre les deux composants en évitant le plus souvent de surcharger le calculateur temps réel avec des mesures surnuméraires.

Le choix du détecteur à utiliser dans l'analyseur est aussi crucial : il doit offrir suffisamment de pixels (entre 50^2 et 800^2) et une fréquence de lecture élevée (~ 1 kHz ou plus) pour assurer une mesure précise et avoir un rendement quantique élevé sur une large bande spectrale ($\geq 50\%$) et un très faible bruit électronique par pixel et par trame ($<$ quelques électrons) pour maximiser le rapport signal sur bruit. Aujourd'hui on peut trouver dans le visible des matrices CCD (Charge

Coupled Device) et CMOS (Complementary Metal Oxyde Semiconductor) et dans le proche infrarouge des matrices de photodiodes à avalanche qui répondent à ces exigences.

Enfin, notons que la source lumineuse dans le ciel à utiliser pour analyser la surface d'onde est appelée de manière générique * toile guide*. Elle peut être naturelle comme une étoile ou un cœur de galaxie, on utilise alors l'acronyme *NGS* pour Natural Guide Star en anglais. Nous verrons aussi que l'étoile guide peut être cr e e par laser (voir section 4.2).

2.4.1. Analyseur de Shack–Hartmann

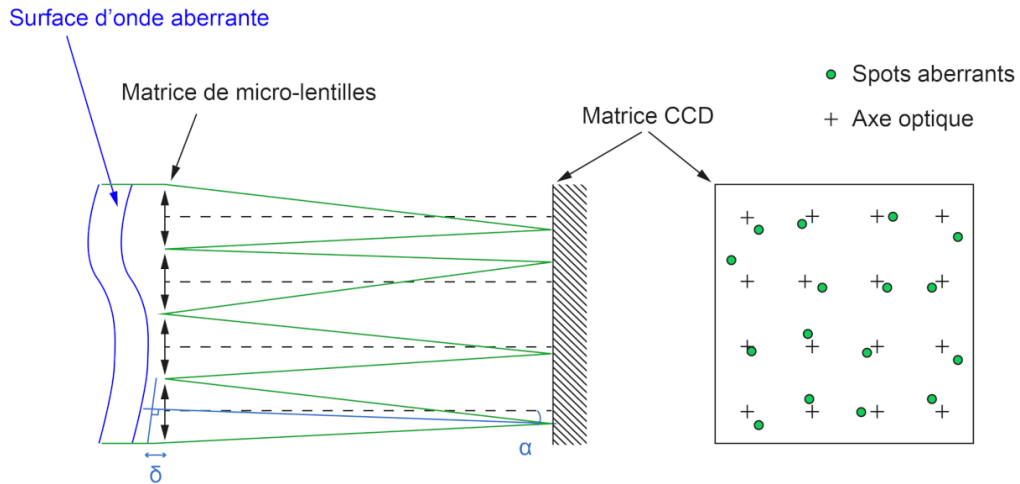


FIGURE 4. Principe de l'ASO de SH.   gauche, un réseau de microlentilles, conjugué de la pupille, la découpe en sous-pupilles créant des sous faisceaux symbolisant les rayons lumineux et forme un réseau de spots images sur une matrice CCD dans le plan focal.   droite, le réseau des spots images : le décalage de chaque spot (vert) par rapport à l'axe optique de la microlentille (croix) donne l'angle d'incidence local α et donc l'écart aberrant δ entre les rayons en bord de sous-pupille.

Le principe de l'ASO de SH est issu du test optique utilisé par Hartmann dans les années 1900 pour le contrôle des grands miroirs de télescope. L'écran opaque percé de trous, pour définir des rayons lumineux dont on mesure la déviation, a été ici remplacé par Shack [20] par une matrice compacte de microlentilles permettant d'exploiter au mieux tous les photons incidents. Le principe est présenté sur la figure 4. Le SH mesure les pentes locales $\alpha = (\alpha_x, \alpha_y)$ de la surface d'onde sur un réseau de sous pupilles par l'intermédiaire d'une matrice de microlentilles conjuguées de la pupille formant un réseau de spot images sur une matrice CCD. Ici, les points de mesure de l'analyseur sont les sous-pupilles définies par les microlentilles. Le décalage de chaque spot donne l'information sur la pente qui se traduit en un écart aberrant δ connaissant le diamètre de la microlentille. Le SH donne donc accès à la mesure du gradient spatial de la surface d'onde : l'écart aberrant local par sous-pupille. Par ailleurs, la position de chaque spot image sur le CCD ne dépend pas de la longueur d'onde. Ainsi le SH est parfaitement achromatique sur les perturbations de surface d'onde dues à la turbulence et peut donc fonctionner en large bande spectrale pour maximiser le nombre de photons détectés dans la mesure.   noter que les axes optiques donnés par les foyers des microlentilles sont  talonnables à partir d'une onde plane issue d'une source artificielle de laboratoire sur axe, indépendamment des astres à observer.

Pour chaque sous-pupille, la mesure de la pente locale (α_x, α_y) peut être obtenue à partir d'un calcul de la position du centre de gravité du spot image :

$$\alpha_x f_{\mu l} = \frac{\sum_{i,j} x_{i,j} I_{i,j}}{\sum_{i,j} I_{i,j}} \quad (8)$$

dans l'hypothèse des petits angles où $f_{\mu l}$ est la distance focale des microlentilles, $I_{i,j}$ l'intensité du spot image sur le pixel du CCD d'indice (i, j) et de coordonnées $(x_{i,j}, y_{i,j})$ dont l'origine est donnée par le foyer de la microlentille. La même équation peut être écrite pour la coordonnée en y du centre de gravité. Notons que la distance focale $f_{\mu l}$ est la grandeur permettant de régler le « gain » (la sensibilité) de l'analyseur : plus elle sera grande et plus l'analyseur sera sensible à de faibles pentes locales (α_x, α_y) . L'angle d'arrivée dans la pupille d'entrée du télescope $(\alpha_{px}, \alpha_{py})$ est ensuite donné par :

$$\alpha_{px} = \alpha_x \frac{d_{\mu l}}{d_{sp}} = \frac{\lambda}{2\pi S_{sp}} \int_{ss-pup} \frac{\partial \varphi}{\partial x} dx dy \quad (9)$$

où $d_{\mu l}$ est le diamètre d'une microlentille, d_{sp} le diamètre de la sous-pupille correspondante dans la pupille d'entrée, S_{sp} la surface de cette même sous-pupille sur laquelle est moyenn e la dérivée partielle de la phase φ . D'après l'équation (9) (et celle selon l'axe y), l'analyseur de SH mesure donc le gradient de la phase dans la pupille, moyenné par sous-pupille. Enfin, remarquons que $\delta = (\alpha_x d_{\mu l}, \alpha_y d_{\mu l})$ est l'écart aberrant en bord de sous-pupille mesurée par l'analyseur ; il se conserve quel que soit le plan pupille considéré dans l'instrument.   noter que la variance de l'angle d'arrivée dans la pupille d'entrée est connue pour la statistique de la turbulence atmosphérique, voir [1].

L'ASO de SH peut être très compact en réalisant une matrice de microlentilles de taille égale à la taille de la matrice de détecteurs et en l'installant directement devant le CCD, comme représenté sur la figure 4. En amont, il s'agit de réaliser un système optique conjuguant la pupille et le plan focal du télescope respectivement sur la matrice de microlentilles et sur son plan focal. Le nombre de pixels à prévoir pour l'enregistrement de l'image formée par une microlentille est à optimiser en fonction des conditions expérimentales. On peut être amené à choisir de ne mettre que 2x2 pixels (un quatre quadrants) pour de faibles écarts aberrants locaux à mesurer en minimisant la contribution du bruit électronique au prix d'une mesure peu linéaire avec une saturation possible sur des occurrences de grandes perturbations. On peut chercher à augmenter le nombre de pixels en échantillonnant correctement l'image (2 pixels dans $\lambda f_{\mu l} / d_{\mu l}$) afin d'avoir une mesure plus linéaire. Ceci s'obtient par le choix approprié de la distance focale $f_{\mu l}$. Pour des sources étendues comme par exemple les étoiles guides laser (voir section 4.2), ce nombre de pixels peut être encore plus important pour couvrir l'image formée sans aucune troncature ou pour éviter le recouvrement avec la microlentille voisine. Le champ alloué pour la mesure de l'angle d'arrivée locale est ainsi à optimiser pour permettre d'imager la source observée tout en limitant la contribution du fond de ciel : sur le capteur CCD chaque microlentille image le fond de ciel, toutes ces images se superposent induisant un bruit de fond. Un diaphragme de champ est donc installé dans le plan focal en amont de l'analyseur et sa taille est choisie pour correspondre à la zone du CCD allouée à une microlentille pour l'enregistrement de l'image et la mesure de l'angle d'arrivée.   noter que sur la granulation solaire, ce diaphragme est essentiel. Sur NGS, la taille angulaire sur le ciel de ce diaphragme peut être typiquement de quelques λ / d_{sp} .   titre d'exemple pour un champ choisi de $3\lambda / d_{sp}$ et un échantillonnage correct de l'image de l'étoile, on a alors 6x6 pixels par microlentille. Pour une matrice de 40x40 microlentilles, le détecteur de l'analyseur doit alors avoir 240x240 pixels.

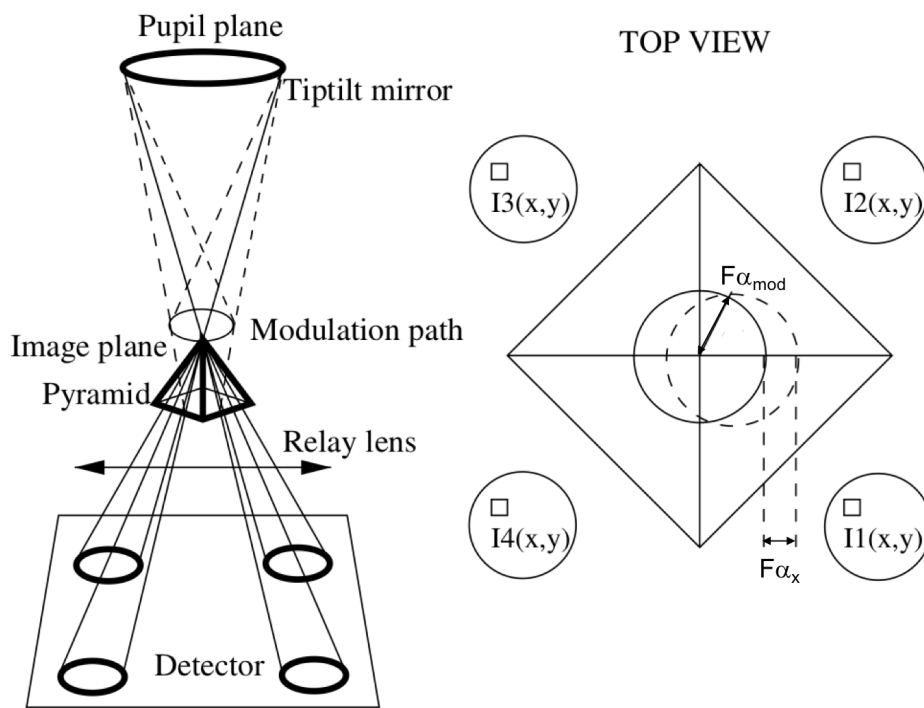


FIGURE 5. Principe de l'ASO   pyramide.   gauche, vue de côté : le faisceau est focalisé au sommet de la pyramide, la lentille relais r -image sur une matrice CCD la pupille pour les 4 sous-faisceaux issus de la pyramide.   droite, vue de dessus de la pyramide et des 4 images de pupille; un trajet circulaire de modulation sans perturbation en train plein et un trajet de modulation pour une déviation α_x du rayon en trait pointillé. Crédit : C. V rinaud [21].

2.4.2. Analyseur à pyramide

L'ASO   pyramide a été proposé par Ragazzoni en 1996 [22] afin de pouvoir disposer d'une souplesse dans le réglage du gain et de l'échantillonnage de la pupille, contrairement au SH où ces paramètres sont fixés par le choix du réseau de microlentilles. C'est un analyseur inspiré de la méthode des couteaux de Foucault pour la mesure d'aberrations. Comme pour le SH, on cherche à mesurer la déviation des rayons lumineux mais ici on va le faire en codant la coordonnée du point de passage dans le plan focal du rayon issu de chaque sous-pupille définie dans le plan pupille. Le principe est présenté sur la figure 5. L'image de la source est focalisée au sommet d'un prisme en forme de pyramide à 4 faces (voir figure de droite), se comportant comme deux couteaux de Foucault croisés. Les 4 sous faisceaux découpés par les 4 faces sont repris par une lentille de relais pour former 4 images de la pupille sur le CCD. L'angle de la pyramide est choisi de sorte que les 4 images soient bien séparées mais tiennent sur une seule matrice de détecteurs. La pyramide se comporte en fait comme un détecteur à 4 quadrants. Si l'on considère un unique rayon lumineux constitué du faisceau lui-même, un angle d'arrivée sur la pupille se traduit par un décalage de l'image de la source sur une seule face de la pyramide et donc l'image de la pupille correspondante sera illuminée indiquant la face où « le rayon est passé ». Cependant du fait de la diffraction, les 3 autres images de la pupille recevront aussi un peu de lumière avec l'amplitude du décalage de l'image. En fait on peut tenir ce raisonnement pour n'importe quel rayon, cette fois issu d'une sous pupille quelconque de coordonnée (x, y) dans la pupille. Ici

l'illumination   considérer est celle des 4 pixels conjugués de la sous pupille : $I_1(x, y)$, $I_2(x, y)$, $I_3(x, y)$ et $I_4(x, y)$ (voir figure 5 droite). La mesure S_x selon l'axe x est donc calculée à partir de :

$$S_x(x, y) = \left[(I_1(x, y) + I_2(x, y)) - (I_3(x, y) + I_4(x, y)) \right] / I_o \quad (10)$$

où I_o est l'intensité moyenne dans la pupille. On a une relation similaire pour la mesure S_y selon l'axe y . Cependant si l'amplitude de la déviation du rayon est trop importante, quasiment qu'un seul quadrant est illuminé : la mesure devient non linéaire et peut même atteindre une saturation. Pour s'en affranchir, une modulation, généralement circulaire, est appliquée à l'image par l'intermédiaire d'un miroir de basculement (tip - tilt en anglais) placé dans le plan pupille en amont du plan focal de l'analyseur (cf figure 5). Le rayon du cercle décrit par l'image est $F\alpha_{mod}$ où F est la focale et α_{mod} l'amplitude de l'angle de modulation appliqué au miroir de basculement. Ici tous les angles sont exprimés proportionnellement à l'angle de diffraction (rapport de la longueur d'onde par la taille de la pupille). Sans déviation, un rayon décrit un cercle centré sur le sommet de la pyramide et les 4 pixels détectent la même intensité puisque le temps de traversée de chaque face est le même : la mesure est nulle. Mais pour un rayon dévié de α_x (voir figure 5 droite), le cercle est décalé de $F\alpha_x$ par rapport au sommet et les temps sur chaque face ne sont plus égaux d'où des intensités détectées différentes sur les 4 pixels et une mesure (S_x, S_y) non nulle et plus linéaire. En choisissant α_{mod} suffisamment grand par rapport aux déviations (α_x, α_y) subies par les rayons, on rend l'analyseur pyramide compl tement linéaire. On peut alors écrire la relation suivante dans le régime des faibles perturbations (voir [22]) :

$$S_x(x, y) \approx \frac{\lambda}{\pi^2 \alpha_{mod}} \frac{\partial \varphi}{\partial x}(x, y) \quad (11)$$

Dans ce régime, l'ASO pyramide mesure le gradient de la phase dans la pupille comme le SH. On note que la sensibilité de l'analyseur (son gain) peut être réglée par le choix de l'angle de modulation α_{mod} : en le réduisant la sensibilité augmente. Ce réglage est simplement obtenu par modification de la commande électrique envoyée au miroir de basculement et non pas par une modification instrumentale en changeant la matrice de microlentilles comme pour le SH. Ragazzoni et Farinato [23] ont même montré qu'une fois la boucle fermée, on pouvait réduire significativement l'angle de modulation à une valeur de quelques λ/D et gagner sur la brillance requise de la NGS (voir section 2.4.3). Dans ce cas, l'analyseur rentre dans un régime de fonctionnement non linéaire. La mesure n'est plus le gradient de la phase que pour les plus basses fréquences spatiales de la surface d'onde alors qu'à hautes fréquences spatiales, elle s'apparente à une mesure directe de la phase [21]. Récemment [24], la mesure de l'analyseur pyramide a été réinterprétée dans une approche fondée sur le filtrage de Fourier, la pyramide étant un filtre en phase placé dans le plan de Fourier de la pupille qui est le plan focal. Ceci permet l'établissement d'un modèle convolutif entre mesure et phase, sans faire de trop fortes approximations.

L'implantation de l'ASO pyramide conduit à un appareil beaucoup plus encombrant que le SH. En effet, on est amené à choisir une ouverture très faible pour le faisceau focalisé incident sur la pyramide afin de former une FEP large permettant de réduire l'impact sur les mesures des défauts de fabrication au niveau du sommet et des arêtes de la pyramide : une ouverture géométrique de l'ordre ou inférieure à $F/50$ est typiquement choisie. De plus, un miroir tip-tilt de modulation doit être implanté dans la pupille en amont. Ce composant est essentiel pour adapter la sensibilité de l'analyseur en fonction des besoins. Par ailleurs, la pyramide, elle-même, est un composant optique critique de par la qualité requise. De plus, elle doit être achromatis e. Pour ce qui concerne l'échantillonnage de la pupille, c'est-à-dire la taille des sous-pupilles de mesure, ce sont directement les pixels de la matrice CCD qui le définissent : un pixel par sous-pupille peut suffire. Il n'y a donc pas de contrainte forte sur le nombre total de pixels disponibles sur le détecteur : par exemple pour un système d'OA à 40×40 sous-pupilles, un détecteur de 80×80 pixels pourrait suffire! Au contraire, on peut même prévoir un suréchantillonnage de la pupille

et suivant les besoins, réaliser ensuite un binning (regroupement) des pixels lors de la lecture de la matrice pour adapter le nombre de mesures en fonction des conditions d'observation : par exemple réduire le nombre de sous-pupilles, donc augmenter leur surface, pour des sources faibles. C'est la souplesse de l'analyseur pyramide en échantillonnage pupillaire proposée par Ragazzoni. Comme pour le SH, un diaphragme de champ peut être installé en plan focal pour limiter la contribution du fond de ciel.

2.4.3. Bruit de mesure des analyseurs

L'erreur de mesure est due au bruit de photon du fait de la fluctuation intrinsèque du nombre de photons détectés par pixel et au bruit électronique du détecteur qui s'additionne au signal lu de chaque pixel. Rappelons que la mesure est déduite de la somme (ou différence) des intensités pixels comme donné par les équations (8) et (10). Pour le calcul de l'erreur, on néglige en première approximation la contribution du dénominateur et on exploite la décorrélation des bruits entre les pixels. On exprime généralement la mesure (d'après les équations (9) et (11)) comme un écart de phase $\Delta\varphi$ mesuré sur une sous pupille de taille d_{sp} suivant l'expression aux différences finies du gradient de la phase : $\frac{\partial\varphi}{\partial x} \approx \frac{\Delta\varphi}{d_{sp}}$. Pour les analyseurs utilisés en OA, on peut alors montrer que la variance de $\Delta\varphi$ peut généralement s'écrire sous la forme suivante :

$$\sigma_{\Delta\varphi}^2 \propto \frac{1}{RSB^2} \left(\frac{\alpha_{im}}{\lambda/d_{sp}} \right)^2 \text{ rad}^2 \quad (12)$$

où RSB est le rapport signal sur bruit pour une sous pupille, c'est-à-dire le rapport du nombre moyen de photons détectés dans la sous pupille provenant de l'étoile guide et d'un écart quadratique moyen des fluctuations du signal issu de tous les pixels de la sous-pupille. α_{im} est une largeur angulaire d'image (sur le ciel) caractéristique pour l'analyseur compte tenu des conditions d'observation. Cette largeur vaut pour l'ASO SH, la largeur de l'image formée par une sous-pupille; pour la pyramide, c'est l'angle de modulation. Dans l'équation (12), on compare donc cette largeur à celle de la diffraction d'une sous-pupille λ/d_{sp} . Ainsi plus le RSB sera grand et plus la largeur α_{im} sera petite, plus précise sera la mesure.   noter que l'équation (12) est écrite pour $\Delta\varphi$ calculé à la longueur d'onde de l'analyseur λ_{ASO} . Pour convertir la variance à la longueur d'onde d'imagerie λ_{IM} , il faudra multiplier par le facteur $(\lambda_{ASO}/\lambda_{IM})^2$.

Pour l'ASO de SH et le bruit de photon, l'expression de la variance de l'erreur peut se mettre sous la forme :

$$\sigma_{\Delta\varphi}^2 = \frac{\pi^2}{2\ln 2} \frac{1}{n_{ph}} \left(\frac{N_T}{N_D} \right)^2 \quad (13)$$

où n_{ph} est le nombre moyen total de photons détectés dans la sous-pupille par pose provenant de l'étoile guide, N_T la largeur à mi-hauteur de l'image formée par une microlentille exprimée ici en nombre de pixels et N_D la largeur à mi-hauteur de la diffraction d'une sous-pupille exprimée en nombre de pixels. Soulignons que l'équation (13) peut prendre différentes formes en fonction du profil de l'image enregistrée au foyer des microlentilles et des algorithmes de calcul de la pente locale à partir des intensités pixels [25]. Du fait de la loi de Poisson, le RSB^2 est ici simplement donné par n_{ph} . La meilleure performance est obtenue quand l'image est limitée par la diffraction alors $N_T = N_D$. On peut ainsi atteindre une précision en phase de $\pi/10$ (soit en écart aberrant $\lambda/20$) pour seulement $n_{ph} = 70$ photons détectés par sous-pupille, ce qui est très peu de photons et montre l'efficacité de la mesure. Pour le bruit lié au fond de ciel, particulièrement important pour un ASO dans le domaine de l'infrarouge, la variance de l'erreur s'écrit :

$$\sigma_{\Delta\varphi}^2 = \frac{\pi^2}{3} \frac{n_{bg}}{n_{ph}^2} \left(\frac{N_S}{N_D} \right)^2 \quad (14)$$

où n_{bg} est le nombre moyen total de photons détectés dans la sous-pupille par pose provenant du fond et N_S^2 le nombre total de pixels dans le champ de vue d'une microlentille alloué pour

le calcul du centre de gravité. On note ici que la réduction du champ de vue de l'analyseur par un diaphragme de champ, réduisant n_{bg} et possiblement N_S^2 , est cruciale pour diminuer la contribution du bruit lié au fond de ciel. Enfin pour le bruit électronique propre au détecteur, la variance de l'erreur s'écrit :

$$\sigma_{\Delta\varphi}^2 = \frac{\pi^2}{3} \frac{\sigma_e^2 N_S^2}{n_{ph}^2} \left(\frac{N_S}{N_D} \right)^2 \quad (15)$$

où σ_e est l'écart quadratique moyen du bruit électronique en électrons par pixel et par lecture. L  aussi, la réduction du nombre de pixels N_S^2 est cruciale, tout comme l'utilisation de détecteurs CCD ou CMOS très performants avec $\sigma_e \leq 1$ électron par pixel. Finalement, l'erreur totale due au bruit à considérer est la somme des trois contributeurs présentés ci-dessus.

Pour l'ASO pyramide, nous pouvons réécrire facilement ces formules en utilisant les équations (10) et (11), dans la limite de validité de l'équation (11). Pour le bruit de photons, nous obtenons :

$$\sigma_{\Delta\varphi}^2 = \pi^4 \frac{1}{n_{ph}} \left(\frac{\alpha_{mod}}{\lambda/d_{sp}} \right)^2 \quad (16)$$

où n_{ph} est le nombre moyen total de photons détectés pour les 4 pixels d'une sous-pupille. Ici α_{mod} joue le rôle d'une largeur d'image. Contrairement au SH, α_{mod} peut être choisi pour être bien inférieur à la taille angulaire de la diffraction d'une sous-pupille λ/d_{sp} et peut donc permettre une réduction significative de l'erreur due au bruit. Pour le bruit lié au fond de ciel, nous avons

$$\sigma_{\Delta\varphi}^2 = \pi^4 \frac{n_{bg}}{n_{ph}^2} \left(\frac{\alpha_{mod}}{\lambda/d_{sp}} \right)^2 \quad (17)$$

où n_{bg} est toujours le nombre total de photons du fond de ciel, pour les 4 pixels d'une sous-pupille. Ici encore la réduction du champ de vue de l'analyseur par un diaphragme de champ, permet de réduire n_{bg} et donc la contribution de ce bruit. Pour le bruit électronique avec seulement 4 pixels pour le calcul de la mesure, nous avons de même :

$$\sigma_{\Delta\varphi}^2 = \pi^4 \frac{4\sigma_e^2}{n_{ph}^2} \left(\frac{\alpha_{mod}}{\lambda/d_{sp}} \right)^2 \quad (18)$$

On note que pour les trois contributions au bruit de mesure, la diminution de l'angle de modulation α_{mod} est un atout important de l'analyseur pyramide pour la réduction de la variance $\sigma_{\Delta\varphi}^2$. Enfin soulignons que ces formules sont très utiles pour comprendre les limites en performance des OA en fonction de la brillance de l'étoile guide (voir section 2.6).

2.5. Commande en optique adaptative

Le principe de la commande en OA consiste à partir des mesures de l'ASO à commander le MD pour obtenir la correction souhaitée des défauts de surface d'onde. Cette commande présente deux aspects : une reconstruction spatiale de la surface d'onde et le contrôle dynamique du système d'OA prenant en compte l'évolution temporelle des perturbations (voir [14]).

2.5.1. Matrice de commande

La mesure de l'ASO est le plus souvent reliée à la dérivée première spatiale de la surface d'onde comme pour le SH et l'on fait généralement l'hypothèse de la linéarité des composants du système d'OA. Ceci conduit à pouvoir écrire un vecteur de mesure quelconque \mathbf{m} comme :

$$\mathbf{m} = \mathbf{D}\boldsymbol{\phi} + \mathbf{b} \quad (19)$$

où \mathbf{D} est la matrice dite d'interaction, $\boldsymbol{\phi}$ le vecteur représentant la surface d'onde inconnue dans la pupille et \mathbf{b} le bruit de mesure lié au bruit de photons et au bruit électronique du détecteur. $\boldsymbol{\phi}$ peut prendre plusieurs formes :

- dans une approche zonale, $\boldsymbol{\phi} = \{\phi_{i,j}\}$ est le vecteur des valeurs discrètes de la phase $\phi_{i,j}$ sur un maillage donné dans la pupille; cela peut donc être directement les valeurs des tensions à appliquer aux actionneurs du MD;
- dans une approche modale, $\boldsymbol{\phi} = \{\phi_i\}$ est le vecteur des coefficients ϕ_i de la décomposition modale de la surface d'onde, il s'agit ici de définir une base orthonormée de modes sur l'espace vectoriel des surfaces d'onde dans la pupille. Ces modes peuvent être à titre d'exemple : les polynômes de Zernike, bien connus des opticiens pour décrire les aberrations [26], ou des modes choisis par l'expérimentateur, combinaison linéaire des surfaces déformées élémentaires produites par les actionneurs définissant le sous-espace contrôlé par le MD. On a alors :

$$\varphi(\mathbf{r}) = \sum_i \phi_i Z_i(\mathbf{r}) \quad (20)$$

où les Z_i sont les modes orthonormés définis sur la pupille.

Reconstruire la surface d'onde pour calculer une estimation de $\boldsymbol{\phi}$, notée $\hat{\boldsymbol{\phi}}$, consiste à "inverser" l'équation (19) et écrire :

$$\hat{\boldsymbol{\phi}} = \mathbf{R} \mathbf{m} \quad (21)$$

où \mathbf{R} est la matrice de reconstruction de la surface d'onde ou de commande du MD. Cette matrice peut être calculée suivant différentes approches.

Tout d'abord, la connaissance de la matrice d'interaction \mathbf{D} est cruciale pour obtenir une reconstruction de qualité. Elle caractérise compl tement la relation optique existant entre l'analyseur et le MD : c'est-à-dire comment l'analyseur voit les déformées produites par le MD. Cette matrice est le plus souvent étalonnée ou identifiée sur le système d'OA lui-même, afin de tenir compte de toutes les caractéristiques du système et de tous les défauts d'alignement pouvant exister dans la réalité. Pour l'étalonnage, cela consiste à pousser et tirer sur chaque actionneur par une tension de commande unitaire et à enregistrer le vecteur de mesure correspondant tout en veillant à avoir un bon rapport signal sur bruit dans la mesure. Chacun de ces vecteurs de mesure est en fait une colonne de la matrice \mathbf{D} : en passant en revue tous les actionneurs, on bâtit ainsi la matrice. Ensuite n'importe quelle mesure \mathbf{m} d'un vecteur quelconque de commande $\boldsymbol{\phi}$ est simplement donnée par l'équation (19). Pour l'identification, cela consiste à considérer une matrice d'interaction synthétique calculée à partir d'un modèle du système qui dépend d'un certain nombre de paramètres permettant de définir la géométrie relative entre l'analyseur et le MD (déformées des actionneurs, orientation des maillages, grandissement, etc.). On vient alors sur un jeu de commandes bien choisies identifier ces paramètres directement dans les mesures effectuées par l'analyseur afin ensuite de pouvoir mettre à jour la matrice synthétique avec ce nouveau jeu de paramètres. Ces phases d'étalonnage et/ou d'identification sont donc très importantes dans la mise en œuvre d'une OA pour assurer une bonne qualité de la correction.

Reconstruire la surface d'onde consiste en fait à faire une intégration spatiale des mesures puisqu'elles représentent souvent le gradient de la surface. Cependant, la matrice d'interaction \mathbf{D} n'est pas inversible directement car il s'agit d'une matrice rectangulaire : on a plus de mesures (dérivées en x et en y dans chaque sous-pupille) que d'actionneurs. L'approche la plus classique pour calculer la matrice de commande \mathbf{R} est alors d'appliquer la méthode des moindres carrés. Elle consiste à estimer $\boldsymbol{\phi}$ en minimisant la distance quadratique ϵ_m entre les mesures et le modèle des mesures donné par l'équation (19) :

$$\epsilon_m = \|\mathbf{m} - \mathbf{D}\boldsymbol{\phi}\|^2 \quad (22)$$

où $\|\cdot\|^2$ est la norme d'un vecteur. La minimisation de ϵ_m conduit à la solution suivante :

$$\hat{\boldsymbol{\phi}} = (\mathbf{D}^t \mathbf{D})^{-1} \mathbf{D}^t \mathbf{m} \quad (23)$$

où la matrice de commande $\mathbf{R} = (\mathbf{D}^t \mathbf{D})^{-1} \mathbf{D}^t$ est dite l'inverse généralisée de la matrice d'interaction \mathbf{D} et \mathbf{D}^t la matrice transposée de \mathbf{D} . Ceci n'est vrai que si la matrice carrée $\mathbf{D}^t \mathbf{D}$ est inversible. C'est le cas pour les approches modales. Mais généralement en approche zonale, cette dernière matrice n'est pas inversible puisque par exemple les analyseurs ne sont pas sensibles à la valeur constante de la phase sur la pupille, dit mode piston; il faut donc dans le « processus d'intégration » fixer cette constante. La méthode à suivre décompose en valeurs propres et vecteurs propres la matrice symétrique $\mathbf{D}^t \mathbf{D} = \mathbf{U} \mathbf{\Lambda} \mathbf{U}^t$ où $\mathbf{\Lambda}$ est la matrice diagonale des valeurs propres et \mathbf{U} la matrice des vecteurs propres, afin d'identifier les valeurs propres nulles correspondantes au mode piston et éventuellement à d'autres modes non vus par l'analyseur.   noter qu'une variante équivalente à cette méthode est la décomposition en valeurs singulières de la matrice \mathbf{D} (méthode SVD pour *Singular Value Decomposition* en anglais). L'inversion consiste donc à se placer dans le sous-espace orthogonal à celui des vecteurs propres à valeurs propres nulles. On a ainsi :

$$\mathbf{R} = \mathbf{U} \mathbf{\Lambda}^{-1*} \mathbf{U}^t \mathbf{D}^t \quad (24)$$

où $\mathbf{\Lambda}^{-1*}$ est la matrice diagonale des inverses des valeurs propres, sauf pour celles qui sont nulles où leur inverse est remplacé par zéro. En fait, cette méthode peut être étendue à la gestion des modes auxquels l'analyseur est peu sensible. En effet, ce sont eux qui vont propager une partie du bruit de mesure par un coefficient donné par l'inverse de la valeur propre : plus la valeur propre est faible plus le bruit se propage sur ce mode. D'ailleurs, la dispersion des valeurs propres donne le conditionnement de la matrice à inverser. Une façon de gérer ce conditionnement consiste donc à filtrer les modes à valeurs propres trop faibles dans le calcul de $\mathbf{\Lambda}^{-1*}$. Les approches modales peuvent assez souvent s'affranchir de cette décomposition car la base de modes peut être définie directement dans l'espace orthogonal aux modes mal vus de l'analyseur.

Par ailleurs, le choix de la base de modes à utiliser pour le calcul de la commande est d'importance. Soulignons que la base des polynômes de Karhunen–Loève, c'est-à-dire les modes dont la matrice de covariance est diagonale sur la statistique de la turbulence, est celle qui assure la plus grande efficacité de correction pour un nombre de degrés de liberté donné [27]. Elle peut être obtenue par diagonalisation de la matrice de covariance des polynômes de Zernike par exemple. On peut être aussi amené à définir ces modes sur l'espace vectoriel restreint des surfaces contrôlables par les actionneurs du MD.

L'approche de base des moindres carrés peut être raffinée en considérant la statistique du bruit de mesure à travers une méthode de maximum de vraisemblance pour estimer ϕ et même poussée encore plus loin en suivant une méthode de maximum *a posteriori* permettant en plus d'intégrer les connaissances statistiques sur les surfaces d'onde recherchées issues du spectre de Kolmogorov. Enfin, la méthode de reconstruction la plus optimale est *a priori* celle qui conduit à minimiser la variance de l'erreur de phase résiduelle dans la pupille, correspondant à l'objectif d'obtenir la plus haute qualité d'image possible (voir section 2.6). On cherche alors le reconstruteur \mathbf{r} assurant cette minimisation quelles que soient les occurrences de surface d'onde et de mesure, prenant ainsi en compte la statistique de la turbulence et du bruit de mesure. En considérant une base de modes orthonormés sur le sous-espace contrôlable par le MD, nous avons la variance de l'erreur résiduelle donnée par :

$$\epsilon_\phi = \left\langle \|\phi - \mathbf{R} \mathbf{m}\|^2 \right\rangle \quad (25)$$

ce qui conduit à une matrice de reconstruction déterminée par :

$$\mathbf{R} = \langle \phi \mathbf{m}^t \rangle \langle \mathbf{m} \mathbf{m}^t \rangle^{-1} = \mathbf{C}_\phi \mathbf{D}^t (\mathbf{D} \mathbf{C}_\phi \mathbf{D}^t + \mathbf{C}_b)^{-1} \quad (26)$$

où $\langle \phi \mathbf{m}^t \rangle = \mathbf{C}_\phi \mathbf{D}^t$ est la matrice de covariance entre phase et mesure, $\langle \mathbf{m} \mathbf{m}^t \rangle = \mathbf{D} \mathbf{C}_\phi \mathbf{D}^t + \mathbf{C}_b$ la matrice de covariance propre à la mesure. \mathbf{C}_ϕ est la matrice de covariance de ϕ donné par $\langle \phi \phi^t \rangle$ et \mathbf{C}_b la matrice de covariance du bruit $\langle \mathbf{b} \mathbf{b}^t \rangle$. Rappelons que l'estimation du vecteur ϕ est

toujours donnée par l'équation (21) in fine.   noter que l'ensemble de ces matrices de covariance doivent pouvoir être calculées à partir des propriétés théoriques des grandeurs utilisées ou/et identifiées en tout ou partie expérimentalement.

2.5.2. Contrôleur temporel

Nous venons de voir la partie spatiale de la commande, il faut maintenant aborder la partie temporelle. Un système d'OA est un système asservi en boucle fermée comme montré sur la figure 1. Le séquencement temporel est donné par la fréquence de lecture de la caméra de l'analyseur de surface d'onde.   chaque nouvelle trame lue, une nouvelle mesure peut être déduite. Placé après le MD sur le trajet optique, l'analyseur mesure l'erreur résiduelle sur la surface d'onde, correspondant à chaque instant (chaque trame)   la différence entre la surface d'onde incidente et la nouvelle commande appliquée au MD. Cette mesure doit donc permettre de mettre à jour la commande du MD. Le contrôleur le plus communément utilisé est ainsi l'intégrateur qui peut s'écrire :

$$\boldsymbol{\phi}_{n+1} = \boldsymbol{\phi}_n + g\boldsymbol{\delta}\boldsymbol{\phi}_n = \boldsymbol{\phi}_n + g\mathbf{R}\mathbf{m}_n \quad (27)$$

où $\boldsymbol{\phi}_n$ est la commande appliquée à la trame n , g le gain scalaire de l'intégrateur, $\boldsymbol{\delta}\boldsymbol{\phi}_n$ l'incrément de commande calculé par l'équation (21)   partir des mesures \mathbf{m}_n faites à la trame n . L'intégrateur permet une très forte atténuation des basses fréquences temporelles bien adaptée au spectre temporel de la turbulence qui se déduit du spectre de Kolmogorov. Le plus souvent, le gain g ne peut pas être pris égal à 1. En effet, la boucle d'OA est caractérisée principalement par des retards importants pouvant atteindre au total plus de 2 trames. Ces retards sont pour l'essentiel donnés par : le temps de pose sur la caméra de l'ASO, son temps de lecture, le temps de calcul du calculateur temps réel et enfin le blocage de la commande du MD durant une trame. Pour des questions de stabilité de la boucle, g ne peut généralement pas dépasser la valeur de 0,5. Avec 2 trames de retard et un gain de 0,5, la bande passante de la fonction transfert de réjection est alors typiquement de 70 Hz pour une fréquence trame $f_{tr} = 1$ kHz; c'est-à-dire les fréquences temporelles de la turbulence corrigées sont inférieures à 70 Hz.

  noter que le gain g peut être vectoriel dans le cas où l'on considère comme vecteur $\boldsymbol{\phi}_n$ les coefficients d'une décomposition modale de la surface d'onde. Cela revient à considérer en parallèle autant de boucles qu'il y a de modes dans le système. Un gain diff rent peut être optimisé en fonction du rapport signal à bruit propre à chaque mode [28] : on parle d'intégrateur à gain modal optimisé.

Pour améliorer les performances de l'OA, des contrôleurs plus sophistiqués que l'intégrateur sont utilisables. On peut s'intéresser à la prédiction pour compenser l'important retard présent dans la boucle tout en gardant une approche modale [29]. Mais l'approche la plus optimale consiste à développer le contrôleur minimisant la variance de l'erreur résiduelle de la phase dans la pupille tout en intégrant des capacités de prédiction en plus de l'estimation : c'est la commande Linéaire Quadratique Gaussienne (LQG)   filtre de Kalman [30].

Pour exécuter en temps réel les algorithmes de traitement des signaux de l'ASO (section 2.4) et de calcul de la commande de l'OA, il est nécessaire le plus souvent de mettre en œuvre des architectures spécifiques pour le calculateur temps réel (RTC pour Real Time Computer en anglais) en exploitant au maximum les avancées dans le domaine de l'informatique. Il faut en effet disposer d'une importante puissance de calcul du fait du nombre de degrés de liberté du système d'OA de plus en plus grand et de la fréquence de la boucle de plus en plus haute, ceci combinée simultanément à des liens très efficaces de transfert temps réel d'un important volume de données en partant de la caméra de l'ASO et en allant jusqu'à la sortie du vecteur de commande appliqué au MD. Les architectures parallèles sont particulièrement recherchées dans ce contexte (voir par exemple [31]).

2.6. Evaluation des performances

Les performances d'une OA sont à définir en terme de qualité d'image : c'est-à-dire la qualité de la FEP puisque l'image est donnée par le produit de convolution de la distribution angulaire d'intensité  mise par l'objet observée par la FEP de l'instrument. La meilleure performance est obtenue quand la FEP est la plus proche possible de la limite théorique de la diffraction, c'est-à-dire quand la surface d'onde est quasiment sans aberration : la phase φ proche de 0 (voir équation (3)). La largeur à mi-hauteur de la FEP vaut alors λ/D . Le paramètre le plus utilisée pour définir cette qualité est le rapport de Strehl Sr caractérisant le piqué de la FEP. Il est calculée par le rapport du maximum d'intensité de la FEP (généralement en $\alpha = 0$) par celui de la FEP limitée par la diffraction FEP_{diff} pour une même énergie totale :

$$Sr = \frac{FEP(0)}{FEP_{diff}(0)} \quad (28)$$

Ainsi, Sr est compris entre 0 dans le cas de très fortes aberrations et 1 à la limite de diffraction.

Pour un système d'OA, Sr peut être estimée à partir de la connaissance de la phase résiduelle φ_{res} dans la pupille. $\varphi_{res} = \varphi - \varphi_{MD}$ est à chaque instant la différence entre la phase φ de la surface d'onde turbulente pour la direction d'intérêt et la phase φ_{MD} appliquée sur le MD (reconstruite à partir de la mesure de l'analyseur par l'équation (27) par exemple). Pour de faibles amplitudes de phase résiduelle, on utilise la formule approchée suivante :

$$Sr \approx \exp\left(-\sigma_{\varphi_{res}}^2\right) \quad (29)$$

où $\sigma_{\varphi_{res}}^2$ est la variance de la phase résiduelle donnée par (cf.  quation (6)) :

$$\sigma_{\varphi_{res}}^2 = \left\langle \frac{1}{S_{pup}} \int_{pupille} (\varphi_{res}(\mathbf{r}) - \bar{\varphi}_{res})^2 d\mathbf{r} \right\rangle rad^2 \quad (30)$$

  titre d'exemple, citons le critère de Maréchal qui définit un système optique délivrant une bonne qualité d'image pour un écart quadratique moyen des aberrations $\leq \lambda/14$, c'est-à-dire une variance de phase $\leq 0,2 rad^2$ correspondant à $Sr \geq 80\%$. Il nous faut maintenant identifier et chiffrer les contributeurs à la phase résiduelle (voir [32–34]). En dehors du contexte des simulations numériques bout en bout de systèmes d'OA, on est amenée à faire l'hypothèse de l'indépendance des différents contributeurs. Ainsi la variance $\sigma_{\varphi_{res}}^2$ est simplement calculée analytiquement comme la somme des variances de chaque contributeur :

$$\sigma_{\varphi_{res}}^2 = \sigma_{fitting}^2 + \sigma_{aliasing}^2 + \sigma_{temp}^2 + \sigma_{noise}^2 + \sigma_{aniso}^2 + \sigma_{NCPA}^2 \quad (31)$$

où les différentes variances sont définies ci-dessous.

- $\sigma_{fitting}^2$: la variance du terme d'erreur spatiale liée à la représentation (ou l'ajustement, *fitting* en anglais) limitée aux basses fréquences spatiales de la phase turbulente (décrite par le spectre de Kolmogorov, équation (7)), du fait du nombre fini : soit d'actionneurs sur le MD, soit de modes de la base considérée. Dans le cas d'une décomposition de la phase sur les polynômes de Zernike et en considérant une correction faite sur les N premiers polynômes, cette variance peut être estimée par [35] :

$$\sigma_{fitting}^2 = 0,257N^{-\frac{5}{6}} \left(\frac{D}{r_o}\right)^{\frac{5}{3}} \quad (32)$$

La forme de cette expression est très générale avec une dépendance en N , le nombre total de degrés de liberté corrigés par le MD, selon une loi de puissance en $-5/6$. Le coefficient numérique est généralement compris entre 0,15 et 0,35 suivant les caractéristiques spatiales de la déformée de la surface produite par chaque actionneur du MD [36].

- $\sigma_{aliasing}^2$: l'erreur spatiale de repliement (*aliasing* en anglais) des hautes fréquences spatiales du spectre de la phase turbulente sur les basses fréquences corrigées par le MD, du fait de l'échantillonnage de la surface d'onde par les sous-pupilles de l'analyseur. La fréquence d'échantillonnage est donnée par l'inverse de la taille d'une sous-pupille d_{sp} et donc le repliement appar it pour toutes les fréquences supérieures à la fréquence de Nyquist $k_c = 1/2d_{sp}$. L'amplitude de cette erreur dépend du modèle de mesure de l'analyseur. Pour le Shack–Hartmann, sa variance représente un tiers de la contribution de l'erreur de fitting [32]. Pour la pyramide, elle est nettement plus faible pour de petites amplitudes de modulation [21]. Par ailleurs, cette erreur peut être réduite par différents moyens : en sur chantillonnant la mesure ou/et en mettant en place un filtre optique anti-aliasing [33], comme par exemple un diaphragme de champ de taille λ/d_{sp} devant un Shack–Hartmann [37].
- σ_{temp}^2 : l'erreur temporelle du fait de la bande passante finie de la boucle d'asservissement du système d'OA. La phase turbulente est filtrée temporellement par la fonction de transfert de réjection de la boucle : les basses fréquences temporelles sont atténuées alors que les hautes non. En notant f_{bp} la bande passante à -3db de la fonction de transfert en boucle fermée du système, la variance de cette erreur s'écrit d'après Greenwood [38] :

$$\sigma_{temp}^2 = 0,243 f_{bp}^{-\frac{5}{3}} \left(\frac{\bar{v}}{r_o} \right)^{\frac{5}{3}} \quad (33)$$

où \bar{v} est une vitesse transverse moyenne du vent dans l'atmosphère donnée par :

$$\bar{v} = \left[\int_0^{+\infty} C_n^2(h) v^{\frac{5}{3}}(h) dh / \int_0^{+\infty} C_n^2(h) dh \right]^{\frac{3}{5}} \quad (34)$$

où $v(h)$ est le profil de la vitesse du vent dans l'atmosphère. Plus la bande passante sera importante plus faible sera cette erreur.   noter que l'expression donnée de σ_{temp}^2 a été établie pour un intégrateur comme contrôleur temporel de la boucle d'OA.

- σ_{noise}^2 : l'erreur due au bruit (*noise* en anglais) de mesure de l'ASO propagé sur la phase résiduelle. Le bruit est propagé sur la commande du MD à travers la matrice de commande (ou de reconstruction) \mathbf{R} . En considérant le bruit non corrélé sur toutes les sous-pupilles et sa variance $\sigma_{\Delta\varphi}^2$ uniforme, le coefficient de propagation est simplement donné par $trace(\mathbf{R}\mathbf{R}^t)$ en modal et $trace(\mathbf{R}\mathbf{R}^t)/N$ en zonal (N nombre d'actionneurs dans la pupille) [39]. De plus, le bruit est en partie filtré par la boucle d'asservissement. Le filtrage est déterminé par une fonction de transfert très proche de la fonction de transfert en boucle fermée. Plus f_{bp} est grande, moins le bruit est filtré. Le coefficient de réduction de la variance du bruit σ_{noise}^2 est directement dépendant du rapport f_{tr}/f_{bp} . Pour un intégrateur et deux trames de retard, on a $f_{tr}/f_{bp} \simeq 5,6$ et un coefficient de réduction de 0,44. Finalement, on peut écrire l'équation suivante en modal, en prenant en compte en plus les longueurs d'onde différentes pour l'ASO et la voie imagerie :

$$\sigma_{noise}^2 = 0,44 trace(\mathbf{R}\mathbf{R}^t) \sigma_{\Delta\varphi}^2 (\lambda_{ASO}/\lambda_{IM})^2 \quad (35)$$

- σ_{aniso}^2 : l'erreur d'anisoplanétisme liée à la décorrélation angulaire des surfaces d'onde quand la NGS n'est pas l'objet d'intérêt observé. En effet pour deux étoiles séparées angulairement, leurs surfaces d'onde captées par le télescope ont enregistré des perturbations différentes puisqu'elles ne traversent pas tout à fait la même zone de l'atmosphère à haute altitude (voir figure 6), d'où la possible décorrélation. Par exemple pour une séparation angulaire de $20''$, les deux faisceaux sont séparés de 1 m dans une couche située à 10 km d'altitude. Ainsi, Fried [40] a défini le domaine d'isoplanétisme θ_o d'une OA,

comme le champ sur lequel la d ecorr elation des surfaces d'onde n'induit pas une erreur sup erieure à 1 rad^2 :

$$\sigma_{aniso}^2 = \left(\frac{\theta}{\theta_o} \right)^{\frac{5}{3}} \quad (36)$$

où θ est la s eparation angulaire entre la source d'analyse et l'objet d'int er et. Le domaine isoplan etique est donnée par :

$$\theta_o = 0,314r_o/\bar{h} \quad (37)$$

avec \bar{h} une moyenne pond er ee des altitudes des couches turbulentes d efinie par :

$$\bar{h} = \left[(\cos\gamma)^{-\frac{5}{3}} \int_0^{+\infty} C_n^2(h) h^{\frac{5}{3}} dh / \int_0^{+\infty} C_n^2(h) dh \right]^{\frac{3}{5}} \quad (38)$$

Le domaine isoplan etique d epend donc du profil de $C_n^2(h)$ caract erisant la distribution de la turbulence dans l'atmosph ere. Il sera d'autant plus petit que la turbulence est forte en altitude. Pour l'imagerie dans le proche infrarouge, il peut atteindre typiquement quelques dizaines de secondes d'arc alors que pour l'imagerie dans le visible, il n'est plus que de quelques secondes d'arc du fait de la d ependance de la phase avec la longueur d'onde.

- σ_{NCPA}^2 : l'erreur li ee aux aberrations non communes entre voie analyse et voie imagerie dans le trajet optique de l'instrument (Non Common Path Aberrations (NCPA) en anglais). Ainsi, une aberration apr es la s eparatrice dans le syst eme optique, soit ne peut pas être mesur ee par l'ASO si elle est pr esente dans la voie imagerie, soit peut être mesur ee à tort si elle est pr esente dans la voie analyse. Pour minimiser cette erreur, ces aberrations doivent être de faible amplitude, en particulier dans le cas de l'utilisation d'un ASO pyramide,  talonn ees avec soin pendant la phase de mise au point de l'instrument et prises en compte pour modifier la commande du MD en cons equence [41]. G en eralement, les aberrations de la voie ASO sont  talonn ees sur une source artificielle de l'instrument plac ee à l'entr ee de cette voie et d elivrant une onde plane. Le vecteur de mesure correspondant est appelée *pent es de r ef erence* et d efinit le z ero de l'analyseur. Il est donc soustrait à chaque mesure courante de l'analyseur avant de calculer la commande. Pour les aberrations de la voie imagerie, l a encore l' etalonnage est fait en utilisant une autre source artificielle plac ee à l'entr ee de l'instrument et d elivrant une onde plane. On cherche alors à maximiser la qualit e de la FEP produite en boucle ferm ee sur la cam era d'imagerie en mesurant les aberrations sur cette voie par diversit e de phase et en appliquant leur correction directement par modification des pent es de r ef erence [42] : la boucle converge ainsi vers un z ero qui n'est plus celui de l'ASO mais celui qui maximise la qualit e de la FEP.

Le budget d'erreur donnée par l' equation (31) pourrait être compl et e par quelques contributeurs suppl ementaires, mais g en eralement faibles, comme ceux liées à la scintillation, à la d ependance de l'indice de l'air en longueur d'onde et à l' etalonnage imparfait de la matrice d'interaction, par exemple.   noter aussi, qu'il existe une possible corr elation entre les erreurs temporelle et d'anisoplan etisme, et dans une moindre mesure avec les erreurs de fitting et d'aliasing, tous ces termes étant issus de la perturbation turbulente.

3. OA extr emes pour l'imagerie directe de plan etes extrasolaires

La d etection et l'étude des plan etes extrasolaires est devenue en un peu plus de vingt-cinq ans un domaine majeur de recherche de l'astrophysique contemporaine. Ainsi plusieurs milliers d'exoplan etes ont  t e d etect ees r evolutionnant nos connaissances sur les syst emes plan etaires, loin de l'exemple du syst eme solaire. La tr es grande majorit e l'a  t e par des m ethodes d'observation

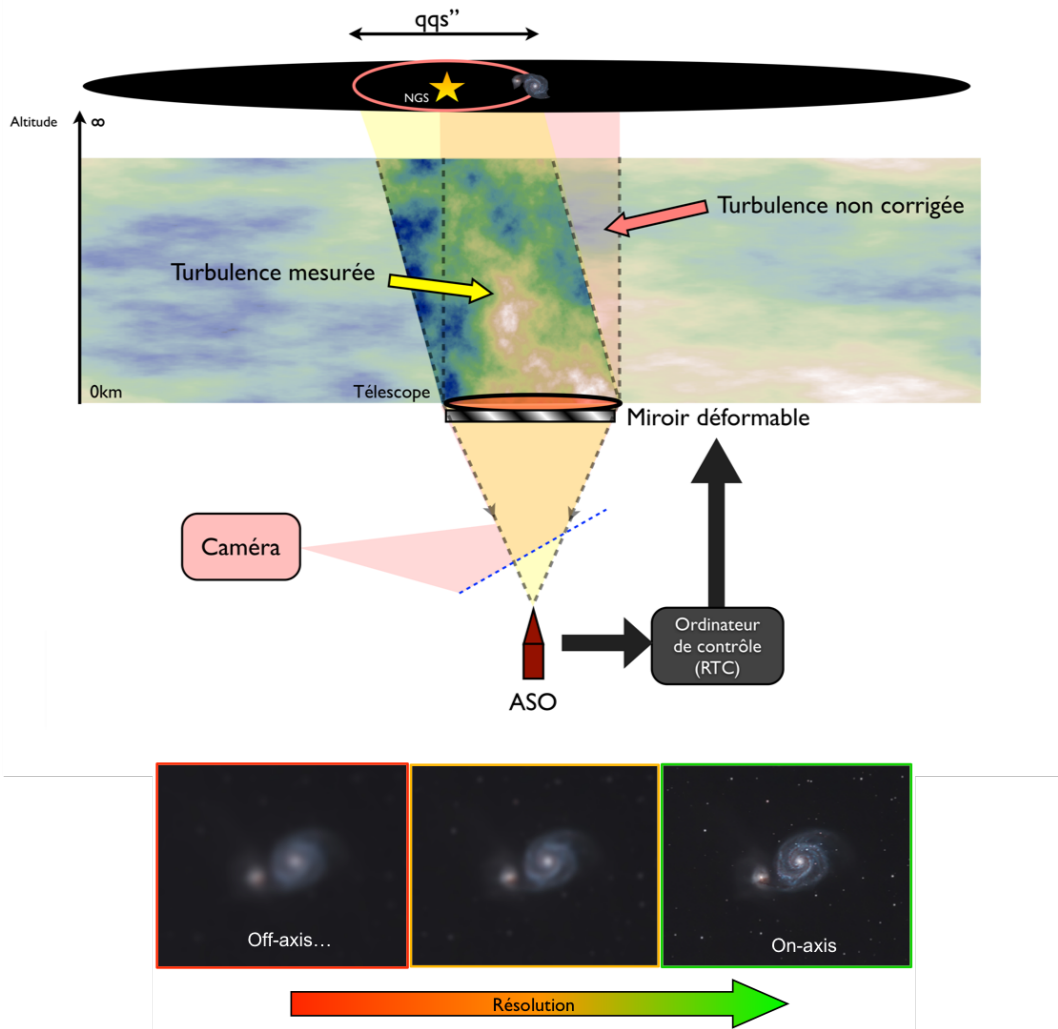


FIGURE 6. Haut : schéma de principe d'une OA utilisant sur l'ASO une NGS hors axe de séparation angulaire θ (quelques secondes d'arc) par rapport à la galaxie observée sur la caméra. Bas : dégradation de la qualité de correction de l'image par l'OA pour trois séparations angulaires entre la galaxie et la NGS. Crédit F. Vidal (thèse de doctorat).

dites indirectes (vitesses radiales et transits) : c'est-à-dire par l'observation d'une modification du signal, nous arrivant de l'étoile h te, induite par une exoplanète proche. Mais pour une caractérisation plus complète du système planétaire, l'imagerie directe est la méthode la plus adaptée permettant la détection des photons issus des objets le constituant : planètes et disques circumstellaires. Par exemple, elle permet potentiellement d'accéder à des informations sur la structure et la formation des systèmes par imagerie et de caractériser les constituants chimiques et la température des atmosphères et surfaces planétaires par spectroscopie. Cependant, cette méthode est difficile à mettre en œuvre et n'a conduit à ce jour qu'à quelques dizaines de détections de planètes jeunes et éloignées de leur étoile. Le défi de l'imagerie directe se résume à détecter des objets dont le contraste en flux avec leur étoile hôte peut varier typiquement entre 10^{-5} pour

des planètes géantes jeunes dans le proche infrarouge et 10^{-10} pour des planètes telluriques et dont la séparation de l'étoile est très faible, pouvant être de quelques λ/D et le plus souvent inférieure à la seconde d'arc. Pour de tels contrastes et séparations, il faut mettre en œuvre un coronographe associé à une OA. En effet, l'image formée au foyer du télescope (voir [11]) est la somme de l'image de l'étoile et de celle de la planète (lumiere incohérente) et s'écrit comme le produit de convolution suivant (noté *) :

$$I(\boldsymbol{\alpha}) = [\delta(\boldsymbol{\alpha}) + \epsilon_p \delta(\boldsymbol{\alpha} - \boldsymbol{\alpha}_p)] * FEP(\boldsymbol{\alpha}) = FEP(\boldsymbol{\alpha}) + \epsilon_p FEP(\boldsymbol{\alpha} - \boldsymbol{\alpha}_p) \quad (39)$$

où l'étoile et la planète ne sont pas r solves angulairement par le télescope et sont donc représentées par la fonction de Dirac $\delta(\boldsymbol{\alpha})$. L'étoile est sur l'axe en $\boldsymbol{\alpha} = 0$. ϵ_p est le contraste, typiquement inférieur ou égal à 10^{-5} , entre planète et étoile et $\boldsymbol{\alpha}_p$ la position dans le champ de la planète par rapport à l'étoile, donc la séparation. Pour les séparations $\boldsymbol{\alpha}_p$ inférieures à la seconde d'arc, les photons stellaires dominant largement l'image du fait de la décroissance lente des ailes de la FEP, comme par exemple pour les anneaux d'Airy dans le cas sans aberration. La fluctuation du nombre de ces photons stellaires introduit ainsi un bruit rédhibitoire pour la détection des photons provenant de la planète. Le coronographe a pour objectif de rejeter les photons stellaires en masquant l'étoile et en annulant les effets diffractifs (voir [43]). Cependant son efficacité sera fortement limitée par les aberrations d'où la nécessité de mettre en œuvre une optique adaptative dite extrême, par le nombre de degrés de correction, par exemple supérieur au millier sur un télescope de 8 m, pour s'approcher au plus près de la limite de diffraction. Des rapports de Strehl supérieurs à 90 % sont visés. Cependant, les images à haut contraste ainsi produites doivent quand même être traitées post facto par des méthodes d'imagerie différentielle (voir [44] et [45]) pour s'affranchir des dernières limitations dues aux aberrations résiduelles et atteindre la détectivité requise.

Pour comprendre les exigences demandées aux OA extrêmes, il faut analyser la structure de la FEP, donc l'image de l'étoile, produite par l'instrument [33]. En faisant l'hypothèse des faibles aberrations ($\varphi < 1$ rad), le champ dans la pupille peut s'écrire suivant un développement limité [46]. D'après les équations (2) et (3) en omettant d'écrire la variable $\frac{r}{\lambda}$ (la coordonnée dans le plan pupille), on a :

$$\Psi P = A_0 \left(1 + i\varphi - \frac{1}{2}\varphi^2 + \dots \right) P \quad (40)$$

Donc la FEP peut s'exprimer sous la forme suivante, en utilisant les propriétés de la TF :

$$FEP(\boldsymbol{\alpha}) = \left| A_0 \left[\delta(\boldsymbol{\alpha}) + i\phi(\boldsymbol{\alpha}) - \frac{1}{2}\phi(\boldsymbol{\alpha}) * \phi(\boldsymbol{\alpha}) + \dots \right] * p(\boldsymbol{\alpha}) \right|^2 \quad (41)$$

où $\phi(\boldsymbol{\alpha})$ est la TF de $\varphi(\frac{r}{\lambda})$ et $p(\boldsymbol{\alpha})$ la TF de $P(\frac{r}{\lambda})$. Si on développe le module carré dans l'expression de la FEP, on trouve un premier terme dominant $A_0 |p(\boldsymbol{\alpha})|^2$ qui n'est autre que la tache d'Airy, c'est-à-dire la FEP sans aucune aberration ($\varphi = 0$ donc $\phi = 0$). Ainsi la FEP observée est principalement formée de la tache d'Airy. C'est sur ce terme que le coronographe est optimisé pour tenter de l'annuler au maximum. Puis viennent ensuite par ordre d'importance des termes du premier ordre et du second ordre en ϕ : ce sont les dégradations principales de la FEP qui l'éloignent de la diffraction. Elles correspondent à des tavelures (*speckles* en anglais), chacune de taille λ/D du fait de la convolution de ϕ par p dans l'équation (41). Ces tavelures se moyennent plus ou moins en fonction de la durée de la pose pour la prise d'image. Remarquons que ϕ n'est autre que le spectre spatial de φ , le plan focal étant le plan de Fourier de la pupille. Les basses fréquences spatiales de φ vont donc perturber la FEP proche de l'axe ($\boldsymbol{\alpha} = 0$) et limiter la détection de planètes à faible séparation. ϕ présente une fréquence de coupure qui est la fréquence de Nyquist du système d'OA (voir section 2.6) liée au pas interactionneur du MD d_{ac} dans la pupille d'entrée. Cette fréquence $1/2d_{ac}$ se trouve à la séparation $\lambda/2d_{ac}$ dans le plan focal. Au-delà, donc pour les hautes fréquences spatiales, le système ne corrige plus la turbulence et ϕ suit alors le

spectre de Kolmogorov donnée par l' equation (7), ceci forme un large halo à grande s eparation angulaire. Le comportement de ϕ en fr equance est donc inscrit dans la FEP et d etermine le profil du contraste limite pour d etecter une plan ete (voir la figure 7 ci-dessous). Notons que le syst eme d'OA ne pourra am eliorer le contraste, c'est- a-dire abaisser le niveau des ailes de la FEP, que dans son domaine de correction pour les s eparations inf erieures à $\lambda/2d_{ac}$. Dans le budget d'erreur établi en section 2.6, il s'agit donc de r eduire au maximum les termes d'erreur sur ces basses fr equences qui sont liées au repliement, à l'erreur temporelle, au bruit et aux NCPA. L'anisoplan etisme est n egligeable ici; cependant les erreurs dues à la scintillation et aux effets chromatiques de l'indice de l'air sont à prendre en compte [33].

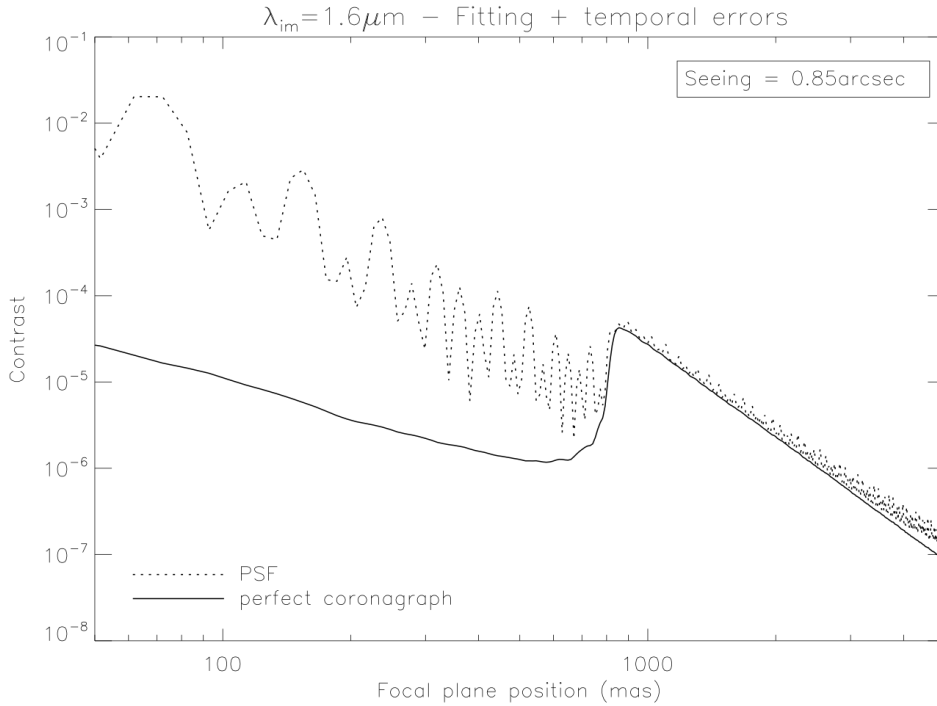


FIGURE 7. Profils simulées (en échelle logarithmique) d'une FEP corrig ee par OA en trait pointillée et de l'image coronagraphique correspondante en trait plein, à $\lambda_{IM} = 1,6 \mu m$ et longue pose, normalisées par l'intensit e en $\alpha = 0$ donnant ainsi le contraste, en fonction de la s eparation variant de 50 à 1 500 mas ( chelle logarithmique) [34]. Conditions de simulation : seeing 0,85", vent moyen 12,5 m/s, étoile tr es brillante (erreur due au bruit n egligeable), pupille du VLT ($D = 8$ m) avec obstruction centrale, r eseau de 41x41 actionneurs ($d_{ac} = 20$ cm), ASO SH de 40x40 sous-pupilles, fr equance trame de 1,5 kHz, commande int egrateur avec 2 trames de retard. Ici le r esidu ϕ de l'OA n'inclut que les erreurs de fitting, de repliement et l'erreur temporelle.

La figure 7 donne un exemple de profil simulée longue pose de l'intensit e stellaire dans le plan focal avec correction par OA, normalis ee par l'intensit e sur l'axe pour avoir le contraste, pour les deux cas : sans et avec un coronagraph parfait [34]. Soulignons que le c oeur de la FEP autour de $\alpha = 0$ de largeur à mi-hauteur $\lambda/D = 41$ mas n'est pas tracée ici. La courbe en pointill ee repr esente la FEP corrig ee par OA sans coronagraph qui est domin ee par la figure de diffraction pour les

séparations < 825 mas : voir les oscillations correspondant à l'alternance des valeurs plus ou moins hautes du maximum des anneaux de diffraction du fait de la pupille ayant une obstruction centrale. La séparation de 825 mas est donnée par $\lambda/2d_{ac}$ correspondant à la fréquence de Nyquist du système d'OA considéré. Au-delà de cette séparation, c'est le halo, crée par les hautes fréquences non corrigées de φ , qui domine. Le profil avec coronographe permet de mettre en évidence la suppression de la FEP de la diffraction pour ne laisser voir que l'impact du spectre ϕ des r sids de φ sur le contraste (en trait plein). On note que pour les séparations comprises entre 50 et 800 mas dans le domaine de correction de l'OA, la limite de contraste imposée par le profil avec coronographe varie entre quelques 10^{-5} et 10^{-6} , donc proche du contraste requis pour la détection de planètes géantes jeunes.

Actuellement, un instrument coronographique équipé d'une OA extrême est en opération au VLT pour imager des systèmes planétaires extrasolaires, il s'agit de SPHERE [47] et [34]. Il est constitué de plusieurs instruments permettant de faire des images dans le visible (  partir de 0,6 μm) et le proche infrarouge (jusqu'à 2,3 μm) ainsi que de la spectroscopie et de la polarimétrie. Il est équipé d'un MD à 1370 actionneurs de pas interactionneur $d_{ac} = 20$ cm et d'un miroir deux axes très rapide et précis pour la correction des basculements (tip-tilt). L'ASO est un analyseur de SH de 40x40 sous-pupilles dans le domaine des longueurs d'onde du visible, fonctionnant avec un filtrage spatial en entrée pour limiter l'erreur de repliement. Le détecteur de l'ASO est un EMCCD (Electron Multiplied CCD) de 240x240 pixels à lecture très rapide, fréquence trame de 1,2 kHz, et très faible bruit électronique $< 0,5$ électron par pixel et par lecture. La commande à gain modal optimisé est utilisée et un filtre de Kalman est implanté pour les deux modes de tip et tilt. En plus, un miroir et un analyseur infrarouge de tip-tilt permettent d'assurer un centrage ultra précis (de l'ordre de 0,5 mas) sur le coronographe en plan focal. Un système de mesure et de correction des mouvements de l'image de la pupille dans l'instrument est aussi implanté. Enfin, les procédures d'étalonnage et de correction des NCPA ont été particulièrement soignées.

Un exemple d'image coronographique du système binaire α Hyi dont le compagnon est très proche (  91 mas), est présenté sur la figure 8. Sur cette image, on voit le résidu stellaire non soustrait par le coronographe du fait des défauts résiduels de phase laissés par l'OA. Au centre de l'image, on observe la tache la plus lumineuse (de contraste $3,6 \cdot 10^{-3}$) et autour des tavelures dont l'intensité décroît avec l'accroissement de la séparation. Plus loin, l'intensité croît pour passer par un maximum à la fréquence de Nyquist du système d'OA (  1134 mas), et au-delà décroît de nouveau, suivant ainsi le comportement du spectre de φ comme montré sur la figure 7.   noter que ces tavelures ont bien une taille à mi-hauteur de l'ordre de λ/D . Le compagnon point  par la flèche est ici facilement détectable même en étant très proche de l'étoile centrale. Enfin l'ajout de fausses planètes d'intensité variant de 10^{-3} à $2 \cdot 10^{-4}$ permet de visualiser le contraste atteint par l'instrument dans le domaine de correction de l'OA, pour les séparations inférieures à celle de la fréquence de Nyquist.

Un exemple d'observation de système planétaire par l'instrument SPHERE est donné sur la figure 9 [48]. Il s'agit de l'observation de l'étoile jeune PDS 70 ($5,4 \cdot 10^6$ années), située à une distance de 370 années-lumières du Soleil, entourée par un disque de transition dans la cavité duquel l'exoplanète PDS 70 b a été découverte. Le disque est incliné par rapport à la ligne de visée. Le compagnon orbite à 22 au (1 au = distance Terre-Soleil) de son étoile h te (séparation angulaire de 195 mas) et a une masse de l'ordre de 10 fois la masse de Jupiter et une température comprise entre 1 000 et 1 600 K. Depuis ces observations, une deuxième planète PDS 70 c a été détectée et confirmée dans ce système.

Un autre instrument (GPI) dédié à l'imagerie directe d'exoplanètes dans le proche infrarouge est installé au télescope GEMINI Sud (8 m de diamètre) [49]. Il est équipé d'un coronographe, d'une OA extrême et de capacités en spectroscopie. La correction de la surface d'onde est ici ef-

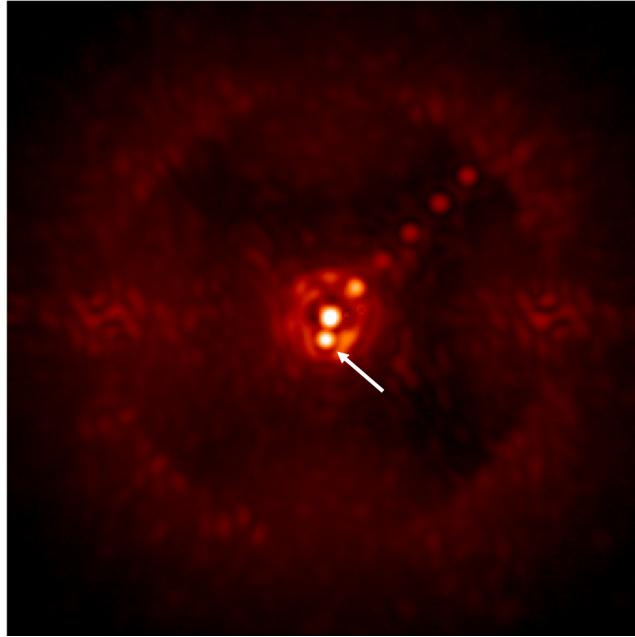


FIGURE 8. Image coronagraphique (en échelle logarithmique)   $\lambda_{IM} = 2,2 \mu\text{m}$ de champ de vue de $3,2''$ de c ot  obtenue par l'instrument SPHERE au VLT sur la binaire α Hyi dont le compagnon de s eparation 91 mas est signalé par une flèche; extrait de [47]. De plus, 5 fausses planètes ont été rajoutées dans l'image, elles sont sur une diagonale, de s eparation variant de $0,2''$ à $1''$ et de valeur du contraste variant de 10^{-3} à 2×10^{-4} en partant du centre par pas de 2×10^{-4} .

fectu e sur deux étages. Un premier étage bas ordres est équipé d'un MD à actionneurs piézoélectriques, il assure la correction des grandes amplitudes des déformées requises pour les basses fréquences spatiales de la turbulence. Un deuxième étage hauts ordres est équipé d'un MD de type MEMS à haute densité d'actionneurs (64×64) corrigeant les hautes fréquences de plus faibles amplitudes. L'image de la pupille étant plus petite que la surface active du miroir, uniquement 1493 actionneurs sont utilisés sur ce MD. L'analyseur est un SH filtré de 43×43 sous-pupilles, équipé d'un détecteur CCD 160×160 pixels à lecture rapide à $1,2 \text{ kHz}$ et de 5 électrons de bruit par pixel. Les performances de GPI sont assez similaires à celles de SPHERE avec cependant une magnitude limite plus basse du fait du bruit plus élevé sur le détecteur de l'ASO [49]. Notons aussi la plateforme modulaire de développement et de recherche dédiée à l'imagerie directe d'exoplanètes sur le télescope SUBARU, appelée SCExAO [50]. Cette plateforme, en perpétuelle évolution, est équipée d'un coronographe et d'une OA extrême, elle accueille plusieurs instruments travaillant soit dans le visible soit dans le proche infrarouge. Elle est placée après le système d'OA du télescope SUBARU équipé d'un miroir bimorphe à 188 actionneurs permettant la correction des bas ordres de la turbulence. La correction des hauts ordres est assurée par un MD de type MEMS à 2000 actionneurs. L'ASO est un analyseur pyramide dans le visible équipé d'un détecteur bas bruit EMCCD travaillant jusqu'à une fréquence de $3,5 \text{ kHz}$. La plateforme intègre aussi un capteur dédié à la mesure fine des tip-tilt et focus au niveau même du masque coronagraphique pour obtenir un bon contraste aux très faibles séparations $\sim 1\lambda/D$. Enfin soulignons ici le projet SPHERE+ [51] qui vise à une mise à niveau de SPHERE, en intégrant un deuxième étage de correction fonctionnant à haute fréquence temporelle (quelques kHz) avec un analyseur py-

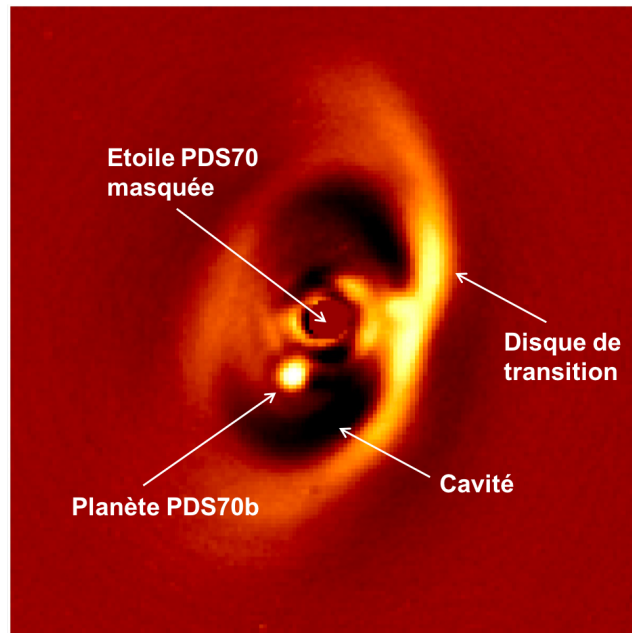


FIGURE 9. Image coronagraphique traitée par m ethode diff erentielle angulaire du syst eme plan etaire autour de l' etoile PDS 70, à $\lambda_{IM} = 2,2 \mu\text{m}$ sur un champ de vue de $3,8''$ de c ot e, obtenue par l'instrument SPHERE au VLT [48]. La plan ete PDS 70 b est observ ee dans la cavit e du disque de transition inclinée par rapport à la ligne de vis ee.

ramide dans le proche infrarouge pour significativement am eliorer le contraste au plus proche de l'axe.

Il est aussi possible d'envisager l'exploitation directe de l'image scientifique pour y am eliorer encore le contraste pendant l'observation afin de pouvoir d etecter des plan etes plus matures ou de plus faible masse. Ceci se fait par des techniques dites de dark hole [52], en cr eant localement une zone sombre à tr es haut contraste proche de l'axe dans l'image de l' etoile. Ces techniques ont  t e initialement d evelopp ees en pr eparation de futurs instruments coronagraphiques spatiaux. L'image scientifique est ici le signal d'entr ee pour une analyse de surface d'onde en plan focal en exploitant l' equation (41) et les propri etes du coronographe. Pour lin eariser le probl eme, des m ethodes de modulation des tavelures sont mises en œuvre : soit spatiale par des franges d'interf erence pour la technique de Self Coherent Camera (SCC) [53], soit temporelle en activant successivement certains modes du MD comme sondes (voir par exemple : [52] et [54]).   partir des images produites, un algorithme calcule alors la d eform ee optimale du MD à appliquer pour cr eer dans le domaine de correction du MD une zone sombre dans l'image où l'intensit e lumineuse sera minimis ee.   noter que pour atteindre un tr es haut contraste, la seule correction des aberrations de phase n'est pas suffisante, il est aussi n ecessaire de prendre en consid eration les d efauts d'amplitude du champ dans la pupille, m eme s'ils sont faibles, et de les corriger. En effet, ces *aberrations d'amplitude* cr eent aussi des tavelures dans l'image en plan focal limitant ainsi la d etectabilit e des compagnons tr es faibles apr es correction des aberrations de phase.

La figure 10 pr esente un exemple de dark hole obtenu en laboratoire sur un banc équipée d'un MD MEMS à maillage carrée avec 27×27 actionneurs utiles, d'un coronographe et d'une analyse plan focal fond ee sur la SCC [53]. Le dark hole, en lumi ere quasi monochromatique à 637 nm ,

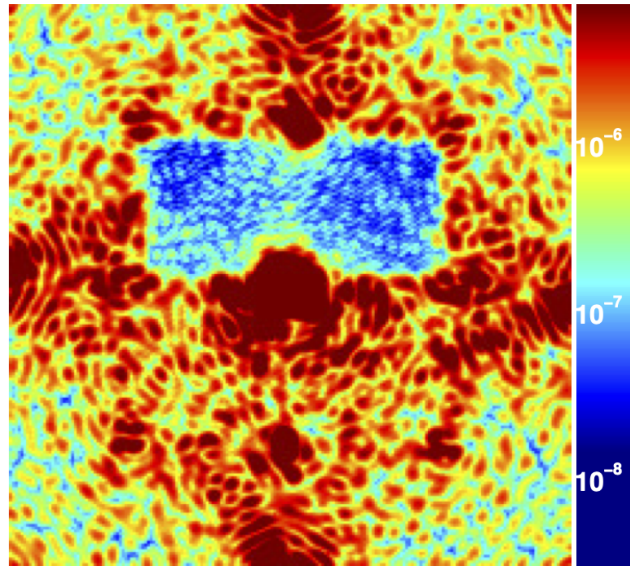


FIGURE 10. Image en fausse couleur en plan focal d'un point source en lumière quasi monochromatique (  637 nm) pr esentant un dark hole obtenu sur la moitié du domaine de correction du MD par correction de phase et d'amplitude, sur un banc coronographique de laboratoire [53]. L'axe optique est au centre de l'image.  chelle logarithmique du contraste allant du bleu 5×10^{-9} au rouge 3×10^{-6} .

est crée uniquement sur la moitié du domaine de correction du MD ($[-13, 13] \times [0, 13]$ en unité de λ/D) du fait ici de la correction simultanée des aberrations de phase et d'amplitude; pour couvrir l'ensemble du domaine de correction, un deuxième MD serait nécessaire sur le banc (voir justification dans [52]). Le contraste obtenu au fond du dark hole est impressionnant, il varie entre quelques 10^{-7} et 10^{-8} . Au-delà des futurs instruments spatiaux, ces techniques sont à l'étude pour application à des instruments au sol comme SPHERE et pour préparer les futurs instruments des Extremely Large Telescopes comme le Planetary Camera and Spectrograph (PCS) en Europe (voir section 5).

4. Optiques Adaptatives Tomographiques et étoiles lasers

Comme nous l'avons vu en section 2.4.3, l'erreur sur la phase induite par le bruit de mesure est d'autant plus faible que le nombre de photons détectés est grand (voir équation (13)). Pour une OA corrigeant les images dans le proche infrarouge et utilisant un analyseur travaillant sur une NGS dans le visible avec un détecteur de haute performance, il faut détecter typiquement 20 photons par sous pupille et par trame pour obtenir une correction satisfaisante avec une contribution de l'erreur due au bruit de l'ordre de $\lambda_{IM}/10$. Un tel nombre de photons correspond à un objet de magnitude visible de l'ordre de 10. Bien sûr dans le cas du choix d'une correction de moindre qualité, cette magnitude pourrait être plus élevée, néanmoins la majeure partie des cibles d'intérêt astrophysique ne rentre pas dans ce schéma d'observation. Pour donner un exemple, dans le cas d'observation de galaxies lointaines, la faible brillance de surface de ces objets rend nécessaire l'utilisation d'une autre référence. Du fait de la décorrélation angulaire de la turbulence et de l'erreur d'anisoplanétisme qui en découle, l'étoile guide doit se situer dans un rayon relativement proche de l'objet d'intérêt, appelé domaine isoplanétique défini par θ_0

(voir équation (37)). Au-delà, la décorrélation angulaire de la surface d'onde introduira une perte sensible de performance [55] et donc de résolution angulaire (voir figure 6). Cette contrainte limite énormément le nombre d'objets pour lesquels une bonne correction de la turbulence est réalisable. On parle alors de couverture du ciel, c'est-à-dire de zones de ciel où l'on peut espérer une correction meilleure qu'un certain seuil (seuil à fixer en fonction du programme scientifique).

4.1. *La couverture de ciel*

L'anisoplanétisme limite très fortement la correction dès que l'étoile guide se situe loin de la direction de correction. La première question à se poser est alors de savoir s'il y a, statistiquement parlant, suffisamment d'étoiles brillantes dans le ciel pour asservir le système d'optique adaptative et ainsi garantir une couverture du ciel (*i.e.* une capacité à observer n'importe quelle zone du ciel) de 100%. En considérant l'ensemble de la demi-sphère céleste, la surface totale du ciel observable est de $2\pi r^2 = 2\pi(360/2\pi)^2 = 20637$ degrés carrés soit $2.67 \cdot 10^{11}$ secondes d'arc carrées. Dans l'infrarouge, le domaine isoplanétique est de l'ordre de quelques dizaines de secondes d'arc. On peut donc estimer qu'il y a quelques centaines de millions de domaines isoplan tiques sur l'ensemble du ciel. Or, le nombre d'étoiles suffisamment brillantes pour permettre une bonne mesure, et donc une bonne correction, en OA est lui de l'ordre ou inférieur au million. On a donc accès avec l'OA à moins d'un pourcent du ciel observable. Ce calcul simpliste, qui ne tient pas compte de l'inhomogénéité de distribution des étoiles dans le ciel, donne néanmoins un ordre d'idée assez proche de la réalité. Les étoiles étant plus nombreuses dans le plan galactique qu'aux pôles, la couverture du ciel déduite de ce calcul est ainsi sous-estimée au plan galactique et sur-estimée aux pôles galactiques. Notons qu'il dépend aussi du type de système d'OA considéré et de la longueur d'onde d'imagerie [56]. La couverture de ciel augmente aux grandes longueurs d'onde et devient quasi nulle dès que l'on s'intéresse à l'optique adaptative dans le visible.

4.2. * toile guide laser*

Comme nous l'avons vu précédemment, une des limitations fondamentales de l'optique adaptative appliquée à l'astronomie est liée à la combinaison du faible nombre de NGS suffisamment brillantes pour obtenir un flux suffisant pour mesurer la surface d'onde (la magnitude limite des systèmes d'OA est de l'ordre de 10 à 15 selon les types instruments et d'applications considérés) et de la répartition volumique de la turbulence atmosphérique qui induit une décorrélation de la perturbation en fonction de la séparation et donc un domaine d'efficacité de la correction réduit (de quelques secondes d'arc à quelques dizaines selon les conditions et la longueur d'onde d'imagerie). Ainsi seul un très faible pourcentage de la voûte céleste est accessible aux systèmes classiques. Ceci a pendant de longues années cantonné l'OA à un rôle marginal en astronomie du point de vue des applications et des cas scientifiques d'intérêt. Pour accroître la couverture de ciel et donc donner à l'OA un accès à l'ensemble du ciel, R. Foy et A. Labeyrie ont proposé le concept d'étoile guide laser, Laser Guide Star en anglais (LGS) [57]. Le principe est de créer dans l'atmosphère une source artificielle par laser dans la direction de l'objet observé en utilisant la rétrodiffusion des photons laser par les différents constituants de l'atmosphère (par diffusion Rayleigh ou résonante), voir figure 11. Pour les systèmes aujourd'hui opérationnels dans les grands observatoires [58] [59], cette source artificielle de photons est obtenue en émettant un laser accordé sur la raie D2 du Sodium à 589 nm et focalisé dans la mésosphère à une altitude de l'ordre de 90 km où se trouve une densité significative d'atomes de Sodium qui vont partiellement diffuser la lumière laser. La diffusion est ici résonante : un photon laser est absorbé par l'atome de Sodium et celui-ci se désexcite très rapidement par émission spontanée d'un photon à 589 nm,

selon les propriétés de la transition atomique concernée. Avec un laser d'au moins 10 W, on peut attendre en retour de l'ordre de 200 photoélectrons ou plus (suivant les caractéristiques technologiques du laser) par sous-pupille (50 cm de diamètre) et par trame (1 kHz). Une telle LGS (voir figure 12 pour un exemple d'implantation sur le VLT) peut donc tout à fait répondre au besoin de l'analyse de surface d'onde. Le laser est propagé dans l'atmosphère à partir d'un petit télescope d'une taille de quelques dizaines de centimètres, monté directement sur le télescope principal : soit derrière le support du miroir secondaire, soit sur le côté de la monture du miroir primaire. La propagation du laser se traduit par une lumière parasite importante provenant de la diffusion Rayleigh (et Mie) dans les basses couches de l'atmosphère (voir figure 12), mais dont l'intensité diminue avec l'altitude du fait de la diminution de la densité des constituants pour devenir négligeable au-delà de 30 km d'altitude. Un diaphragme de champ est donc nécessaire à l'entrée de l'analyseur pour filtrer ces photons rétrodiffusés par la basse atmosphère et compl tement défocalisés, pour ne garder que le spot Sodium d'intérêt à 90 km d'altitude.

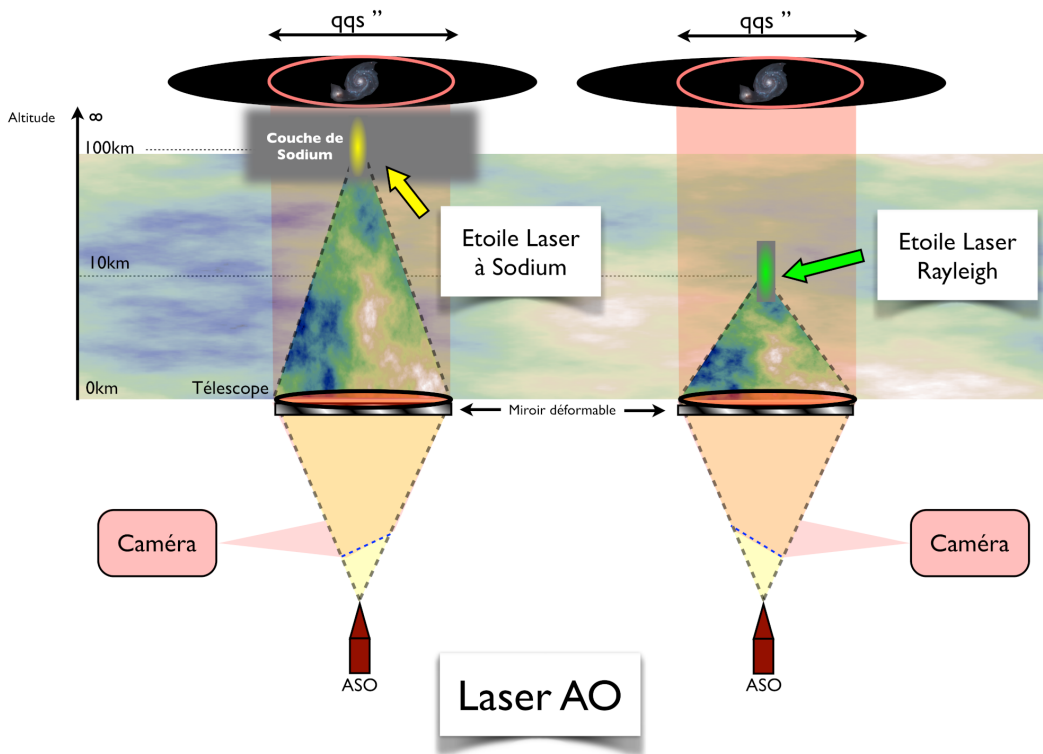


FIGURE 11. Schéma représentatif d'une OA fonctionnant avec une étoile laser Sodium et une étoile laser Rayleigh. Crédit F. Vidal (Thèse de Doctorat).

4.3. Les limitations de l'étoile laser

En créant une source brillante n'importe où dans le ciel, l'étoile laser pourrait donc être la solution aux problèmes de couverture de ciel. Malheureusement, l'étoile laser souffre de plusieurs



FIGURE 12. Implantation pratique d'une étoile laser : le cas du VLT ( toile sodium). Crédit : ESO.

limitations intrinsèques qui rendent nécessaire l'utilisation d'une NGS auxiliaire pour un fonctionnement optimal. La couverture de ciel apportée par les étoiles lasers n'est donc pas nécessairement de 100 %, mais elle reste quand même très supérieure au cas de l'OA fonctionnant uniquement sur NGS.

4.3.1. Indétermination du tilt-tilt

La première de ces limitations est l'impossibilité de mesurer le basculement de l'onde (aussi appelé mode tip-tilt). En effet, le spot laser formé dans la couche de Sodium est animé d'un mouvement aléatoire inconnu d  au basculement subi par le faisceau sur le trajet aller et donc l'analyseur ne peut pas le séparer du basculement subi sur le trajet retour corrélé à celui recherché sur l'objet à corriger. Or le basculement est le terme dominant de la perturbation turbulente. Pour surmonter cette sévère limitation, il faut revenir à l'utilisation d'une NGS, mais là uniquement pour mesurer le basculement avec tous les photons collectés par la pupille du télescope. On peut aussi profiter d'une correction par OA avec LGS pour améliorer cette mesure [60]. La magnitude requise peut être alors beaucoup plus élevée que pour la mesure complète de tous les modes d'un MD. On passe typiquement d'une magnitude limite de l'ordre de 10 pour un système d'OA classique basé sur une NGS pour mesurer l'ensemble des perturbations à une magnitude limite de l'ordre de 18 pour une mesure combinée de basculement avec NGS et des autres perturbations avec LGS. De plus un système combiné va profiter de la plus large corrélation angulaire du mode de basculement. La couverture du ciel s'en trouve finalement nettement améliorée [60] en passant de quelques à quelques dizaines de pourcents.

Notons qu'une autre approche a été proposée pour s'affranchir compl tement des étoiles naturelles (et de leurs limitations). Il s'agit de mesurer directement les modes de basculement sur le signal Laser lui-même en créant une étoile Laser polychromatique dans la couche de sodium [61]. Le basculement différentiel entre plusieurs longueurs d'onde d'analyse permet de lever l'indétermination du tip-tilt. Toutefois, la faisabilité de la technique n'est à l'heure actuelle pas encore compl tement démontrée.

4.3.2. Estimation de focus et élongation du spot au foyer des sous-pupilles

Une deuxième limitation vient de la grande variabilité spatiale et temporelle de la densité des atomes, qui impacte la structure et l'altitude moyenne de la couche m sosph rique de Sodium [62]. Celle-ci est en fait soumise aux aléas de la dégradation des m t orides dans l'atmosphère. Cette limitation se traduit d'abord par une erreur de focus (liée à l'évolution de la position moyenne de la couche de Sodium et donc de l'altitude moyenne de la LGS générée par le laser).

En plus d'une altitude moyenne variable, l'épaisseur de la couche de Sodium peut atteindre plusieurs kilomètres (jusqu'à une vingtaine dans certains cas) avec une densité d'atome variable. Lors de l'illumination par le laser et de la désexcitation des atomes de Sodium, cette répartition volumique des atomes va créer une LGS en 3 dimensions avec une structure complexe et variable (spatialement et temporellement). Lorsque cette LGS va être utilisée par l'ASO pour effectuer la mesure de la turbulence, l'effet de parallaxe va créer un allongement variable de l'image de la LGS au foyer des sous pupilles en fonction de leur position par rapport à la position de la LGS (c'est-à-dire, rapport  au sol, par rapport à la distance entre la sous-pupille et la position du télescope d'émission du laser). Cet effet est illustré sur la figure 13.

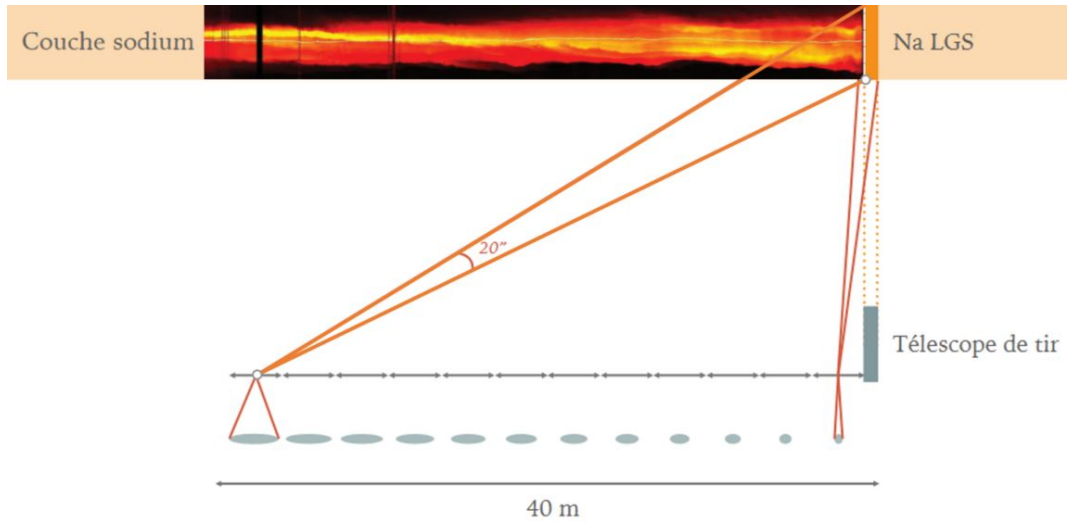


FIGURE 13. Représentation schématique de l'élongation des spots au foyer des microlentilles d'un ASO de SH en fonction de leur position le long d'un diamètre du télescope d'observation par rapport au télescope de tir du laser. L'exemple de l'Extremely Large Telescope européen a été considéré ici (voir section 5) : un télescope de 40 m, un télescope de tir du laser situé en bord de pupille. Une épaisseur de 20 km pour la couche de Sodium a été choisie donnant une élongation maximale de 20". En haut, la représentation montre aussi l'inhomogénéité de la densité de Sodium dans la couche (en fausse couleur du rouge au jaune) telle que mesurée par Pfrommer [62]). Les angles ont été exagérés et les distances modifiées pour mettre en évidence le phénomène.

Cette structure allongée, combinée aux contraintes de dimensionnement de l'analyseur peut induire des biais de mesure [63] : effet de troncature lorsque la taille du spot devient plus grande que la taille du champ de l'analyseur (voir figure 14). Ces biais vont se propager sur la phase estimée et produire des aberrations au niveau de la phase de correction dégradant ainsi les performances finales de l'OA.

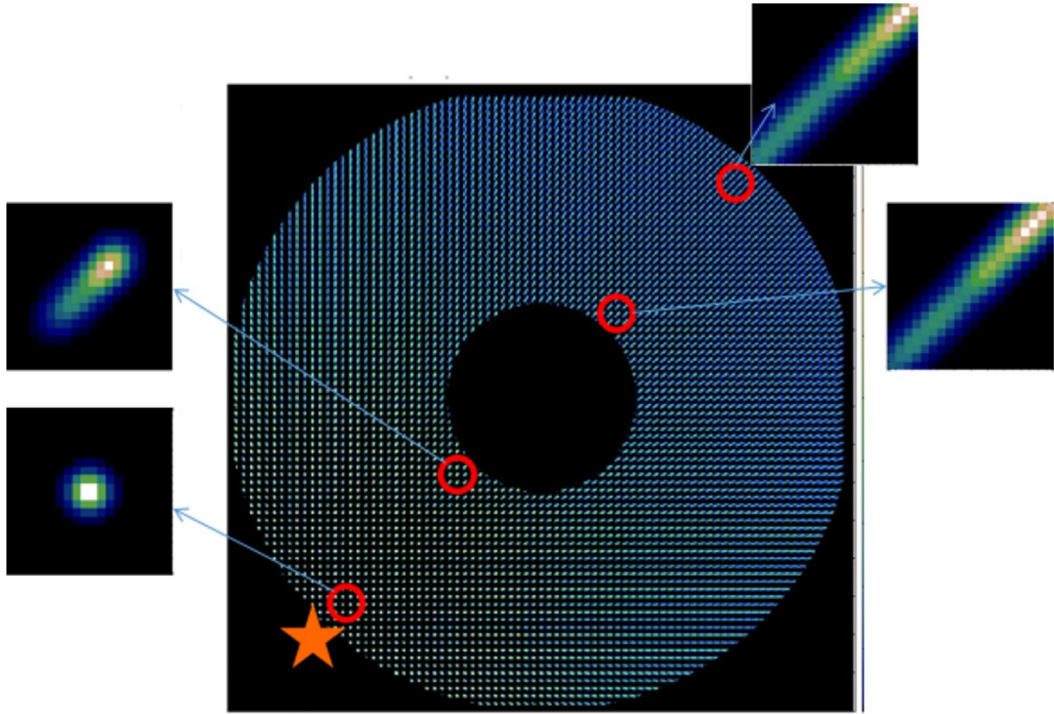


FIGURE 14. Exemple de r epartition d'intensit es au foyer d'un ASO de SH due  a la structure 3D de la LGS. La position du t elescope d' emission du Laser est mat erialis ee par l' etoile orange. Le zoom est mis sur quelques sous-pupilles pour illustrer la diff erence de structure des spots en fonction de la position de la sous pupille par rapport  a la position du t elescope d' emission et sur les effets de troncature quand l' elongation du spot devient plus grande que la taille du champ des sous-pupilles.

Notons enfin que l' elongation (β_{LGS}) va d ependre de 4 param etres, l'angle z enithal de l'observation (γ), l' epaisseur de la couche de Sodium ΔH , l'altitude moyenne de cette couche H_{LGS} (altitude  a laquelle sera focalis ee le Laser) et la distance entre la position du t elescope d' emission et la position de la sous-pupille dans la pupille du t elescope (L) selon l'expression suivante :

$$\beta_{LGS} = \frac{\cos(\gamma)L\Delta H}{H_{LGS}^2} \quad (42)$$

Ces erreurs restent faibles pour un t elescope de classe 8 m dans l'infrarouge, quelques dizaines de nm, mais deviennent probl ematiques pour les longueurs d'onde plus courtes et les t elesopes g eants [63]. Dans ce dernier cas une NGS sera encore utile pour mesurer au-del a du basculement, les quelques bas ordres affectées par ces erreurs. L' evolution de la structure de la couche de sodium étant plus lente que celle de la turbulence, la fr equance de correction n ecessaire sera beaucoup plus faible (typiquement entre 100 et 1000 fois) et le senseur travaillant sur NGS n ecessaire pour corriger de ces effets pourra donc fonctionner avec des temps d'int egration beaucoup plus longs que ceux permettant de corriger la turbulence. La correction des erreurs li ees aux fluctuations de la densit e de Sodium va donc conduire  a une complexification du syst eme d'OA mais ne repr esentera pas une limitation fondamentale du point de vue des performances.

4.3.3. L'effet de c one

La troisième limitation, plus fondamentale que les deux pr c edentes, est appel ee "effet de c one" [57] [64]. La cr eation de la LGS se fait à une distance finie, les ondes émises par la LGS et capt ees par le t el escope sont sph eriques et le volume d ecoup e par le faisceau optique dans l'atmosph ere est de forme conique ayant pour sommet la LGS. Or pour une NGS qui peut être consid eree comme étant à l'infini, les ondes sont planes et le volume du faisceau est cylindrique (voir figure 11). Il existe donc une diff erence entre les deux surfaces d'onde incidentes puisque le volume des perturbations rencontr ees est diff erent : il s'agit d'une forme d'anisoplan etisme, appelée anisoplan etisme focal ou effet de c one. L'erreur de mesure li ee à cet effet s'exprime de la façon suivante :

$$\sigma_{cone}^2 = \left(\frac{D}{d_0} \right)^{5/3} \quad (43)$$

avec

$$d_0 \approx 2.91\theta_0 H_{LGS}$$

On voit imm ediatement que l'erreur liée à l'effet de c one d epend du rapport $(D/H_{LGS})^{5/3}$. Ainsi, l'effet sera d'autant plus important que le diam etre du t el escope sera grand et que l'étoile laser sera focalis ee pr es du sol. Cela milite pour utiliser des étoiles Sodium (la couche se trouvant typiquement 90 km d'altitude). M eme dans ce cas, si l'erreur reste g erable pour des t el escopes de classe 8 m (la perte de performance est de l'ordre de quelques pourcents en Sr à quelques dizaines de pourcents en fonction des conditions atmosph eriques et de la longueur d'onde d'imagerie), elle devient absolument r edhibitoire pour les futurs t el escopes g eants.

4.4. Estimation volumique de la turbulence : La tomographie optique

Pour limiter l'impact de l'effet de c one sur les performances des syst emes d'OA assistées par laser, il est n ecessaire de pouvoir sonder l'ensemble du volume turbulent affectant le signal venant d'un objet astrophysique d'int er et. Pour cela, l'id ee est d'utiliser plusieurs LGS afin de synth etiser le cylindre d'une étoile naturelle avec plusieurs faisceaux coniques [65] [66] [59] comme illustrée en figure 15.

Chaque ASO associée à une LGS va alors mesurer l'int egrale de la perturbation atmosph erique dans chaque direction d'analyse hors de l'axe de correction. La diversit e angulaire des mesures permet ensuite de reconstruire le volume (3D) de turbulence à partir des mesures de surface d'onde (2D) int egrees dans chaque direction. On parle alors d'OA tomographique. On peut, de mani ere tr es g en erale, d ecomposer le probl eme en deux parties [66, 67] :

- Mesurer l' etat de la turbulence dans le volume atmosph erique d elimit e par le champ de mesure (champ englobant les étoiles laser et naturelles utilis ees pour l'analyse de surface d'onde).
- Appliquer la correction ad equate pour les directions d'int er et. Cette étape inclut les aspects reconstruction et les aspects commande de miroir(s).

Ainsi la probl ematique globale peut se r esumer en une équation :

$$\phi_{corr} = \mathbf{P}_{concept}^{FoV_{Corr}} \mathbf{R}_{tomo}^{FOV_{LGS}} \mathbf{M}_{LGS} \quad (44)$$

o u

- $\mathbf{P}_{concept}^{FoV_{Corr}}$ est la matrice de projection qui va venir d ecouper le volume turbulent estimée et le projeter sur le ou les MD,

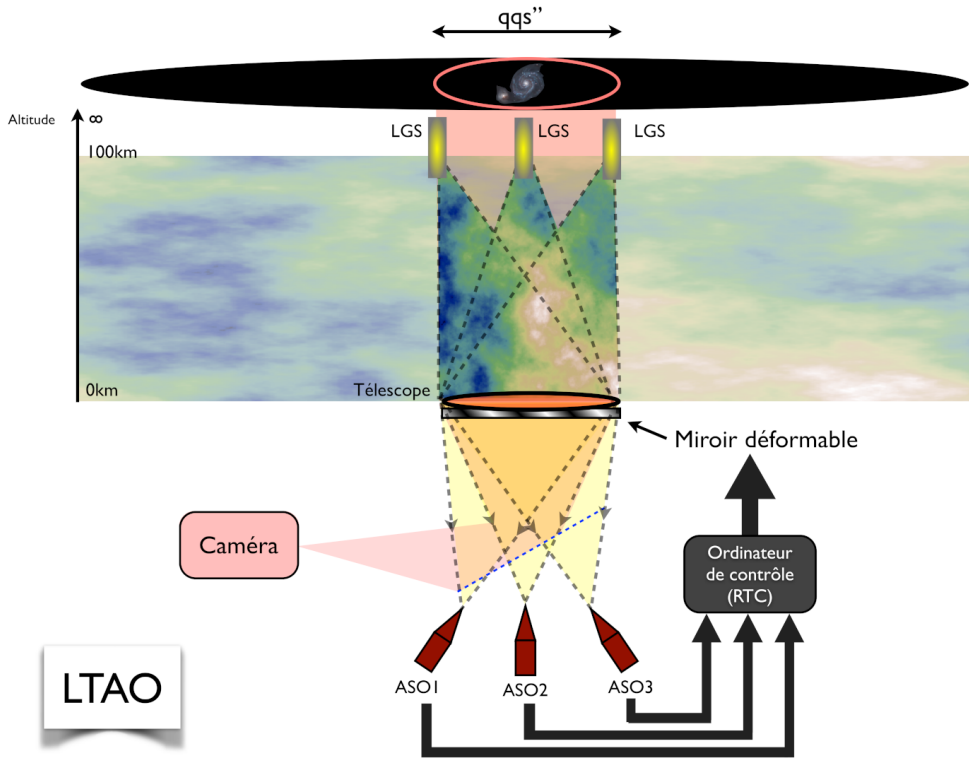


FIGURE 15. Schéma de principe de la mesure et de la reconstruction tomographique en optique adaptative avec plusieurs LGS. Crédits F. Vidal (Thèse de doctorat).

- $\mathbf{R}_{tomo}^{FOV_{LGS}}$ est la matrice de reconstruction tomographique qui va transformer les mesures à 2 dimensions en données à 3 dimensions sur le volume de turbulence¹. Cette matrice de reconstruction est souvent complexe à obtenir et requiert des informations *a priori* sur la répartition statistique de la turbulence en altitude afin de contraindre et de régulariser au mieux le problème mal conditionné.
- \mathbf{M}_{LGS} représente l'ensemble des mesures à 2 dimensions fournies par les ASO observant chaque étoile guide.

En fonction du nombre et de la position des étoiles laser et de la configuration des systèmes de correction, on peut avoir accès à une mesure plus ou moins précise et plus ou moins étendue du volume turbulent et en corriger des effets dans des zones du champ plus ou moins étendues. Cela a donné naissance, depuis le début des années 2000, à plusieurs systèmes d'OA tomographiques assistés par laser qui se traduisent par une complexité et des performances (en terme de qualité de correction et de champ de vue accessible) de plus en plus importantes. On peut les regrouper en trois grandes classes détaillées ci-après par ordre croissant de complexité (nombre de correcteurs) et de taille du champ de vue scientifique.

¹On utilise des approches très similaires à celles utilisées en imagerie médicale tomographique.

4.5. *L'optique adaptative tomographique assistée par Laser (ou LTAO)*

Un système d'optique adaptative tomographique assistée par Laser (ou Laser Tomographic AO [LTAO] en anglais) a pour but d'obtenir la meilleure correction possible sur axe. Les étoiles laser sont positionnées pour permettre de couvrir au mieux le cylindre de turbulence vu par l'onde électromagnétique provenant de l'objet d'intérêt et interceptée par le télescope (voir figure 15). Un système de LTAO a donc comme caractéristique principale d'avoir des LGS relativement proches de l'axe (de quelques à quelques dizaines de secondes d'arc en fonction de la taille du télescope) et un seul miroir de correction conjugué avec la pupille du télescope. La mesure est complétée par une étoile naturelle située dans le domaine isoplanétique (ou l'objet observé lui-même) pour fournir l'information de Tip-tilt. Un système de LTAO apporte donc une solution au problème de la couverture de ciel en reproduisant le schéma de correction d'un système d'OA classique et en « remplaçant » la mesure de l'étoile naturelle par l'estimation tomographique multi-étoiles laser et la projection du volume turbulent estimé dans la direction d'observation. Mais l'utilisation d'un seul miroir dans la pupille ne permet qu'une correction efficace limitée au domaine isoplanétique. La taille angulaire des objets observables par un système de LTAO reste faible, typiquement de l'ordre de quelques (pour une observation aux longueurs d'onde du visible)   quelques dizaines (pour une observation aux longueurs d'onde de l'infrarouge) secondes d'arc.

Si l'on souhaite observer des objets plus étendus, une solution possible est d'introduire un compromis entre taille du champ et qualité de correction. L'idée est alors d'éloigner les LGS pour avoir accès à un volume turbulent plus important et de moyenniser ces informations pour ne garder que la partie de la phase commune à l'ensemble des directions de mesure. Cette partie commune est la turbulence située proche du télescope. On a ainsi un système qui ne corrige que les basses couches de la turbulence. Cette correction est évidemment moins efficace mais s'applique à l'ensemble du champ. On a donc une performance réduite mais uniforme dans un grand champ. C'est le concept de système d'OA corrigeant la couche au sol (ou "Ground Layer AO" [GLAO] en anglais). Avec un même assemblage de composants (LGS, NGS, miroir déformable dans la pupille), un même système peut aisément combiner les fonctionnalités de GLAO et LTAO en ajustant uniquement la configuration des LGS. Ainsi, en fonction des caractéristiques des objets observés, l'utilisateur (c'est-à-dire l'astronome) peut choisir le meilleur compromis en terme de niveau de correction versus taille du champ corrigé.

Ce concept « GLAO-LTAO » a été développé par l'ESO dans l'Adaptive Optics Facility (AOF) [59] qui combine :

- un secondaire adaptatif (dont le concept a été présenté au paragraphe 2.3 (voir figure 3 et [19]) pour assurer l'étape de correction,
- un système d'OA tomographique assisté par 4 lasers Sodium combinant un mode GLAO et un mode LTAO pour assurer l'étape de mesure du volume turbulent,
- une mesure sur étoile naturelle pour une magnitude limite de l'ordre de 18 dans le visible.

L'AOF, combiné à l'instrument MUSE [68], est en opération au VLT depuis 2015. Il produit des données uniques combinant haute résolution spectrale (0,23 nm de résolution) et angulaire (30 à 50 millisecondes d'arc de résolution) pour l'ensemble du spectre visible (de 465 à 930 nm). Un exemple d'images obtenues en modes GLAO et LTAO est donné sur la figure 16.   noter le gain spectaculaire en résolution apporté sur un petit champ par la LTAO par rapport à la GLAO.

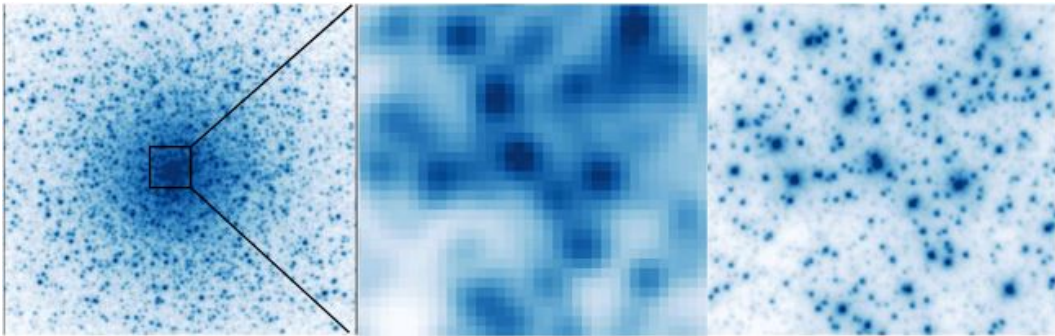


FIGURE 16. Ces images de l'amas globulaire NGC 6388 ont été obtenues lors de la phase de test de l'AOF du VLT en mode LTAO qui équipe l'instrument MUSE. L'image de gauche a été acquise en mode GLAO. Au centre, figure un zoom sur une petite portion du champ (7,5''x7,5''). L'image de droite a été acquise par MUSE en mode LTAO sur la même petite portion de champ. (crédits : ESO/S. Kammann/LJMU)

4.6. *L'optique adaptative multiconjugu e (ou MCAO)*

Si la LTAO permet de résoudre la problématique de la couverture de ciel en donnant accès à l'observation d'objets de brillance de surface très faible pour l'ensemble du ciel, la qualité de correction reste limitée à un champ de vue réduit déterminé par le domaine isoplanétique. L'observation d'objets très étendus ou l'observation simultanée de plusieurs objets dans un grand champ ne peut se faire qu'au prix d'une dégradation de la qualité de correction (avec un système dit GLAO comme présenté précédemment).

Toutefois, en supposant que nous maîtrisons parfaitement l'opération tomographique et que nous soyons donc capables de bien connaître le volume de turbulence au-dessus du télescope, il est alors possible de corriger ce volume turbulent en conjuguant optiquement plusieurs miroirs déformables à plusieurs altitudes : c'est le concept d'optique adaptative multiconjugu e (ou Multiconjugate Adaptive Optics [MCAO] en anglais) [69]. Un tel système (voir figure 17) utilise typiquement 2 à 3 miroirs déformables : 1 conjugué optiquement à la couche au sol (0 m) et 2 autres conjugués à des altitudes correspondant aux 2 couches statistiquement les plus turbulentes de l'atmosphère sur le site d'observation (par exemple : 2000 m et 10000 m). L'objectif de ce type de système est d'obtenir une correction uniforme proche de la limite de diffraction pour des champs de l'ordre d'une à quatre minutes d'arc carrées (soit typiquement 5 à 20 fois plus grands qu'en LTAO). Le niveau de performance se situera entre la correction optimale sur axe fournie par la LTAO et la correction dégradée dans un grand champ fournie par la GLAO.

Une toute première démonstration du concept de MCAO a été proposée sur le VLT grâce au démonstrateur MAD (Multiconjugate AO Demonstrator) de l'ESO [70]. La figure 18 présente un exemple d'observation d'un objet très étendu (ici Jupiter et ses 40 secondes d'arc de diamètre apparent) par MAD.

Au-delà de la démonstration de concept apportée par MAD, le premier système opérationnel de MCAO, appelé GeMS, a vu le jour au télescope Gemini-sud en 2012 [71]. Il est composé de :

- 5 LGS, situées aux coins et au centre d'un carré de 1 minute d'arc de côté centré sur l'axe;
- 3 NGS, à sélectionner dans un champ de 2 minutes d'arc de diamètre centré sur l'axe, pour gérer les problématiques de basculement et d'aberrations différentielles dans le champ induites par la structure 3D des étoiles artificielles générées par les lasers. La magnitude limite pour ces NGS est de l'ordre de 17,5.

- 3 miroirs déformables (dont 2 conjugués en altitude à respectivement 4,5 et 9 km)

et permet d'atteindre la limite de diffraction dans l'infrarouge (bande K) pour un champ d'une minute d'arc carrée. Un exemple d'observation « grand champ » avec cet instrument est illustré sur la figure 19.

La prochaine génération de systèmes de MCAO est en cours de développement pour le VLT de l'ESO au Chili. Il s'agit du projet MAVIS (MCAO-Assisted Visible Imager and Spectrograph) [72] mené par une équipe australienne de l'ANU (Australian National University). Le projet intègre aussi plusieurs équipes européennes et l'ESO.

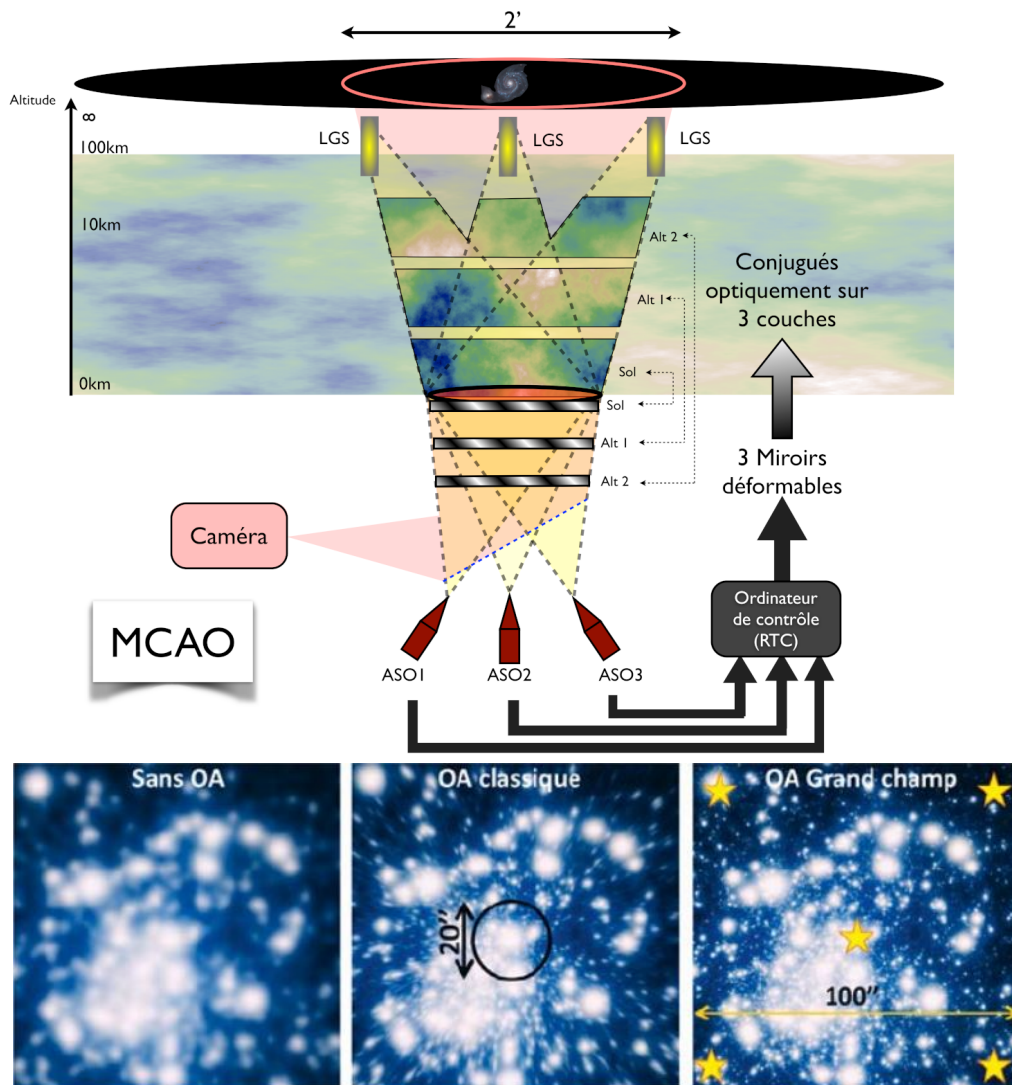


FIGURE 17. [En haut] Schéma de principe de la MCAO, crédit F. Vidal (Thèse de doctorat). [En bas] Comparaison d'images observées sans OA, avec une OA classique et une OA multiconjugu e (MCAO) avec 5 LGS; crédit B. Neichel (Habilitation   Diriger les Recherches).

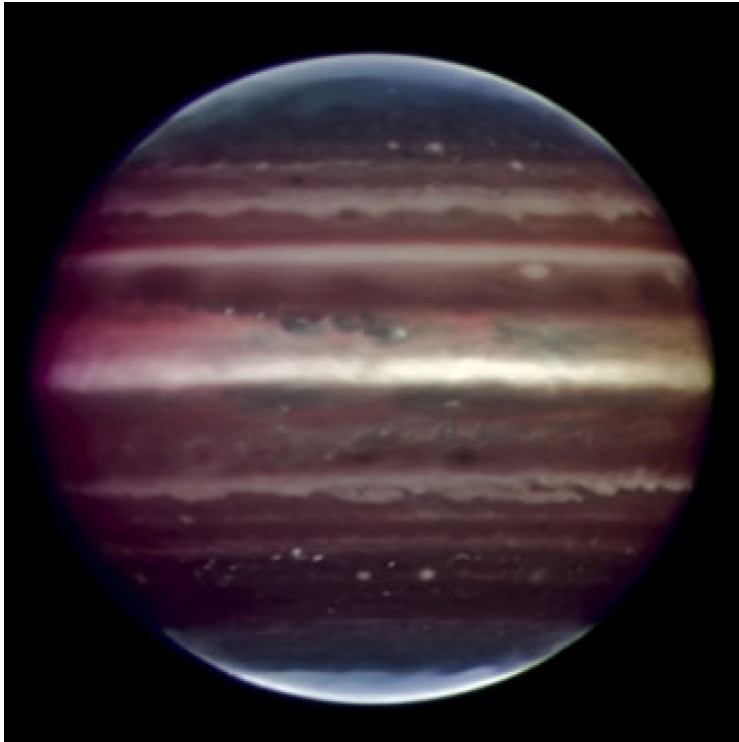


FIGURE 18. Jupiter observé par MAD dans l'infrarouge (représentation en fausse couleur). L'analyse de surface d'onde est effectuée sur 3 satellites de Jupiter situés de part et d'autre de la géante gazeuse. Le champ de vue est de 1x1 minute d'arc carré. Crédit : ESO/F Marchis, M. Wong, E. Marchetti, P. Amico et S. Tordo.



FIGURE 19. La nébuleuse d'Orion observée dans le proche infrarouge par les télescopes de l'observatoire Gemini (représentation en fausse couleur). [  gauche] avec le système d'OA classique (Altair). [  droite] avec le système de MCAO GeMs. La taille totale du champ est ici de 85x85 secondes d'arc carrées. Crédit : Gemini Observatory, AURA.

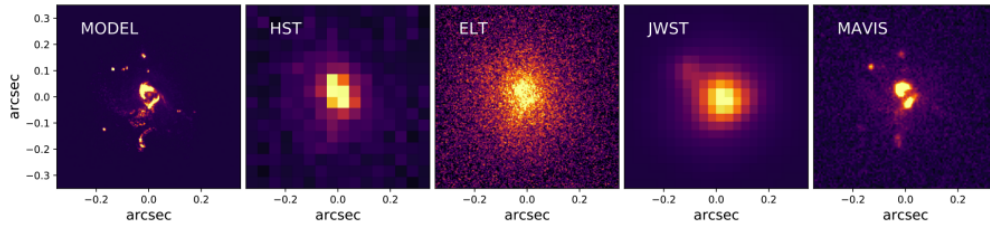


FIGURE 20. Exemple d’étude morphologique d’une galaxie (modèle à gauche)   haute résolution telle qu’observée, de gauche à droite, avec le Hubble Space Telescope (HST), Extremely Large Telescope (ELT) avec MICADO (voir section 5), le JWST et sa caméra NIRCam et enfin MAVIS sur le VLT. Basé sur la galaxie « Althaea » simulée à haute résolution à $z=5$ et présentée dans le premier panneau. Les autres panneaux montrent comment la même cible de magnitude 25 AB apparaîtrait dans la bande I (900 nm) si elle était observée avec différents instruments pour un temps d’exposition fixe de 1 h. Dans l’image du VLT/MAVIS, des régions d’amas aussi faibles que 29 AB mag sont détectées avec un rapport signal/bruit de 5. Crédit : consortium MAVIS.

MAVIS fournira des images visibles et des données de spectrographie à champ intégral avec une résolution angulaire 2 à 3 fois supérieure à celle du télescope spatial Hubble (voir figure 20), ce qui en fera un puissant complément dans les longueurs d’onde visibles pour les futures installations comme le télescope spatial James Webb et les télescopes terrestres de classe 30 à 40 m actuellement en construction, qui visent tous la science aux longueurs d’onde du proche infrarouge. MAVIS devrait voir ses premiers photons à l’horizon 2027.

4.7. *Optique adaptative tomographique « distribuée » : MOAO*

Si l’on souhaite combiner un très grand champ (de plusieurs dizaines de minutes d’arc carrées) et bonne performance, le nombre de MD pour un système de MCAO doit augmenter significativement [73] et on aboutit à un système beaucoup trop complexe (  la fois du point de vue du concept optomécanique et du côté). Néanmoins, pour leur grande majorité, les applications astrophysiques nécessitant un très grand champ concernent l’observation simultanée d’un grand nombre d’objets compacts, comme pour l’étude statistique des galaxies distantes. La correction n’est donc nécessaire qu’en certains points (là où sont situés les objets d’intérêt) du champ total. L’OA Multi-Objet ou Multi Object Adaptive Optics (MOAO) a été imaginée pour répondre à ce besoin spécifique [74]. Le principe repose sur la segmentation du champ total en zones individuelles de correction limitées par l’angle d’isoplanétisme. L’idée sous-jacente étant d’utiliser autant de miroirs déformables qu’il y a d’objets d’intérêt à corriger dans le champ. Le principe est proposé en figure 21.

Cette « découpe » du champ implique que, contrairement aux systèmes d’OA présentés jusqu’ici, chaque élément (ASO et miroir déformable) ne verra que la petite zone du champ qui l’intéresse. En segmentant le champ de l’instrument pour chaque sous-système, il n’est alors plus nécessaire de transporter le champ entier. On prélève dans le plan focal la lumière provenant des étoiles guides pour la diriger vers les ASO. La lumière issue de chaque galaxie sera, elle, dirigée vers un miroir déformable puis vers un instrument scientifique, souvent un spectrographe (voir figure 22). La commande de ce miroir est synthétisée par tomographie à partir des mesures de tous les analyseurs et ceci en boucle ouverte puisqu’aucun des analyseurs ne voit l’effet de la correction apportée par le MD à la différence des autres systèmes d’OA.

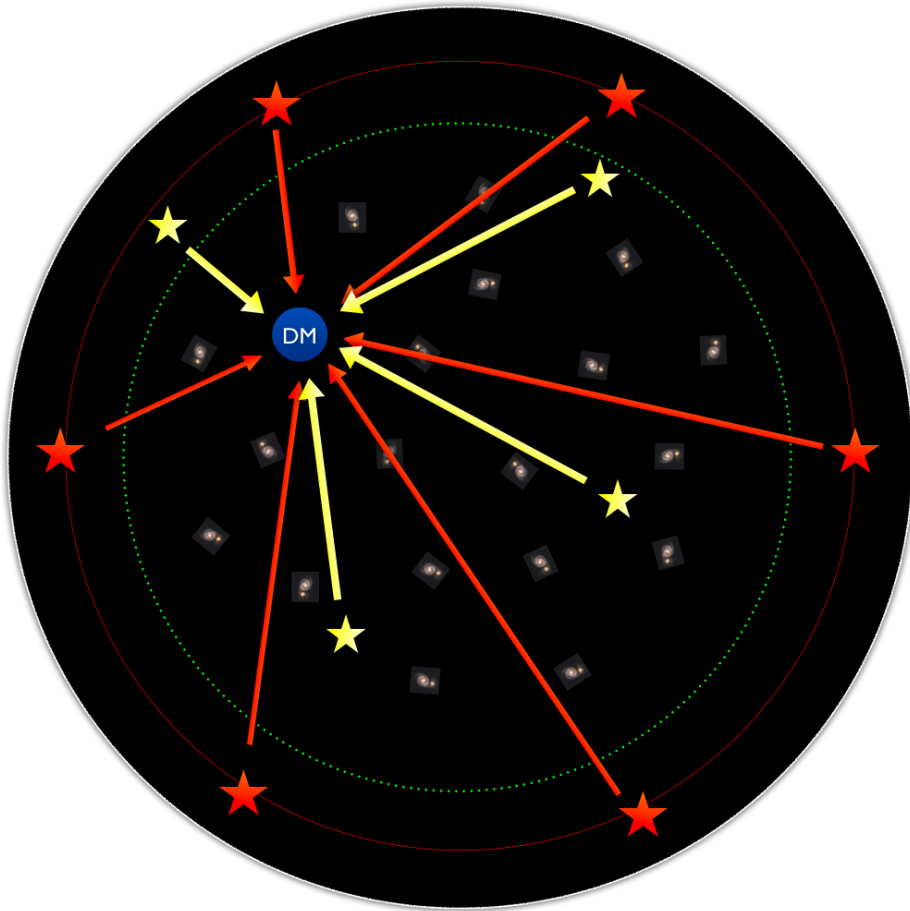


FIGURE 21. Principe de la correction d'un instrument de MOAO sur un champ (en noir) de l'ordre de 7 minutes d'arc de diamètre pour l'observation simultanée de plusieurs galaxies distantes (en niveau de gris). Le principe est illustrée pour la direction d'une seule galaxie (pastille bleue). La correction est effectuée par un seul miroir déformable (notée DM) qui ne corrige que dans la direction spécifique de la galaxie. L'information sur le volume de turbulence est apportée grâce à des étoiles lasers (Rouge) ainsi que des étoiles naturelles présentes dans le champ (Jaune). La projection dans la direction de correction se fait grâce à l'opération de tomographie (flèches Rouges et Jaunes). Il en est de même pour chacune des autres galaxies d'intérêt du champ. Crédit F. Vidal (Thèse de doctorat).

Pour valider les principes du système de MOAO et préparer l'Extremely Large Telescope (ELT) de l'ESO, une équipe franco-britannique a développée en plusieurs phases successives un démonstrateur, appelée CANARY, installée au William Herchel Telescope de 4,2 m de diamètre aux  les Canaries, [74] et [75].

L'objectif est de valider la commande en boucle ouverte et la tomographie à partir de plusieurs ASO sur LGS et NGS. Une seule voie scientifique petit champ sur axe dans le proche infrarouge a été installée pour la démonstration. Elle est équipée au final de deux MD conjugués de la pupille, selon une correction à deux étages. Elle possède aussi un ASO de diagnostic pouvant fonctionner sur l'objet observé. 4 LGS de type Rayleigh à 532 nm focalisées à une altitude de l'ordre de

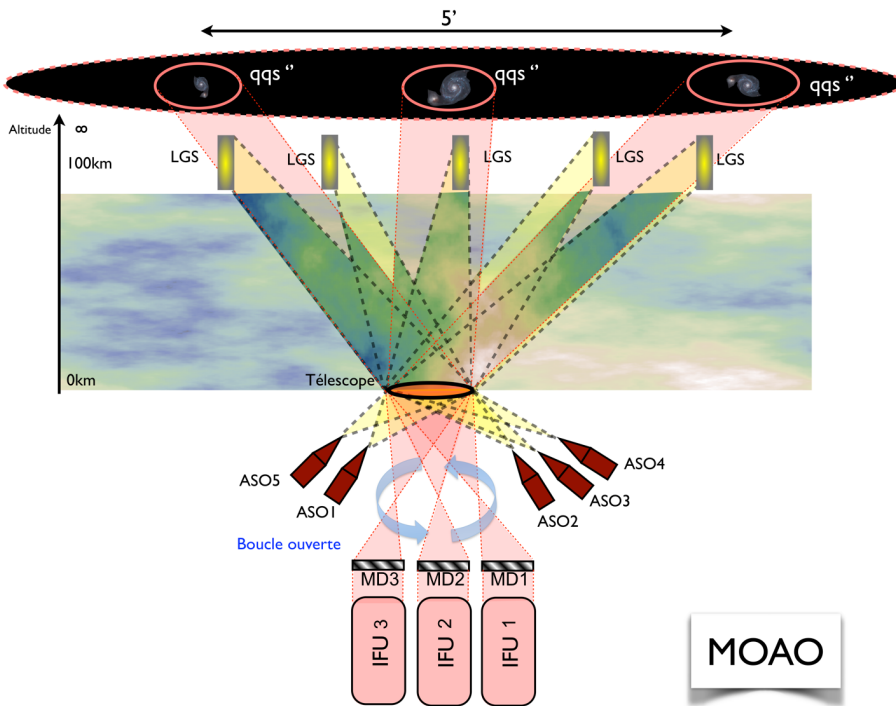


FIGURE 22. Schéma de principe de la MOAO dans un large champ (ici 5 minutes d'arc de diamètre). On ne corrige individuellement que les zones d'intérêt scientifique sur les galaxies, de quelques secondes d'arc chacune. La correction est effectuée dans chaque direction par un miroir déformable piloté en boucle ouverte à partir des mesures des ASO. En multipliant les voies scientifiques (IFU pour Integral Field Unit en anglais : spectrographe à champ intégral), on multiplie le nombre de galaxies corrigées observables en une seule pose. Crédit F. Vidal (Thèse de doctorat).

20 km sont positionnées sur un carré, typiquement à 23 secondes d'arc de l'axe, et 3 NGS sont sélectionnées dans le champ total de 2,5 minutes d'arc de diamètre. Plusieurs types de systèmes ont été testés comme la GLAO, la LTAO et la MOAO avec une variante à deux étages de correction comme pour l'ELT, le premier étage de type GLAO corrige le champ total et le deuxième étage en boucle ouverte de type MOAO corrige le petit champ sur l'axe. Les performances obtenues en MOAO, S_r variant typiquement de 10 à 30% suivant le seeing, sont proches de celles de l'OA classique (mesure et correction boucle fermée sur axe) variant entre 15 et 40 % dans les mêmes conditions. La figure 23 donne un exemple d'images obtenues sur le système distant IRAS 21101+5810 ($z = 0,039$) de deux galaxies entrant en collision, difficilement observable à haute résolution angulaire à partir du sol [76]. L'intérêt ici est de pouvoir caractériser les superamas stellaires (Super Star Clusters, SSC en anglais) de ce système pour mieux comprendre leur rôle dans l'évolution des galaxies. La résolution angulaire atteinte avec la MOAO est ici proche de la limite de la diffraction du télescope.

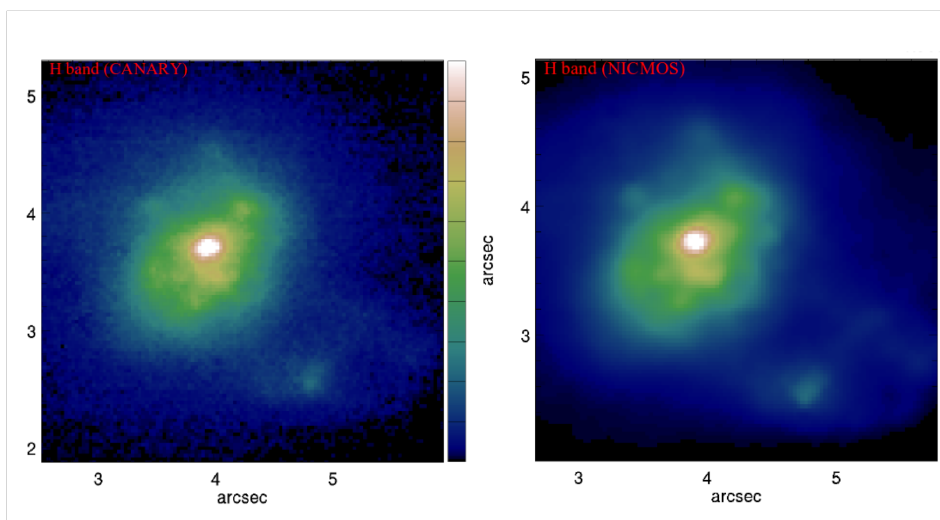


FIGURE 23. Comparaison des images de IRAS 21101+5810 (système de deux galaxies entrant en collision) obtenues avec CANARY au W. Herschel Telescope (gauche) et avec NICMOS, issue de l'archive Hubble Space Telescope (droite), en bande H à 1600 nm, pour des temps de pose de plusieurs dizaines de minutes; extrait de [76]. La résolution obtenue avec CANARY est de l'ordre de 0,15 seconde d'arc en utilisant les 4 LGS Rayleigh et une NGS du champ à 50 secondes d'arc du centre.

5. Optique adaptative et ELT

Les ELT (Extremely Large Telescopes) représentent la future grande avancée dans l'astronomie moderne. Il s'agit, à horizon 2030, de mettre en opération des télescopes géants de plusieurs dizaines de mètres (respectivement 24 [77] et 30 m [78] pour les projets américains et 39 m pour le projet européen [79]). Le défi que représentent la conception, la construction et l'opération d'un télescope de 24 à près de 40 m est considérable. L'extrapolation de solutions techniques existantes sur les télescopes de la classe des 8-10 m, permettant d'obtenir une excellente qualité d'image dans un champ de grande taille, pose de nombreux problèmes. Les défauts et la turbulence interne générés par la complexité et le gigantisme des télescopes et de leurs structures (d me de près de 80 m de haut posé sur un socle de 80 m de diamètre pour l'ELT européen (voir figure 24), c'est-à-dire un télescope ayant les dimensions d'un stade de foot) ont mis l'optique adaptative au cœur de la conception de ces futurs géants. Les télescopes eux-mêmes deviennent adaptatifs pour corriger leurs propres imperfections et fournir aux instruments scientifiques disposés à leurs différents foyers des faisceaux optiques exploitables.

L'ESO collabore avec plus de trente instituts scientifiques internationaux (dont les plus grands observatoires français, l'ONERA et le CEA) et entreprises high-tech européennes en vue d'établir les technologies de base requises pour les rendre disponibles à un prix acceptable dans les 5 à 10 ans à venir. Deux aspects très importants du développement de l'ELT sont le contrôle d'une optique de haute précision à l'échelle du télescope, ainsi que la conception des instruments qui doivent permettre aux astronomes d'atteindre les objectifs scientifiques ambitieux de l'ELT. Le miroir primaire d'un peu plus de 39 m (  lui seul l'ELT aura le même pouvoir collecteur que l'ensemble de tous les télescopes astronomiques actuellement en opération dans le monde!) sera composé de 789 segments hexagonaux de 1,41 m chacun qu'il faudra positionner les uns par rapport aux autres avec une précision de quelques nanomètres pour synthétiser un télescope



FIGURE 24. Le futur télescope géant européen mis à l'échelle des télescopes de 8 m du VLT et de l'arc de triomphe. Crédit ESO. La base du d me de l'ELT fera 80 m de diamètre. Il culminera à plus de 80 m de haut pour un poids total de plus de 5000 tonnes

monolithique de même diamètre. L'ELT présente la particularité de posséder un miroir adaptatif (appelé M4, car en 4^e position dans le train optique) associé à un miroir de tip-tilt (le M5), pour assurer une correction efficace des aberrations turbulentes ainsi que des aberrations induites par le télescope lui-même. Le miroir M4 est un miroir adaptatif de 2,6 m de diamètre avec plus de 5000 actionneurs [80]. Le champ total du télescope est de l'ordre de plusieurs dizaines de minutes d'arc carrées. Ce télescope utilisera en outre six étoiles laser tirées à partir des bords du miroir primaire pour permettre aux systèmes d'OA tomographiques de fonctionner.

Ce projet pharaonique nécessite de pousser toujours plus loin les performances des instruments et de leurs optiques adaptatives et de proposer des solutions innovantes à de nouveaux problèmes posés par le gigantisme du télescope. Il s'agit ainsi d'inventer de nouveaux concepts permettant de tirer le meilleur parti de l'exceptionnel pouvoir de résolution angulaire (4 fois supérieur à ce qui existe actuellement) du télescope allié à sa surface collectrice inégalée (16 fois plus importante que celle des plus grands télescopes actuels). Ce faisant, il sera donné aux astronomes, à l'horizon 2030 [81] :

- d'observer des planètes telluriques orbitant autour d'autres étoiles que le soleil,
- d'étudier la formation des étoiles dans d'autres galaxies que la nôtre,
- d'observer la formation des toutes premières galaxies quelques centaines de millions d'années seulement après le Big-Bang,

et ainsi de franchir des étapes significatives, voire décisives, dans l'étude et la compréhension de notre Univers. Pour ce faire, l'ELT européen sera équipé dès sa mise en service (d'ici la fin de la décennie) d'instruments dits de « première génération » (voir figure 25). Ces derniers sont au nombre de trois (MICADO [82], HARMONI [83] et METIS [84]) avec en plus le module d'OA multiconjugu  MAORY [85]. Ils couvrent une large partie de l'espace des paramètres observationnels à la fois en termes de longueurs d'onde (du visible à l'infrarouge lointain), de résolution spectrale (jusqu'à plus de 10 000) et de champ de vue accessible. Ils seront rejoints dès le début de la prochaine décennie par deux instruments dits de « deuxième génération » (MOSAIC et ANDES) apportant leurs compléments en termes de capacités opérationnelles (en particulier en ce qui concerne le champ accessible pour MOSAIC et la précision spectroscopique pour ANDES). L'ensemble de ces instruments seront équipés de systèmes d'OA plus ou moins complexes (allant

d'une OA classique à la MCAO en passant par la LTAO) pour bénéficier pleinement des capacités uniques de l'ELT :

- HARMONI combinera un système d'OA classique fonctionnant sur objets brillants (magnitude plus faible que 12 / 13 typiquement) et un système de LTAO [86] utilisant le miroir adaptatif de l'ELT (M4), 6 LGS ( quidistribu es sur un cercle d'un peu plus d'une minute d'arc de diamètre) et une seule NGS avec une magnitude limite de 18-19 en H pour la mesure du tilt atmosphérique et la correction des aberrations induites par les limitations de la LGS (voir section 4.3.2).
- MICADO combinera un système d'OA classique fonctionnant sur objets brillants très similaire à celui d'HARMONI (magnitude plus faible que 12 / 13 typiquement) et le système de MCAO MAORY [85] utilisant 1 MD supplémentaire conjugué optiquement à environ 12 km d'altitude en complément du miroir adaptatif de l'ELT (M4), 6 LGS ( quidistribu es sur un cercle de 1,5 minutes d'arc de diamètre) et 3 NGS avec une magnitude limite de 18 en bande H et disponibles dans un champ de vue de près de 2,7 minutes d'arc de diamètre.
- METIS lui utilisera un système d'AO classique dont la particularité sera d'utiliser les photons infrarouges (jusqu'à la bande K) pour effectuer la mesure de surface d'onde [87].

Le lecteur désireux d'en savoir plus sur l'ELT et son instrumentation est invité à lire le numéro spécial (volume 182) du journal de l'ESO « Messenger » qui résume les principales caractéristiques du télescope et de ses instruments [88].

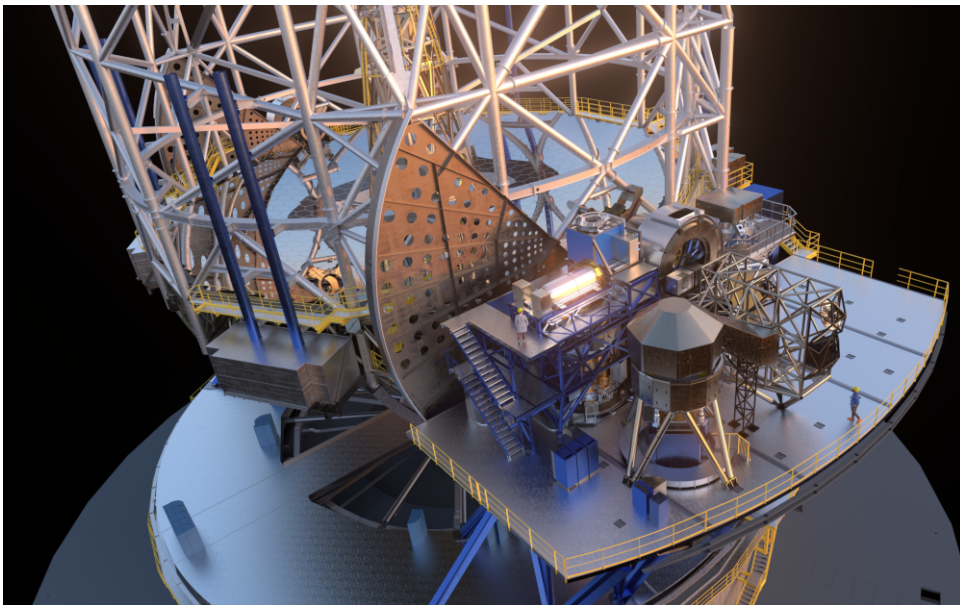


FIGURE 25. Vue d'artiste des instruments de première génération sur la plateforme Nasmyth A de l'ELT. Extrait de [88], crédit : ESO.

Enfin, après quelques années d'opérations afin de bien comprendre et maîtriser la complexité du télescope et de son environnement, le dernier instrument prévu pour l'ELT sera son "Planet Finder" (PCS pour Planetary Camera and Spectrograph). Il sera installé d'ici la fin des années 2030. Cet instrument, associé à son optique adaptative extrême, sera pour l'ELT ce que SPHERE a été pour le VLT. Il permettra d'imager et de caractériser des planètes extrasolaires bien plus

proches de leur étoile et bien moins massives que son prédécesseur et de tendre ainsi vers un des graals de l'astronomie moderne : l'observation directe, la collecte et l'exploitation spectroscopique de photons provenant d'exoplanètes telluriques situées dans la zone habitable de leur système planétaire et donc susceptibles d'abriter de la vie (voir [88, pages 38 à 43]).

6. Conclusion

En 30 ans, l'OA pour l'astronomie est passée du stade de démonstrateur technologique à celui de système opérationnel mature intégré au cœur de tous les grands instruments et télescopes astronomiques mondiaux en répondant à des besoins observationnels divers, complexes et de plus en plus ambitieux. Débuté en Europe pour l'astronomie avec COME-ON, un système d'OA corrigeant à partir d'une NGS brillante quelques dizaines de modes à 100 Hz sur un télescope de 3,6 m, les derniers systèmes d'OA corrigent   présent des milliers de modes, à plus de 1500 Hz (3000 Hz sont visés pour les nouvelles générations de systèmes d'OA extrêmes), avec pour certains plusieurs LGS, sur des télescopes de 8 m et bientôt plus de 10 000 modes pour des télescopes de près de 40 m. Au-delà des améliorations technologiques (détecteurs toujours plus rapides et sensibles, miroirs déformables   très grand nombre de degrés de liberté, lasers puissants, robustes et spectralement optimisés) et conceptuelles (nouveaux types d'analyseurs de surface d'onde, lois de commande optimisées et prédictives...), c'est l'av nement des systèmes d'OA tomographiques assistés par laser qui révolutionne le domaine de l'OA pour l'astronomie depuis une dizaine d'années. L'accès possible à la quasi totalité du ciel avec ces systèmes (avec des télescopes décamétriques ainsi limités par la diffraction aux longueurs d'onde du visible et du proche infrarouge) ouvre des perspectives innombrables en termes de capacités observationnelles. Toutes ces techniques sont partie intégrante des futurs ELT dès leur conception, démontrant ainsi le caractère indispensable de la correction de la turbulence atmosphérique par OA pour permettre l'accomplissement de programmes de recherche en astrophysique toujours plus ambitieux.

Débuté dans le domaine de la défense pour les activités de mise en forme de faisceau laser à travers la turbulence, l'OA a été pendant de nombreuses années un outil précieux pour les astronomes qui en ont popularisé le concept, l'ont développé à l'extrême en cherchant des performances toujours meilleures et en orientant les développements technologiques et l'ont fait évoluer à travers l'expression de nouveaux besoins et la proposition de nouvelles idées (ASO   pyramide, OA assistée par laser, OA tomographique multiconjugu e ou multi-Objet, etc.). Le niveau de maturité atteint par l'OA lui permet aujourd'hui d'être appliquée dans d'autres domaines (et évidemment d'être adaptée en fonction des besoins comme cela s'est fait en astronomie). On notera en particulier le développement de l'OA pour les télécommunications optiques à très haut débit en espace libre ([89, 90]), l'ophtalmologie [91] et la microscopie biomédicale [92]).

Conflit d'intérêt

L'auteur n'a aucun conflit d'intérêt à déclarer.

Remerciements

Les auteurs remercient Pierre Léna pour leur avoir proposé d'écrire cet article. Ils tiennent à remercier chaleureusement l'ensemble de leurs collègues des équipes du LESIA, de l'ONERA et du LAM qui ont contribué au cours des trente dernières années à l'essor et au développement de

l'Optique Adaptative en France. L'ensemble des avancées et des travaux mentionnés dans cet article de revue ont pu être réalisés grâce à des financements européens (FP7, H2020, ESO), nationaux (ANR, CNRS-INSU, ASHRA), locaux (Université Paris Cité, Aix Marseille Université, Régions  le de France et PACA) et internes aux laboratoires (Observatoire de Paris, ONERA et LAM en particulier). Ils ont été menés dans des cadres de thèses, de recherches amont mais aussi de projets visant au développement d'instruments opérationnels pour la communauté scientifique (NAOS, SPHERE, GRAVITY, MICADO, HARMONI). Les auteurs souhaitent aussi remercier vivement toutes les autres équipes en France et en Europe qui ont rendu ces développements possibles et qui continuent à réaliser des instruments toujours plus complexes et souvent au delà de l'état de l'art au niveau mondial.

Références

- [1] F. Roddier, « The effects of atmospheric turbulence in optical astronomy », *Progress in Optics*, vol. 19, Elsevier, 1981, p. 281-376.
- [2] H. W. Babcock, « The Possibility of Compensating Astronomical Seeing », *Publ. Astron. Soc. Pac.* **65** (1953), n  386, p. 229-236.
- [3] V. P. Linnik, « Possible development of astronomy from the instrumental viewpoint », in *Transactions of the Twelfth Astrometric Conference of the USSR (December 7-9, 1955, Pulkovo) Leningrad*, 1957, p. 179-185.
- [4] J. W. Hardy, J. E. Lefebvre, C. L. Koliopoulos, « Real-time atmospheric compensation », *J. Opt. Soc. Am.* **67** (1977), p. 360-369.
- [5] G. Rousset, J. C. Fontanella, P. Y. Kern, P. Gigan, F. J. Rigaut, P. Lena, C. Boyer, P. Jagourel, J.-P. Gaffard, F. Merkle, « First diffraction-limited astronomical images with adaptive optics », *Astron. Astrophys.* **230** (1990), n  2, p. L29-L32.
- [6] P. L. Wizinowich, D. S. Acton, C. Shelton, P. J. Stomski, J. Gathright, K. Ho, W. Lupton, K. Tsubota, O. Lai, C. E. Max, J. Brase, J. An, K. Avicola, S. Olivier, D. Gavel, B. Macintosh, A. Ghez, J. Larkin, « First Light Adaptive Optics Images from the Keck II Telescope : A New Era of High Angular Resolution Imagery », *Publ. Astron. Soc. Pac.* **112** (2000), n  769, p. 315-319.
- [7] H. Takami, N. Takato, Y. Hayano, M. Iye, Y. Kamata, Y. Minowa, T. Kanzawa, W. Gaessler, « Performance of Subaru adaptive optics system and the scientific results », in *Adaptive Optical System Technologies II* (P. L. Wizinowich, D. Bonaccini,  ds.), Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 4839, SPIE, 2003, p. 21-31.
- [8] G. Rousset, F. Lacombe, P. Puget, N. N. Hubin, E. Gendron, T. Fusco, R. Arsenault, J. Charton, P. Feautrier, P. Gigan, P. Y. Kern, A.-M. Lagrange, P.-Y. Madec, D. Mouillet, D. Rabaud, P. Rabou, E. Stadler, G. Zins, « NAOS, the first AO system of the VLT : on-sky performance », in *Adaptive Optical System Technologies II* (P. L. Wizinowich, D. Bonaccini,  ds.), Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 4839, International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2003, p. 140-149.
- [9] J.-P. V ran, F. J. Rigaut, J. Stoesz, G. Herriot, B. L. Ellerbroek, « Preliminary Commissioning Results of Altair », in *Science with Adaptive Optics* (W. Brandner, M. E. Kasper,  ds.), ESO Astrophysics Symposia, Springer, 2005, p. 19-25.
- [10] S. Esposito, A. Riccardi, L. Fini, A. T. Puglisi, E. Pinna, M. Xompero, R. Briguglio, F. Quir s-Pacheco, P. Stefanini, J. C. Guerra, L. Busoni, A. Tozzi, F. Pieralli, G. Agapito, G. Brusa-Zappellini, R. Demers, J. Brynneel, C. Arcidiacono, P. Salinari, « First light AO (FLAO) system for LBT : final integration, acceptance test in Europe, and preliminary on-sky commissioning results », in *Adaptive Optics Systems II* (B. L. Ellerbroek, M. Hart, N. Hubin, P. L. Wizinowich,  ds.), Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 7736, International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2010.
- [11] D. Bonneau, « Les effets optiques de la turbulence atmosphérique dans les images en astronomie », *Comptes Rendus. Physique* **23** (2022), n  S1, Forthcoming.
- [12] D. L. Fried, « Statistics of a Geometric Representation of Wavefront Distortion », *J. Opt. Soc. Am.* **55** (1965), n  11, p. 1427-1435.
- [13] J. W. Hardy, *Adaptive Optics for Astronomical Telescopes*, Oxford series on optical sciences, vol. 16, Oxford University Press, 1998.
- [14] F. Roddier, *Adaptive optics in astronomy*, Cambridge University Press, 1999.
- [15] P.-Y. Madec, « Overview of deformable mirror technologies for adaptive optics and astronomy », in *Adaptive Optics Systems III* (B. L. Ellerbroek, E. Marchetti, J.-P. V ran,  ds.), Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 8447, International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2012, p. 22-39.
- [16] P. Salinari, C. Del Vecchio, V. Biliotti, « A Study of an Adaptive Secondary Mirror », in *Proceedings of the ICO-16 (International Commission for Optics) Satellite Conference on Active and adaptive optics, held August 2-5, 1993*,

- European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings, vol. 48, European Southern Observatory, 1994, p. 247-253.
- [17] G. Brusa, A. Riccardi, P. Salinari, F. P. Wildi, M. Lloyd-Hart, H. M. Martin, R. Allen, D. Fisher, D. L. Miller, R. Biasi, D. Gallieni, F. Zocchi, « MMT adaptive secondary : performance evaluation and field testing », in *Adaptive Optical System Technologies II* (P. L. Wizinowich, D. Bonaccini,  ds.), Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 4839, International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2003, p. 691-702.
- [18] K. M. Morzinski, L. M. Close, J. R. Males, D. Kopon, P. M. Hinz, S. Esposito, A. Riccardi, A. T. Puglisi, E. Pinna, R. Briguglio, M. Kompero, F. Quir s-Pacheco, V. Bailey, K. B. Follette, T. J. Rodigas, Y.-L. Wu, C. Arcidiacono, J. Argomedo, L. Busoni, T. Hare, A. Uomoto, A. Weinberger, « MagAO : Status and on-sky performance of the Magellan adaptive optics system », in *Adaptive Optics Systems IV* (E. Marchetti, L. M. Close, J.-P. V ran,  ds.), Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 9148, International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2014, p. 25-37.
- [19] R. Biasi, M. Andrighettoni, G. Angerer, C. Mair, D. Pescoller, P. Lazzarini, E. Anaclerio, M. Mantegazza, D. Gallieni, E. Vernet, R. Arsenault, P.-Y. Madec, P. Duhoux, A. Riccardi, M. Kompero, R. Briguglio, M. Manetti, M. Morandini, « VLT deformable secondary mirror : integration and electromechanical tests results », in *Adaptive Optics Systems III* (B. L. Ellerbroek, E. Marchetti, J.-P. V ran,  ds.), Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 8447, International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2012, p. 925-934.
- [20] R. V. Shack, B. C. Platt, « Production and use of a lenticular Hartmann screen », *J. Opt. Soc. Am.* **61** (1971), p. 656-661.
- [21] C. V rinaud, « On the nature of the measurements provided by a pyramid wave-front sensor », *Optics Communications* **233** (2004), n  1-3, p. 27-38.
- [22] R. Ragazzoni, « Pupil plane wavefront sensing with an oscillating prism », *J. Mod. Opt.* **43** (1996), n  2, p. 289-293.
- [23] R. Ragazzoni, J. Farinato, « Sensitivity of a pyramidal Wave Front sensor in closed loop Adaptive Optics », *Astron. Astrophys.* **350** (1999), p. L23-L26.
- [24] O. Fauvarque, P. Janin-Potiron, C. Correia, Y. Br l , B. Neichel, V. Chambouleyron, J.-F. Sauvage, T. Fusco, « Kernel formalism applied to Fourier-based wave-front sensing in presence of residual phases », *J. Opt. Soc. Am. A* **36** (2019), n  7, p. 1241.
- [25] S. Thomas, T. Fusco, A. Tokovinin, M. Nicolle, V. Michau, G. Rousset, « Comparison of centroid computation algorithms in a Shack-Hartmann sensor », *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **371** (2006), n  1, p. 323-336.
- [26] R. J. Noll, « Zernike polynomials and atmospheric turbulence », *J. Opt. Soc. Am.* **66** (1976), n  3, p. 207-211.
- [27] J. Y. Wang, J. K. Markey, « Modal compensation of atmospheric turbulence phase distortion », *J. Opt. Soc. Am.* **68** (1978), n  1, p. 78-87.
- [28] E. Gendron, P. Léna, « Astronomical adaptive optics. I. Modal control optimization », *Astron. Astrophys.* **291** (1994), n  1, p. 337-347.
- [29] C. Dessenne, P.-Y. Madec, G. Rousset, « Optimization of a Predictive Controller for Closed-Loop Adaptive Optics », *Appl. Opt.* **37** (1998), n  21, p. 4623-4633.
- [30] C. Petit, J.-M. Conan, C. Kulcs r, H.-F. Raynaud, T. Fusco, J. Montri, D. Rabaud, « Optimal control for Multi-Conjugate Adaptive Optics », *C. R. Physique* **6** (2005), n  10, p. 1059-1069.
- [31] D. Gratadour, T. Morris, R. Biasi, H. Deneux, J. Bernard, J.-T. Buey, N. Doucet, F. Ferreira, M. Laine, D. Perret, A. Sevin, A. Basden, D. Geng, J. Osborn, L. Staykov, M. Townson, E. Younger, M. Andrighettoni, C. Patauner, D. Pescoller, J. Lemaitre, P. Palazzari, D. Pretet, C. Rouaud, « Prototyping AO RTC using emerging high performance computing technologies with the Green Flash project », in *Adaptive Optics Systems VI* (L. M. Close, L. Schreiber, D. Schmidt,  ds.), Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 10703, International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2018, p. 404-418.
- [32] E. J. Rigaut, J.-P. Veran, O. Lai, « Analytical model for Shack-Hartmann-based adaptive optics systems », in *Adaptive Optical System Technologies* (D. Bonaccini, R. K. Tyson,  ds.), Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 3353, SPIE, 1998, p. 1038-1048.
- [33] O. Guyon, « Limits of Adaptive Optics for High-Contrast Imaging », *Astrophys. J.* **629** (2005), n  1, p. 592-614.
- [34] T. Fusco, G. Rousset, J.-F. Sauvage, C. Petit, J.-L. Beuzit, K. Dohlen, D. Mouillet, J. Charton, M. Nicolle, M. Kasper, P. Baudoz, P. Puget, « High-order adaptive optics requirements for direct detection of extrasolar planets : Application to the SPHERE instrument », *Optics Express* **14** (2006), n  17, p. 7515.
- [35] J.-M. Conan, «  tude de la correction partielle en optique adaptative », Thèse, Université Paris XI, Paris, France, 1994.
- [36] R. Hudgin, « Wave-front compensation error due to finite corrector-element size », *J. Opt. Soc. Am.* **67** (1977), p. 393-395.
- [37] L. A. Poyneer, B. Macintosh, « Spatially filtered wave-front sensor for high-order adaptive optics », *J. Opt. Soc. Am. A* **21** (2004), n  5, p. 810-819.
- [38] D. P. Greenwood, « Bandwidth specification for adaptive optics systems », *J. Opt. Soc. Am.* **67** (1977), p. 390-393.
- [39] W. H. Southwell, « Wave-front estimation from wave-front slope measurements », *J. Opt. Soc. Am.* **7** (1980), n  8, p. 998-1006.
- [40] D. L. Fried, « Anisoplanatism in adaptive optics », *J. Opt. Soc. Am.* **72** (1982), n  1, p. 52-61.

- [41] A. Blanc, T. Fusco, M. Hartung, L. M. Mugnier, G. Rousset, « Calibration of NAOS and CONICA static aberrations. Application of the phase diversity technique », *Astron. Astrophys.* **399** (2003), p. 373-383.
- [42] J.-F. Sauvage, T. Fusco, G. Rousset, C. Petit, « Calibration and precompensation of noncommon path aberrations for extreme adaptive optics », *J. Opt. Soc. Am. A* **24** (2007), n  8, p. 2334-2346.
- [43] D. Mawet, L. Pueyo, P. Lawson, L. M. Mugnier, W. Traub, A. Boccaletti, J. T. Trauger, S. Gladysz, E. Serabyn, J. Milli, R. Belikov, M. Kasper, P. Baudoz, B. Macintosh, C. Marois, B. R. Oppenheimer, H. Barrett, J.-L. Beuzit, N. Devaney, J. Girard, O. Guyon, J. Krist, B. Mennesson, D. Mouillet, N. Murakami, L. A. Poyneer, D. Savransky, C. V rinaud, J. K. Wallace, « Review of small-angle coronagraphic techniques in the wake of ground-based second-generation adaptive optics systems », in *Space Telescopes and Instrumentation 2012 : Optical, Infrared, and Millimeter Wave* (M. C. Clampin, G. G. Fazio, H. A. MacEwen, J. Oschmann, Jacobus M.,  ds.), Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 8442, International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2012, p. 62-82.
- [44] R. Racine, G. A. H. Walker, D. Nadeau, R. Doyon, C. Marois, « Speckle Noise and the Detection of Faint Companions », *Publ. Astron. Soc. Pac.* **111** (1999), n  759, p. 587-594.
- [45] C. Marois, D. Lafrenière, R. Doyon, B. Macintosh, D. Nadeau, « Angular Differential Imaging : A Powerful High-Contrast Imaging Technique », *Astrophys. J.* **641** (2006), n  1, p. 556-564.
- [46] M. D. Perrin, A. Sivaramakrishnan, R. B. Makidon, B. R. Oppenheimer, J. R. Graham, « The Structure of High Strehl Ratio Point-Spread Functions », *Astrophys. J.* **596** (2003), n  1, p. 702-712.
- [47] J.-L. Beuzit, A. Vigan, D. Mouillet, K. Dohlen, R. Gratton, A. Boccaletti, J.-F. Sauvage, H. M. Schmid, M. Langlois, C. Petit, A. Baruffolo, M. Feldt, J. Milli, Z. Wahhaj, L. Abe, U. Anselmi, J. Antichi, R. Barette, J. Baudrand, P. Baudoz, A. Bazzon, P. Bernardi, P. Blanchard, R. Brast, P. Bruno, T. Buey, M. Carbillat, M. Carle, E. Cascone, F. Chapron, J. Charton, G. Chauvin, R. Claudi, A. Costille, V. De Caprio, J. de Boer, A. Delboulb , S. Desidera, C. Dominik, M. Downing, O. Dupuis, C. Fabron, D. Fantinel, G. Farisato, P. Feautrier, E. Fedrigo, T. Fusco, P. Gigan, C. Ginski, J. Girard, E. Giro, D. Gisler, L. Gluck, C. Gry, T. Henning, N. N. Hubin, E. Hugot, S. Incorvaia, M. Jaquet, M. Kasper, E. Lagadec, A.-M. Lagrange, H. Le Coroller, D. Le Mignant, B. Le Ruyet, G. Lessio, J.-L. Lizon, M. Llored, L. Lundin, F. Madec, Y. Magnard, M. Marteaude, P. Martinez, D. Maurel, F. Ménard, D. Mesa, O. M ller-Nilsson, T. Moulin, C. Moutou, A. Orign , J. Parisot, A. Pavlov, D. Perret, P. Puget, P. Rabou, J. Ramos, J.-M. Reess, F. Rigal, S. Rochat, R. Roelfsema, G. Rousset, A. Roux, M. Saisse, B. Salasnich, E. Santambrogio, S. Scuderi, D. Segransan, A. Sevin, R. Siebenmorgen, C. Soenke, E. Stadler, M. Suarez, D. Tiph ne, M. Turatto, S. Udry, F. Vakili, L. B. F. M. Waters, L. Weber, F. P. Wildi, G. Zins, A. Zurlo, « SPHERE : the exoplanet imager for the Very Large Telescope », *Astron. Astrophys.* **631** (2019), article no. A155.
- [48] A. M ller, M. Keppler, T. Henning, M. Samland, G. Chauvin, H. Beust, A.-L. Maire, K. Molaverdikhani, R. van Boekel, M. Benisty, A. Boccaletti, M. Bonnefoy, F. Cantalloube, B. Charnay, J.-L. Baudino, M. Gennaro, Z. C. Long, A. Cheetham, S. Desidera, M. Feldt, T. Fusco, J. Girard, R. Gratton, J. Hagelberg, M. Janson, A.-M. Lagrange, M. Langlois, C. Lazzoni, R. Ligi, F. M nard, D. Mesa, M. Meyer, P. Molli re, C. Mordasini, T. Moulin, A. Pavlov, N. Pawellek, S. P. Quanz, J. Ramos, D. Rouan, E. Sissa, E. Stadler, A. Vigan, Z. Wahhaj, L. Weber, A. Zurlo, « Orbital and atmospheric characterization of the planet within the gap of the PDS 70 transition disk », *Astron. Astrophys.* **617** (2018), article no. L2.
- [49] B. Macintosh, J. R. Graham, P. Ingraham, Q. Konopacky, C. Marois, M. D. Perrin, L. A. Poyneer, B. Bauman, T. Barman, A. S. Burrows, A. Cardwell, J. K. Chilcote, R. J. De Rosa, D. Dillon, R. Doyon, J. Dunn, D. Erikson, M. P. Fitzgerald, D. Gavel, S. Goodsell, M. Hartung, P. Hibon, P. Kalas, J. Larkin, J. Maire, F. Marchis, M. S. Marley, J. McBride, M. Millar-Blanchaer, K. M. Morzinski, A. Norton, B. R. Oppenheimer, D. Palmer, J. Patience, L. Pueyo, F. Rantakyro, N. Sadakuni, L. Saddlemyer, D. Savransky, A. Serio, R. Soummer, A. Sivaramakrishnan, I. Song, S. Thomas, J. K. Wallace, S. Wiktorowicz, S. Wolff, « First light of the Gemini Planet Imager », *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **111** (2014), n  35, p. 12661-12666.
- [50] J. Lozi, O. Guyon, N. Jovanovic, S. Goebel, P. Pathak, N. Skaf, A. Sahoo, B. Norris, F. Martinache, M. N'Diaye, B. Mazin, A. B. Walter, P. Tuthill, T. Kudo, H. Kawahara, T. Kotani, M. Ireland, N. Cvetojevic, E. Huby, S. Lacour, S. Vievard, T. D. Groff, J. K. Chilcote, J. Kasdin, J. Knight, F. Snik, D. Doelman, Y. Minowa, C. Clergeon, N. Takato, M. Tamura, T. Currie, H. Takami, M. Hayashi, « SCExAO, an instrument with a dual purpose : perform cutting-edge science and develop new technologies », in *Adaptive Optics Systems VI* (L. M. Close, L. Schreiber, D. Schmidt,  ds.), Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 10703, International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2018, p. 1266-1277.
- [51] A. Boccaletti, G. Chauvin, D. Mouillet, O. Absil, F. Allard, S. Antonucci, J.-C. Augereau, P. Barge, A. Baruffolo, J.-L. Baudino, P. Baudoz, M. Beaulieu, M. Benisty, J.-L. Beuzit, A. Bianco, B. Biller, B. Bonavita, M. Bonnefoy, S. Bos, J.-C. Bouret, W. Brandner, N. Buchschache, B. Carry, F. Cantalloube, E. Cascone, A. Carlotti, B. Charnay, A. Chiavassa, E. Choquet, Y. Clenet, A. Crida, J. De Boer, V. De Caprio, S. Desidera, J.-M. Desert, J.-B. Delisle, P. Delorme, K. Dohlen, D. Doelman, C. Dominik, V. D. Orazi, C. Dougados, S. Doute, D. Fedele, M. Feldt, F. Ferreira, C. Fontanive, T. Fusco, R. Galicher, A. Garufi, E. Gendron, A. Ghedina, C. Ginski, J.-F. Gonzalez, D. Gratadour, R. Gratton, T. Guillot, S. Haffert, J. Hagelberg, T. Henning, E. Huby, M. Janson, I. Kamp, C. Keller, M. A. Kenworthy, P. Kervella, Q. Kral, J. Kuhn, E. Lagadec, G. Laibe, M. Langlois, A.-M. Lagrange, R. Launhardt, L. Lebouilleux, H. Le Coroller, G. Li Causi, M. Loupias,

- A. L. Maire, G. Marleau, F. Martinache, P. Martinez, D. Mary, M. Mattioli, J. Mazoyer, H. Meheut, F. Menard, D. Mesa, N. Meunier, Y. Miguel, J. Milli, M. Min, P. Molliere, C. Mordasini, G. Moretto, L. M. Mugnier, G. Muro Arena, N. Nardetto, M. N. Diaye, N. Nesvadba, F. Pedichini, P. Pinilla, E. Por, A. Potier, S. P. Quanz, J. Rameau, R. Roelfsema, D. Rouan, E. Rigliaco, B. Salasnich, M. Samland, J.-F. Sauvage, H. M. Schmid, D. Segransan, I. Snellen, F. Snik, F. Soulez, E. Stadler, D. Stam, M. Tallon, P. Thebault, E. Thiebaut, C. Tschudi, S. Udry, R. van Holstein, P. Vernazza, F. Vidal, A. Vigan, R. Waters, F. P. Wildi, M. Willson, A. Zanutta, A. Zavagno, A. Zurlo, « SPHERE+ : Imaging young Jupiters down to the snowline », <https://arxiv.org/abs/2003.05714>, 2020.
- [52] P. J. Bord , W. A. Traub, « High-Contrast Imaging from Space : Speckle Nulling in a Low-Aberration Regime », *Astrophys. J.* **638** (2006), n  1, p. 488-498.
- [53] J. Mazoyer, P. Baudoz, R. Galicher, G. Rousset, « High-contrast imaging in polychromatic light with the self-coherent camera », *Astron. Astrophys.* **564** (2014), article no. L1.
- [54] O. Herscovici-Schiller, L. M. Mugnier, P. Baudoz, R. Galicher, J.-F. Sauvage, B. Paul, « Experimental validation of joint phase and amplitude wave-front sensing with coronagraphic phase diversity for high-contrast imaging », *Astron. Astrophys.* **614** (2018), article no. A142.
- [55] R. J. Sasiela, « Strehl ratios with various types of anisoplanatism », *J. Opt. Soc. Am.* **A9** (1992), n  8, p. 1398-1405.
- [56] T. Fusco, A. Blanc, M. Nicolle, J.-L. Beuzit, V. Michau, G. Rousset, N. N. Hubin, « Sky coverage estimation for multiconjugate adaptive optics systems : strategies and results », *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **370** (2006), n  1, p. 174-184.
- [57] R. Foy, A. Labeyrie, « Feasibility of adaptive telescope with laser probe », *Astron. Astrophys.* **152** (1985), n  2, p. L29-L31.
- [58] P. L. Wizinowich, D. Le Mignant, A. H. Bouchez, R. D. Campbell, J. C. Y. Chin, A. R. Contos, M. A. van Dam, S. K. Hartman, E. M. Johansson, R. E. Lafon, H. Lewis, P. J. Stomski, D. M. Summers, C. G. Brown, P. M. Danforth, C. E. Max, D. M. Pennington, « The W. M. Keck Observatory Laser Guide Star Adaptive Optics System : Overview », *Publ. Astron. Soc. Pac.* **118** (2006), n  840, p. 297-309.
- [59] P.-Y. Madec, R. Arsenault, H. Kuntschner, J. Kolb, J.-F. Pirard, J. Paufigue, P. La Penna, W. Hackenberg, E. Vernet, M. Suárez Valles, N. N. Hubin, « Adaptive Optics Facility : from an amazing present to a brilliant future... », in *Adaptive Optics Systems VI* (L. M. Close, L. Schreiber, D. Schmidt,  ds.), Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 10703, International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2018, p. 1-13.
- [60] F. J. Rigaut, E. Gendron, « Laser guide star in adaptive optics : the tilt determination problem », *Astron. Astrophys.* **261** (1992), p. 677-684.
- [61] R. Foy, A. M gus, F. Biraben, G. Grynberg, P. R. McCullough, M. Tallon, « The polychromatic artificial sodium star : a new concept for correcting the atmospheric tilt », *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **111** (1995), p. 569-578.
- [62] T. Pfrommer, P. Hickson, « High resolution mesospheric sodium properties for adaptive optics applications », *Astron. Astrophys.* **565** (2014), article no. A102.
- [63] T. Fusco, B. Neichel, C. Correia, L. Blanco, A. Costille, K. Dohlen, F. J. Rigaut, E. Renaud, A. Bonnefoi, Z. Ke, K. El-Hadi, J. Paufigue, S. Oberti, F. Clarke, I. Bryson, N. A. Thatte, « A story of errors and bias : The optimization of the LGS WFS for HARMONI », in *AO4ELT6*, 2019, HAL_ID = hal-02614095, <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-02614095/file/DOTA20078.1589983213.pdf>.
- [64] D. L. Fried, J. F. Belsher, « Analysis of fundamental limits to artificial-guide-star adaptive-optics-system performance for astronomical imaging », *J. Opt. Soc. Am.* **A11** (1994), n  1, p. 277-287.
- [65] M. Tallon, R. Foy, « Adaptive telescope with laser probe : isoplanatism and cone effect », *Astron. Astrophys.* **235** (1990), p. 549-557.
- [66] B. L. Ellerbroek, « First-order performance evaluation of adaptive-optics systems for atmospheric-turbulence compensation in extended-field-of-view astronomical telescopes », *J. Opt. Soc. Am.* **A11** (1994), n  2, p. 783-805.
- [67] T. Fusco, J.-M. Conan, G. Rousset, L. M. Mugnier, V. Michau, « Optimal wave-front reconstruction strategies for multiconjugate adaptive optics », *J. Opt. Soc. Am.* **A18** (2001), n  10, p. 2527-2538.
- [68] R. M. Bacon, M. Accardo, L. Adjali, H. Anwand, S. Bauer, I. Biswas, J. Blaizot, D. Boudon, S. Brau-Nogue, J. Brinckmann, P. Caillier, L. Capoani, C. M. Carollo, T. Contini, P. Couderc, E. Daguis , S. Deiries, B. Delabre, S. Dreizler, J. Dubois, M. Dupieux, C. Dupuy, E. Emsellem, T. Fechner, A. Fleischmann, M. François, G. Gallou, T. Gharsa, A. Glinde-mann, D. Gojak, B. Guiderdoni, G. Hansali, T. Hahn, A. Jarno, A. Kelz, C. Koehler, J. Kosmalski, F. Laurent, M. Le Floch, S. J. Lilly, J.-L. Lizon, M. Loup as, A. Manescau, C. Monstein, H. Nicklas, J.-C. Olaya, L. Pares, L. Pasquini, A. Pécontal-Rousset, R. Pellé, C. Petit, E. Popow, R. Reiss, A. Remillieux, E. Renault, M. Roth, G. Rupprecht, D. Serre, J. Schaye, G. Soucail, M. Steinmetz, O. Streicher, R. Stuik, H. Valentin, J. Vernet, P. Weilbacher, L. Wisotzki, N. Yerle, « The MUSE second-generation VLT instrument », in *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy III* (I. S. McLean, S. K. Ramsay, H. Takami,  ds.), vol. 7735, International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2010, p. 131-139.
- [69] F. J. Rigaut, B. Neichel, « Multiconjugate Adaptive Optics for Astronomy », <https://arxiv.org/abs/2003.03097>, 2020.
- [70] E. Marchetti, R. Brast, B. Delabre, R. Donaldson, E. Fedrigo, C. Frank, N. N. Hubin, J. Kolb, M. L. Louarn, J.-L. Lizon, S. Oberti, R. Reiss, C. Soenke, S. Tordo, A. Baruffolo, P. Bagnara, A. Amorim, J. Lima, « MAD On-Sky Results in Star

- Oriented Mode», in *Adaptive Optics : Analysis and Methods/Computational Optical Sensing and Imaging/Information Photonics/Signal Recovery and Synthesis Topical Meetings on CD-ROM*, Optical Society of America, 2007.
- [71] F. J. Rigaut, B. Neichel, M. Boccas, C. d'Orgeville, G. Arriagada, V. Fesquet, S. J. Diggs, C. Marchant, G. Gausach, W. N. Rambold, J. Luhrs, S. Walker, E. R. Carrasco-Damele, M. L. Edwards, P. Pessev, R. L. Galvez, T. B. Vucina, C. Araya, A. Gutierrez, A. W. Ebberts, A. Serio, C. Moreno, C. Urrutia, R. Rogers, R. Rojas, C. Trujillo, B. Miller, D. A. Simons, A. Lopez, V. Montes, H. Diaz, F. Daruich, F. Colazo, M. Bec, G. Trancho, M. Sheehan, P. McGregor, P. J. Young, M. C. Doolan, J. v. Harmelen, B. L. Ellerbroek, D. Gratadour, A. Garcia-Rissmann, «GeMS first on-sky results», in *Adaptive Optics Systems III* (B. L. Ellerbroek, E. Marchetti, J.-P. V ran,  ds.), vol. 8447, International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2012, p. 149-163.
- [72] F. J. Rigaut, R. McDermid, G. Cresci, V. Viotto, S. Ellis, D. Brodrick, G. Agapito, T. Fusco, B. Neichel, P. Hagenauer, C. Plantet, B. Salasnich, M. Aliverti, S. Antonucci, A. Balestra, A. Baruffolo, O. Beltramo-Martin, M. Bergomi, A. Blanco, M. Bonaglia, G. Bono, L. Busoni, E. Carolo, S. Chinellato, R. Content, J. Cranney, G. de Silva, S. Esposito, D. Fantinel, J. Farinato, D. Haynes, A. Horton, G. Gausach, J. Gilbert, D. Gratadour, D. Greggio, M. Gullieuszik, V. Korikakoski, D. Magrin, L. Magrini, L. Marafatto, H. McGregor, T. Mendel, S. Monty, F. Pedichini, E. Pinna, E. Portaluri, K. Radhakrishnan, R. Ragazzoni, D. Robertson, C. Schwab, S. Str bele, E. Thorn, A. Vaccarella, D. Vassallo, L. Waller, F. Zamkotsian, A. Zanutta, H. Zhang, «MAVIS conceptual design», in *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy VIII* (C. J. Evans, J. J. Bryant, K. Motohara,  ds.), vol. 11447, International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2020, p. 378-393.
- [73] F. J. Rigaut, B. L. Ellerbroek, R. Flicker, «Principles, limitations, and performance of multiconjugate adaptive optics», in *Adaptive Optical Systems Technology* (P. L. Wizinowich,  d.), vol. 4007, International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2000, p. 1022-1031.
- [74] E. Gendron, F. Vidal, M. Brangier, T. Morris, Z. Hubert, A. Basden, G. Rousset, R. Myers, F. Chemla, A. Longmore, T. Butterley, N. Dipper, C. Dunlop, D. Geng, D. Gratadour, D. M. Henry, P. Laporte, N. Looker, D. Perret, A. Sevin, G. Talbot, E. Younger, «MOAO first on-sky demonstration with CANARY», *Astron. Astrophys.* **529** (2011), article no. L2.
- [75] E. Gendron, T. Morris, A. Basden, F. Vidal, D. Atkinson, U. Bitenc, T. Buey, F. Chemla, M. Cohen, C. Dickson, N. Dipper, P. Feautrier, J.-L. Gach, D. Gratadour, D. M. Henry, J.-M. Huet, C. Morel, S. Morris, R. Myers, J. Osborn, D. Perret, A. Reeves, G. Rousset, A. Sevin, E. Stadler, G. Talbot, S. Todd, E. Younger, «Final two-stage MOAO on-sky demonstration with CANARY», in *Adaptive Optics Systems V* (E. Marchetti, L. M. Close, J.-P. V ran,  ds.), Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 9909, International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2016, p. 126 - 142.
- [76] D. Gratadour, E. Gendron, L. Grosset, T. Morris, J. Osborn, A. Basden, O. Martin, D. Rouan, R. Myers, G. Rousset, «First demo science with MOAO : observations of distant merging galaxies with CANARY», in *Adaptive Optics Systems IV* (E. Marchetti, L. M. Close, J.-P. V ran,  ds.), Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 9148, International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2014, p. 609-616.
- [77] M. Johns, «The Giant Magellan Telescope (GMT)», in *Extremely Large Telescopes : Which Wavelengths? Retirement Symposium for Arne Ardeberg* (T. E. Andersen,  d.), vol. 6986, International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2008, p. 25-36.
- [78] G. H. Sanders, «The Thirty Meter Telescope (TMT) : An International Observatory», *J. Astrophys. Astron.* **34** (2013), p. 81-86.
- [79] R. Tamai, M. Cirasuolo, J. C. González, B. Koehler, M. Tuti, «The E-ELT program status», in *Ground-based and Airborne Telescopes VI* (H. J. Hall, R. Gilmozzi, H. K. Marshall,  ds.), vol. 9906, International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2016, p. 350-362.
- [80] E. Vernet, M. Cayrel, N. N. Hubin, M. Mueller, R. Biasi, D. Gallieni, M. Tintori, «Specifications and design of the E-ELT M4 adaptive unit», in *Adaptive Optics Systems III* (B. L. Ellerbroek, E. Marchetti, J.-P. V ran,  ds.), vol. 8447, International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2012, p. 1991-1998.
- [81] M. Cirasuolo, S. Ramsay, P. Caillier, A. Delorme, F. Derie, J. C. G. Herrera, P. Hammersley, I. L. Gil, V. Mainieri, A. Manescau, P. Padovani, C. Peroux, O. Pfuhl, A. Russell, R. Tamai, M. Tuti, «The ESO ELT armazones instrumentation programme», in *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy VIII* (C. J. Evans, J. J. Bryant, K. Motohara,  ds.), vol. 11447, International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2020, p. 451-456.
- [82] R. Davies, J. Schubert, M. Hartl, J. Alves, Y. Cl net, F. Lang-Bardl, H. Nicklas, J.-U. Pott, R. Ragazzoni, E. Tolstoy, T. Ag cs, H. Anwand, S. Barboza, P. Baudoz, R. Bender, P. Bizenberger, A. Boccaletti, W. Boland, P. Bonifacio, F. Briegel, T. Buey, F. Chapron, M. Cohen, O. Czoske, S. Dreizler, R. Falomo, P. Feautrier, N. F. Schreiber, E. Gendron, R. Genzel, M. Gl ck, D. Gratadour, R. Greimel, F. Grupp, M. H user, M. Haug, J. Hennawi, H. J. Hess, V. H rmann, R. Hofferbert, U. Hopp, Z. Hubert, D. J. Ives, W. Kausch, F. Kerber, H. Kravcar, K. Kuijken, F. Lang-Bardl, M. Leitzinger, K. Leschinski, D. Massari, S. Mei, F. Merlin, L. Mohr, A. Monna, F. M ller, R. Navarro, M. Plattner, N. Przybilla, R. Ramlau, S. Ramsay, T. Ratzka, P. Rhode, J. Richter, H.-W. Rix, G. Rodeghiero, R.-R. Rohloff, G. Rousset, R. Ruddenklau, V. Schaffenroth, J. Schlichter, A. Sevin, R. Stuik, E. Sturm, J. Thomas, N. Tromp, M. Turatto, G. Verdoes-Kleijn, F. Vidal, R. Wagner, M. Wegner, W. Zeilinger, B. Ziegler, G. Zins, «MICADO : first light imager for the E-ELT», in *Ground-based and*

- Airborne Instrumentation for Astronomy VI* (C. J. Evans, L. Simard, H. Takami,  ds.), vol. 9908, International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2016, p. 621-632.
- [83] N. A. Thatte, F. Clarke, I. Bryson, H. Shnetler, M. Tecza, T. Fusco, R. M. Bacon, J. Richard, E. Mediavilla, B. Neichel, S. Arribas, B. Garcia-Lorenzo, C. J. Evans, A. Remillieux, K. E. Madi, J. M. Herreros, D. Melotte, K. O'Brien, I. A. Tosh, J. Vernet, P. Hammersley, D. J. Ives, G. Finger, R. Houghton, D. Rigopoulou, J. D. Lynn, J. R. Allen, S. D. Zielienewski, S. Kendrew, V. Ferraro-Wood, A. P contal-Rousset, J. Kosmalski, F. Laurent, M. Loupias, L. Piqueras, E. Renault, J. Blaizot, E. Daguiss , J.-E. Migniau, A. Jarno, A. Born, A. M. Gallie, D. M. Montgomery, D. M. Henry, N. Schwartz, W. Taylor, G. Zins, L. F. Rodríguez-Ramos, M. Cagigas, G. Battaglia, R. R. López, E. H. Suárez, J. V. Gigante-Ripoll, J. P. López, M. V. Martin, C. Correia, S. Pascal, L. Blanco, P. Vola, B. Epinat, C. Peroux, A. Vigan, K. Dohlen, J.-F. Sauvage, M. Lee, A. Carlotti, C. Verinaud, T. Morris, R. Myers, A. Reeves, M. Swinbank, A. Calcines, M. Larrieu, « The E-ELT first light spectrograph HARMONI : capabilities and modes », in *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy VI* (C. J. Evans, L. Simard, H. Takami,  ds.), vol. 9908, International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2016, p. 595-605.
- [84] B. R. Brandl, T. Ag cs, G. Aitink-Kroes, T. Bertram, F. Bettonvil, R. v. Boekel, O. Boulade, M. Feldt, A. Glasse, A. M. Glauser, M. Gödel, N. Hurtado, R. Jager, M. A. Kenworthy, M. Mach, J. Meisner, M. Meyer, E. Pantin, S. P. Quanz, H. M. Schmid, R. Stuik, A. Veninga, C. Waelkens, « Status of the mid-infrared E-ELT imager and spectrograph METIS », in *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy VI* (C. J. Evans, L. Simard, H. Takami,  ds.), vol. 9908, International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2016, p. 633-647.
- [85] E. Diolaiti, P. Cilieg , R. Abicca, G. Agapito, C. Arcidiacono, A. Baruffolo, M. Bellazzini, V. Biliotti, M. Bonaglia, G. Bregoli, R. Briguglio, O. Brissaud, L. Busoni, L. Carbonaro, A. Carlotti, E. Cascone, J.-J. Correia, F. Cortecchia, G. Cosentino, V. De Caprio, M. de Pascale, A. De Rosa, C. D. Vecchio, A. Delboulb , G. Di Rico, S. Esposito, D. Fantinel, P. Feautrier, C. Felini, D. Ferruzzi, L. Fini, G. Fiorentino, I. Foppiani, M. Ghigo, C. Giordano, E. Giro, L. Gluck, F. H nault, L. Jocou, F. Kerber, P. La Penna, S. Lafrasse, M. Lauria, E. I. Coarer, M. L. Louarn, M. Lombini, Y. Magnard, E. Maiorano, F. Mannucci, M. Mapelli, E. Marchetti, D. Maurel, L. Michaud, G. Morgante, T. Moulin, S. Oberti, G. Pareschi, M. Patti, A. T. Puglisi, P. Rabou, R. Ragazzoni, S. Ramsay, A. Riccardi, S. Ricciardi, M. Riva, S. Rochat, F. Roussel, A. Roux, B. Salasnich, P. Saracco, L. Schreiber, M. Spavone, E. Stadler, M.-H. Sztefek, N. Ventura, C. Verinaud, M. Xompero, A. Fontana, F. M. Zerbi, « MAORY : adaptive optics module for the E-ELT », in *Adaptive Optics Systems V* (E. Marchetti, L. M. Close, J.-P. V ran,  ds.), vol. 9909, International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2016, p. 768-774.
- [86] B. Neichel, T. Fusco, J.-F. Sauvage, C. Correia, K. Dohlen, K. El-Hadi, L. Blanco, N. Schwartz, F. Clarke, N. A. Thatte, M. Tecza, J. Paufique, J. Vernet, M. L. Louarn, P. Hammersley, J.-L. Gach, S. Pascal, P. Vola, C. Petit, J.-M. Conan, A. Carlotti, C. Verinaud, H. Shnetler, I. Bryson, T. Morris, R. Myers, E. Hugot, A. M. Gallie, D. M. Henry, « The adaptive optics modes for HARMONI : from Classical to Laser Assisted Tomographic AO », in *Adaptive Optics Systems V* (E. Marchetti, L. M. Close, J.-P. V ran,  ds.), vol. 9909, International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2016, p. 92-106.
- [87] T. Bertram, O. Absil, P. Bizenberger, W. Brandner, F. Briegel, F. Cantalloube, B. Carlomagno, M. C. C. Vázquez, M. Feldt, A. M. Glauser, T. Henning, S. Hippler, A. Huber, N. Hurtado, M. A. Kenworthy, M. Kulas, L. Mohr, V. Naranjo, P. Neureuther, A. Obereder, R.-R. Rohloff, S. Scheithauer, I. Shatokhina, R. Stuik, R. van Boekel, « Single conjugate adaptive optics for METIS », in *Adaptive Optics Systems VI* (L. M. Close, L. Schreiber, D. Schmidt,  ds.), vol. 10703, International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2018, p. 357-367.
- [88] S. Ramsay, M. Cirasuolo, P. Amico, N. N. Bezawada, P. Caillier, F. Derie, R. Dorn, S. Egner, E. George, F. Gont , P. Hammersley, C. Haupt, D. J. Ives, G. Jakob, F. Kerber, V. Mainieri, A. Manescau, S. Oberti, C. Peroux, O. Pfuhl, U. Seemann, R. Siebenmorgen, C. Schmid, J. Vernet, The ESO ELT Programme, « Instrumentation for ESO Extremely Large Telescope », in *Messenger* (M. Lyubenova, G. A. J. Hussain,  ds.), vol. 182, European Southern Observatory, 2021.
- [89] M. Vorontsov, T. Weyrauch, G. Carhart, L. Beresnev, « Adaptive Optics for Free Space Laser Communications », in *Lasers, Sources and Related Photonic Devices*, OSA, Optica Publishing Group, 2010.
- [90] N. V drenne, A. Montmerle-Bonnefois, C. B. Lim, C. Petit, J.-F. Sauvage, S. Meimon, P. Perrault, F. Mendez, B. Fleury, J. Montri, J.-M. Conan, V. Michau, Z. Sodnik, C. Voland, « First Experimental Demonstration of Adaptive Optics Pre-Compensation for GEO Feeder Links in a Relevant Environment », in *2019 IEEE International Conference on Space Optical Systems and Applications (ICSOS)*, 2019, p. 1-5.
- [91] A. Roorda, J. L. Duncan, « Adaptive Optics Ophthalmoscopy », *Annu. Rev. Vis. Sci.* **Nov** (2015), n  1, p. 19-50, PMID : 26973867.
- [92] M. J. Booth, « Adaptive optical microscopy : the ongoing quest for a perfect image », *Light : Science & Applications* **3** (2014), n  4, p. e165.